

کوانٹم میکینیات

خالد حنان یوسفزئی

جامعہ کامپیٹ، اسلام آباد

khalidyou safzai@comsats.edu.pk

۹ دسمبر ۲۰۲۱

عنوان

ix

میری پہلی کتاب کا دیباچہ

۱	۱	تفاسل موج
۱	۱.۱	شرو وڈنگر مساوات
۲	۱.۲	شکاریاتی مفہوم
۵	۱.۳	احتمال
۵	۱.۳.۱	غیر مسلسل متغیرات
۹	۱.۳.۲	استمراری متغیرات
۱۲	۱.۴	معمول زنی
۱۵	۱.۵	معیار حرکت
۱۸	۱.۶	اصول عدم یقینیت
۲۵	۲	غیر متابع وقت شرو وڈنگر مساوات
۲۵	۲.۱	ساکن حالات
۳۱	۲.۲	لامستثنای چپکور کنواں
۴۱	۲.۳	ہارمونی سر نقش
۴۳	۲.۳.۱	الجبرائی ترکیب
۵۲	۲.۳.۲	تحلیلی ترکیب
۵۹	۲.۴	آزاد ذرہ
۶۹	۲.۵	ڈیلٹا تفاسل محفہ
۶۹	۲.۵.۱	مقید حالات اور بجھراو حالات
۷۱	۲.۵.۲	ڈیلٹا تفاسل کنواں
۸۰	۲.۶	مستثنای چپکور کنواں
۹۷	۳	قواعد و ضوابط
۹۷	۳.۱	ہلیرٹ فصنا
۱۰۱	۳.۲	وتابل مشاہدہ
۱۰۱	۳.۲.۱	ہر مشی عاملین

۱۰۳	تعیین حال	۳.۲.۲
۱۰۵	ہر مثنیٰ عمل کے امتیازی تفاعل	۳.۳
۱۰۵	غیر مسلسل طیف	۳.۳.۱
۱۰۷	استمراری طیف	۳.۳.۲
۱۱۱	متعمم شمار پاتی مفہوم	۳.۴
۱۱۴	اصول عدم یقینیت	۳.۵
۱۱۵	اصول عدم یقینیت کا ثبوت	۳.۵.۱
۱۱۸	کم سے کم عدم یقینیت کا موجی اکٹھ	۳.۵.۲
۱۱۹	توانائی و وقت اصول عدم یقینیت	۳.۵.۳
۱۲۳	ڈیراک علامتیت	۳.۶
۱۳۷	تین البادی کو انظم میکانیات	۴
۱۳۷	کروی محدود میں مساوات شروڈنگر	۴.۱
۱۳۹	علیحدگی متغیرات	۴.۱.۱
۱۴۱	زاویائی مساوات	۴.۱.۲
۱۴۶	ردای مساوات	۴.۱.۳
۱۵۰	ہائیڈروجن جوہر	۴.۲
۱۵۱	ردای تفاعل موج	۴.۲.۱
۱۶۱	ہائیڈروجن کا طیف	۴.۲.۲
۱۶۳	زاویائی معیار حرکت	۴.۳
۱۶۴	امتیازی اشتداد	۴.۳.۱
۱۷۰	امتیازی تفاعلات	۴.۳.۲
۱۷۳	چکر	۴.۴
۱۸۱	مقناطیسی میدان میں ایک الیکٹران	۴.۴.۱
۱۸۷	زاویائی معیار حرکت کا مجموعہ	۴.۴.۲
۲۰۵	متناثر ذرات	۵
۲۰۵	دو ذراتی نظام	۵.۱
۲۰۷	بوزان اور فرمیون	۵.۱.۱
۲۱۰	قوت مبادلہ	۵.۱.۲
۲۱۴	جوہر	۵.۲
۲۱۴	ہیلیم	۵.۲.۱
۲۱۶	دوری جدول	۵.۲.۲
۲۲۰	ٹھوس اجسام	۵.۳
۲۲۰	آزاد الیکٹرون گیس	۵.۳.۱
۲۲۵	پٹی دار ساخت	۵.۳.۲
۲۳۱	کو انظم شمار پاتی میکانیات	۵.۴
۲۳۲	ایک مثال	۵.۴.۱
۲۳۴	عمومی صورت	۵.۴.۲

۲۳۷	زیادہ سے زیادہ محتمل تنظیم	۵.۴.۳
۲۳۰	α اور β کے طبعی اہمیت	۵.۴.۴
۲۳۳	سیاحسی طیف	۵.۴.۵
۲۴۹	غیر تابع وقت نظریہ اضطراب	۶
۲۴۹	غیر اخطائی نظریہ اضطراب	۶.۱
۲۴۹	عمومی ضابطہ بندی	۶.۱.۱
۲۵۱	اول رتبہ نظریہ	۶.۱.۲
۲۵۵	دوم رتبہ توانائیاں	۶.۱.۳
۲۵۶	اخطائی نظریہ اضطراب	۶.۲
۲۵۶	دو پڑتا اخطا	۶.۲.۱
۲۶۰	بلند رتبہ اخطا	۶.۲.۲
۲۶۵	ہائیڈروجن کا مہین ساخت	۶.۳
۲۶۶	اضافیتی تصحیح	۶.۳.۱
۲۶۹	چکر و مدار ربط	۶.۳.۲
۲۷۴	زیمان اثر	۶.۴
۲۷۴	کمزور میدان زیمان اثر	۶.۴.۱
۲۷۷	طاقتور میدان زیمان اثر	۶.۴.۲
۲۷۸	درمیانی طاقت میدان زیمان اثر	۶.۴.۳
۲۸۰	نہایت مہین ہواہ	۶.۴.۴
۲۹۱	تغیری اصول	۷
۲۹۱	نظریہ	۷.۱
۲۹۶	ہیلمیوم کا زینینی حال	۷.۲
۳۰۱	ہائیڈروجن سال باردار	۷.۳
۳۱۱	ونزل و کرامرز و برلوان تخمین	۸
۳۱۲	کلاسیکی خطہ	۸.۱
۳۱۷	سرنگرنی	۸.۲
۳۲۰	کلیات پیوند	۸.۳
۳۳۳	تابع وقت نظریہ اضطراب	۹
۳۳۴	دو سطحی نظام	۹.۱
۳۳۴	مضطرب نظام	۹.۱.۱
۳۳۷	تابع وقت نظریہ اضطراب	۹.۱.۲
۳۳۹	سائنس اضطراب	۹.۱.۳
۳۴۲	اشعاعی احسراج اور انجذاب	۹.۲
۳۴۲	برقناطیسی امواج	۹.۲.۱
۳۴۳	انجذاب، تحرق شدہ احسراج اور خود بخود احسراج	۹.۲.۲
۳۴۴	غیر اتقاقی اضطراب	۹.۲.۳

۳۴۶	۹.۳	خود با خود احسراج
۳۴۶	۹.۳.۱	آمنشائن A اور B عددی سر
۳۴۸	۹.۳.۲	ہیجان حال کا عرصہ حیات
۳۵۱	۹.۳.۳	قواعد انتخاب
۳۶۱	۱۰	حرارت ناگزیر تھمین
۳۶۱	۱۰.۱	مسئلہ حرارت ناگزیر
۳۶۱	۱۰.۱.۱	حرارت ناگزیر عمل
۳۶۴	۱۰.۱.۲	مسئلہ حرارت نہ گزر کا ثبوت
۳۶۹	۱۰.۲	ہیت بیری
۳۶۹	۱۰.۲.۱	گرگئی عمل
۳۷۱	۱۰.۲.۲	ہندی ہیت
۳۷۶	۱۰.۲.۳	اہارو نوو یو ہم اثر
۳۸۵	۱۱	بھراو
۳۸۵	۱۱.۱	تعارف
۳۸۵	۱۱.۱.۱	کلاسیکی نظریہ بھراو
۳۸۹	۱۱.۱.۲	کوانٹم نظریہ بھراو
۳۹۰	۱۱.۲	جزوی موج تجزیہ
۳۹۰	۱۱.۲.۱	اصول وضوابط
۳۹۳	۱۱.۲.۲	الایا عمل
۳۹۶	۱۱.۳	یتقلات حیط
۳۹۹	۱۱.۴	بارن تھمین
۳۹۹	۱۱.۴.۱	مسادات شروڈنگر کی عملی روپ
۴۰۳	۱۱.۴.۲	بارن تھمین اول
۴۰۸	۱۱.۴.۳	تسل بارن
۴۱۱	۱۲	پس نوشت
۴۱۲	۱۲.۱	آمنشائن پوڈلکیو وزن تضاد
۴۱۳	۱۲.۲	مسئلہ بل
۴۱۸	۱۲.۳	مسئلہ کلیہ
۴۱۹	۱۲.۴	شروڈنگر کی لمبی
۴۲۰	۱۲.۵	کوانٹم زینو تضاد
۴۲۳		جوابات
۴۲۵	۱	خطی الجبرا
۴۲۵	۱.۱	سمتیات
۴۲۵	۲.۱	اندرونی ضرب

۴۲۵	۳.۱	فتالب
۴۲۵	۴.۱	تبدیلی اساس
۴۲۵	۵.۱	امتیازی تفاسلات اور امتیازی اقتدار
۴۲۵	۶.۱	هر مشی تبادله

میری پہلی کتاب کا دیباچہ

گزشتہ چند برسوں سے حکومت پاکستان اعلیٰ تعلیم کی طرف توجہ دے رہی ہے جس سے ملک کی تاریخ میں پہلی مرتبہ اعلیٰ تعلیمی اداروں میں تحقیق کا رجحان پیدا ہوا ہے۔ امید کی جاتی ہے کہ یہ سلسلہ جاری رہے گا۔ پاکستان میں اعلیٰ تعلیم کا نظام انگریزی زبان میں رائج ہے۔ دنیا میں تحقیقی کام کا بیشتر حصہ انگریزی زبان میں ہی چھپتا ہے۔ انگریزی زبان میں ہر موضوع پر لاتعداد کتابیں پائی جاتی ہیں جن سے طلب و طالبات استفادہ کرتے ہیں۔

ہمارے ملک میں طلب و طالبات کی ایک بہت بڑی تعداد بنیادی تعلیم اردو زبان میں حاصل کرتی ہے۔ ان کے لئے انگریزی زبان میں موجود مواد سے استفادہ کرنا تو ایک طرف، انگریزی زبان از خود ایک رکاوٹ کے طور پر ان کے سامنے آتی ہے۔ یہ طلب و طالبات ذہین ہونے کے باوجود آگے بڑھنے اور قوم و ملک کی بھرپور خدمت کرنے کے قابل نہیں رہتے۔ ایسے طلب و طالبات کو اردو زبان میں نصاب کی اچھی کتابیں درکار ہیں۔ ہم نے قومی سطح پر ایسا کرنے کی کوئی خاطر خواہ کوشش نہیں کی۔

میں برسوں تک اس صورت حال کی وجہ سے پریشانی کا شکار رہا۔ کچھ کرنے کی نیت رکھنے کے باوجود کچھ نہ کر سکتا تھا۔ میرے لئے اردو میں ایک صفحہ بھی لکھنا ناممکن تھا۔ آخر کار ایک دن میں نے اپنی اس کمزوری کو کتاب نہ لکھنے کا جواز بنانے سے انکار کر دیا اور یوں یہ کتاب وجود میں آئی۔

یہ کتاب اردو زبان میں تعلیم حاصل کرنے والے طلب و طالبات کے لئے نہایت آسان اردو میں لکھی گئی ہے۔ کوشش کی گئی ہے کہ اسکول کی سطح پر نصاب میں استعمال ہونے والے تکنیکی الفاظ ہی استعمال کئے جائیں۔ جہاں ایسے الفاظ موجود نہ تھے وہاں روزمرہ میں استعمال ہونے والے الفاظ چنے گئے۔ تکنیکی الفاظ کی چٹائی کے وقت اس بات کا دہان رکھا گیا کہ ان کا استعمال دیگر مضامین میں بھی ممکن ہو۔

کتاب میں بین الاقوامی نظام اکائی استعمال کی گئی ہے۔ اہم متغیرات کی علامتیں وہی رکھی گئی ہیں جو موجودہ نظام تعلیم کی نصابی کتابوں میں رائج ہیں۔ یوں اردو میں لکھی اس کتاب اور انگریزی میں اسی مضمون پر لکھی کتاب پڑھنے والے طلب و طالبات کو ساتھ کام کرنے میں دشواری نہیں ہوگی۔

امید کی جاتی ہے کہ یہ کتاب ایک دن حوالہ اردو زبان میں انجینئرنگ کی نصابی کتاب کے طور پر استعمال کی جائے گی۔ اردو زبان میں برقی انجینئرنگ کی مکمل نصاب کی طرف یہ پہلا قدم ہے۔

اس کتاب کے پڑھنے والوں سے گزارش کی جاتی ہے کہ اسے زیادہ سے زیادہ طلب و مطالبات تک پہنچانے میں مدد دیں اور انہیں جہاں اس کتاب میں غلطی نظر آئے وہ اس کی نشاندہی میری ای۔ میل پر کریں۔ میں ان کا نہایت شکر گزار ہوں گا۔

اس کتاب میں تمام غلطیاں مجھ سے ہی سرزد ہوئی ہیں البتہ انہیں درست کرنے میں بہت لوگوں کا ہاتھ ہے۔ میں ان سب کا شکریہ ادا کرتا ہوں۔ یہ سلسلہ ابھی جاری ہے اور مکمل ہونے پر ان حضرات کے تاثرات یہاں شامل کئے جائیں گے۔

میں یہاں کامیٹ یونیورسٹی اور ہائر ایجوکیشن کمیشن کا شکریہ ادا کرنا چاہتا ہوں جن کی وجہ سے ایسی سرگرمیاں ممکن ہوئیں۔

حنالد حنان یوسفزئی

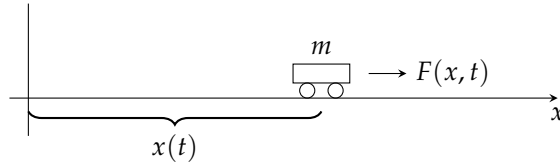
28 اکتوبر 2011ء

باب ۱

تفہم عمل موج

۱.۱ شرودنگر مساوات

فرض کریں محور x پر رہنے کا پابند ایک ذرہ جس کی کمیت m ہو، پر قوت $F(x, t)$ عمل کرتی ہے (شکل ۱.۱)۔ کلاسیکی میکانیات میں اس ذرے کا مقام $x(t)$ کسی بھی وقت t پر تعین کرنا درکار ہوتا ہے۔ ذرے کا مقام جاننے کے بعد ہم اس کی اسراع، سمتی رفتار $v = \frac{dx}{dt}$ ، معیار حرکت $p = mv$ یا حرکتی توانائی $T = \frac{1}{2}mv^2$ یا کوئی اور حرکت کی متغیر جس میں ہم دلچسپی رکھتے ہوں تعین کر سکتے ہیں۔ سوال پیدا ہوتا ہے کہ ہم $x(t)$ کیسے تعین کریں گے۔ ہم نیوٹن کا دوسرا قانون $F = ma$ بروئے کار لاتے ہیں۔ (بقائی نظام جو خوش قسمتی سے خوردبینی سطح پر واحد نظام ہے، میں قوت کو خفی توانائی پر تفرق لکھا جاسکتا ہے $F = -\frac{\partial V}{\partial x}$ ، لہذا نیوٹن کا قانون $m \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\partial V}{\partial x}$ لکھا جائے گا۔) اس مساوات کے ساتھ ابتدائی معلومات، جو عموماً لمحہ $t = 0$ پر سمتی رفتار یا مقام ہوں گے، استعمال کرتے ہوئے ہم $x(t)$ دریافت کر سکتے ہیں۔



شکل ۱.۱: ایک مخصوص قوت کے پیش نظر ایک ”ذرہ“ ایک بعد پر رہتے ہوئے حرکت کرنے پر مجبور ہے۔

مقتضی طبی قوتوں کے لئے ایسا نہیں ہوگا لیکن یہاں ہم ان کی بات نہیں کر رہے ہیں۔ دیگر، اس کتاب میں ہم رفتار کو غیر اضافی ($v \ll c$) تصور کریں گے۔

کوانٹم میکانیات اس مسئلے کو بالکل مختلف انداز سے دیکھتی ہے۔ اب ہم ذرے کی تفاعل موج^۲ جس کی علامت $\Psi(x, t)$ ہے کو شرودنگر مساوات^۳ حل کر کے حاصل کرتے ہیں

$$(1.1) \quad i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V\Psi$$

جہاں i منفی ایک (-1) کا جذر اور \hbar پلانک مستقل، بلکہ اصل پلانک مستقل تقسیم 2π ہوگا:

$$(1.2) \quad \hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.054572 \times 10^{-34} \text{ J s}$$

شرودنگر مساوات نیوٹن کے دوسرے قانون کا مماثل کردار ادا کرتی ہے۔ دی گئی ابتدائی معلومات، جو عموماً $\Psi(x, 0)$ ہوگا، استعمال کرتے ہوئے شرودنگر مساوات، مستقبل کے تمام اوقات کے لئے، $\Psi(x, t)$ تعین کرتی ہے، جیسا کلاسیکی میکانیات میں تمام مستقبل اوقات کے لئے فاعل نیوٹن $x(t)$ تعین کرتا ہے۔

۱.۲ شماریاتی مفہوم

تفاعل موج حقیقت میں کیا ہوتا ہے اور یہ جانتے ہوئے آپ حقیقت میں کیا کر سکتے ہیں، ایک ذرے کی خاصیت ہے کہ وہ ایک نقطے پر پایا جاتا ہو لیکن ایک تفاعل موج جیسا کہ اس کے نام سے ظاہر ہے فضا میں پھیلا ہوا پایا جاتا ہے۔ کسی بھی لمحے t پر یہ x کا تفاعل ہوگا۔ ایک تفاعل ایک ذرے کی حالت کو کس طرح بیان کر پائے گا، اس کا جواب تفاعل موج کے شماریاتی مفہوم^۴ پیش کر کے جناب بارن نے دیا جس کے تحت لمحے t پر نقطہ x پر ایک ذرہ پائے جانے کا احتمال $|\Psi(x, t)|^2$ دیگا، بلکہ اس کا زیادہ درست روپ^۵ درج ذیل ہے۔

$$(1.3) \quad \int_a^b |\Psi(x, t)|^2 dx = \begin{cases} \text{محتمل} & \text{محتمل} \\ \text{ایک ذرہ کے پائے جانے کا} & \text{محتمل} \end{cases} \text{ لمحے } t \text{ پر } a \text{ اور } b \text{ کے بیچ}$$

احتمال $|\Psi|^2$ کی ترسیم کے نیچے رقبہ کے برابر ہوگا۔ شکل ۱.۲ کی تفاعل موج کے لئے ذرہ غالباً نقطہ A پر پایا جائے گا جہاں $|\Psi|^2$ کی قیمت زیادہ سے زیادہ ہے جبکہ نقطہ B پر ذرہ غالباً نہیں پایا جائے گا۔

شماریاتی مفہوم کی بنا اس نظریہ سے ذرہ کے بارے میں تمام متبادل حصول معلومات، یعنی اس کا تفاعل موج، جانتے ہوئے بھی ہم کوئی سادہ تجربہ کر کے ذرے کا مقام یا کوئی دیگر متغیر ٹھیک ٹھیک معلوم کرنے سے متاصر رہتے ہیں۔ کوانٹم میکانیات ہمیں تمام ممکن نتائج کے صرف شماریاتی معلومات فراہم کر سکتی ہے۔ یوں کوانٹم میکانیات میں عدم تعین^۶ کا عنصر پایا جائے گا۔ کوانٹم میکانیات میں عدم تعین کا عنصر، طبیعیات اور

wave function^۲
Schrodinger align^۳
statistical interpretation^۴

تفاعل موج از خود مخلوط ہے لیکن $|\Psi|^2 = \Psi^* \Psi$ (جہاں Ψ^* تفاعل موج Ψ کا مخلوط جوڑی دار ہے) حقیقی اور غیر منفی ہے، جیسا کہ ہونا چاہیے۔
indeterminacy^۶



شکل ۱.۲: ایک عمومی تفاعل موج۔ نقطہ a اور b کے بیچ ذرہ پایا جانے کا احتمال سایہ دار رقبہ دے گا۔ نقطہ A کے قریب ذرہ پایا جانے کا احتمال نسبتاً زیادہ ہو گا جبکہ B کے قریب ذرہ پایا جانے کا احتمال نہایت کم ہو گا۔

فلسفہ کے ماہرین کے لیے مشکلات کا سبب بنتا رہا ہے جو انہیں اس سوچ میں مبتلا کرتی ہے کہ آیا یہ کائنات کی ایک حقیقت ہے یا کو انٹرمیکانی نظریہ میں کمی کا نتیجہ۔

فرض کریں کہ ہم ایک تجربہ کر کے معلوم کرتے ہیں کہ ایک ذرہ مقام C پر پایا جاتا ہے۔ اب سوال پیدا ہوتا ہے کہ پیمائش سے فوراً قبل یہ ذرہ کہاں ہوتا ہو گا؟ اس کے تین ممکنہ جوابات ہیں جن سے آپ کو کو انٹرمیکانی تعین کے بارے میں مختلف طبقہ سوچ کے بارے میں علم ہو گا۔

(1) حقیقت: پسند^۸ سوچ: ذرہ مقام C پر تھا۔ یہ ایک معقول جواب ہے جس کی آئن سٹائن بھی وکالت کرتے تھے۔ اگر یہ درست ہو تب کو انٹرمیکانیات ایک نامکمل نظریہ ہو گا کیونکہ ذرہ دراصل نقطہ C پر ہی تھا اور کو انٹرمیکانیات ہمیں یہ معلومات فراہم کرنے سے متاثر رہی۔ حقیقت پسند سوچ رکھنے والوں کے مطابق عدم تعین پن متدرتی میں نہیں پایا جاتا بلکہ یہ ہماری لاعلمی کا نتیجہ ہے۔ ان کے تحت کسی بھی لمحے پر ذرے کا مقام غیر معین نہیں ہوتا بلکہ یہ صرف تجربہ کرنے والے کو معلوم نہیں تھا۔ یوں Ψ مکمل کہانی بیان نہیں کرتا ہے اور ذرے کو مکمل طور پر بیان کرنے کے لئے (خفیہ متغیرات^۹ کی صورت میں) مزید معلومات درکار ہوں گی۔

(2) تقلید پسند^{۱۰} سوچ: ذرہ حقیقت میں کہیں پر بھی نہیں تھا۔ پیمائشی عمل ذرے کو مجبور کرتی ہے کہ وہ ایک مقام پر ”کھڑا ہو جائے“ (وہ مقام C کو کیوں منتخب کرتا ہے، اس بارے میں ہمیں سوال کرنے کی اجازت نہیں ہے)۔ مشاہدہ عمل ہے جو نہ صرف پیمائش میں خلل پیدا کرتا ہے، یہ پیمائشی نتیجہ بھی پیدا کرتا ہے۔ پیمائشی عمل ذرے کو مجبور کرتا ہے کہ وہ کسی مخصوص مقام کو اختیار کرے۔ ہم ذرہ کو کسی ایک مقام کو منتخب کرنے پر مجبور کرتے

^۸ظاہر ہے کوئی بھی پیمائشی آلہ مکمل نہیں ہو سکتا ہے؛ میں صرف اتنا کہنا چاہتا ہوں کہ پیمائشی حائل کے اندر رہتے ہوئے یہ ذرہ نقطہ C کے قریب پایا گیا۔

^۹realist
hidden variables
^{۱۰}orthodox

ہیں۔ ”یہ تصور جو کپنہیگن مفہوم“ پکارا جاتا ہے جناب یوہر اور ان کے ساتھیوں سے منسوب ہے۔ ماہر طبیعیات میں یہ تصور سب سے زیادہ مقبول ہے۔ اگر یہ سوچ درست ہو تب پیمائشی عمل ایک انوکھی عمل ہے جو نصف صدی سے زائد عرصہ کی بحث و مباحثوں کے بعد بھی پراسرار کی کاشکار ہے۔

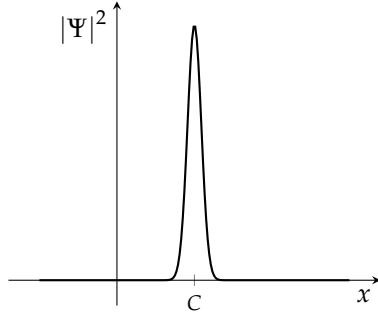
(3) انکار^{۱۱} سوچ: جواب دینے سے گریز کریں۔ یہ سوچ اتنی یوقونانہ نہیں جتنی نظر آتی ہے۔ چونکہ کسی ذرے کا مقام جاننے کے لیے آپ کو ایک تجربہ کرنا ہو گا اور تجربے کے نتائج آنے تک وہ لمحہ ماضی بن چکا ہو گا۔ چونکہ کوئی بھی تجربہ ماضی کا حاصل نہیں بتا پاتا لہذا اس کے بارے میں بات کرنا بے معنی ہے۔

1964 تک تینوں طبقہ سوچ کے حامی پائے جاتے تھے البتہ اس سال جناب جان بل نے ثابت کیا کہ تجربے سے قبل ذرہ کا مقام ٹھیک ہونے یا نہ ہونے کا تجربہ پر قابل مشاہدہ اثر پایا جاتا ہے (ظاہر ہے کہ ہمیں یہ مقام معلوم نہیں ہو گا)۔ اس ثبوت نے انکاری سوچ کو غلط ثابت کیا۔ اب حقیقت پسند اور تقلید پسند سوچ کے بیچ فیصلہ کرنا باقی ہے جو تجربہ کر کے کیا جاسکتا ہے۔ اس پر کتاب کے آخر میں بات کی جائے گی جب آپ کی عملی سوچ اتنی بڑھ چکی ہو گی کہ آپ کو جناب جان بل کی دلیل سمجھ آ سکے گی۔ یہاں اتنا بتانا کافی ہو گا کہ تجربہ بات جان بل کی تقلید پسند سوچ کی درستگی کی تصدیق کرتے ہیں^{۱۲}۔ جیسا جھیل میں موج ایک نقطہ پر نہیں پائی جاتی، یوں قبل از تجربہ ایک ذرہ ٹھیک کسی ایک مقام پر نہیں پایا جاتا ہے۔ پیمائشی عمل ذرے کو ایک مخصوص عدد اختیار کرنے پر مجبور کرتے ہوئے ایک مخصوص نتیجہ پیدا کرتی ہے۔ یہ نتیجہ تفاعل موج کی مطابقت شدہ ریاتی وزن کی پابندی کرتا ہے۔

کیا ایک پیمائش کے فوراً بعد دوسری پیمائش وہی مقام C دے گی یا نیا مقام حاصل ہو گا؟ اس کے جواب پر سب متفق ہیں۔ ایک تجربے کے فوراً بعد (اسی ذرہ پر) دوسرا تجربہ لازماً وہی مقام دوبارہ دے گا۔ حقیقت میں اگر دوسرا تجربہ مقام C کی تصدیق نہ کرے تب یہ ثابت کرنا نہایت مشکل ہو گا کے پہلے تجربہ میں مقام C ہی حاصل ہوا تھا۔ تقلید پسند اس کو کس طرح دیکھتا ہے کہ دوسری پیمائش ہر صورت C قیمت دے گی؟ ظاہری طور پر پہلی پیمائش تفاعل موج میں ایسی بنیادی تبدیلی پیدا کرتی ہے کہ تفاعل موج C پر نوکیلی صورت اختیار کرتی ہے جیسا شکل ۱.۳ میں دکھایا گیا ہے۔ ہم کہتے ہیں کہ پیمائش کا عمل تفاعل موج کو نقطہ C پر منہدم^{۱۳} کر کے اس کو نوکیلی صورت اختیار کرنے پر مجبور کرتی ہے (جس کے بعد تفاعل موج شروع و مگر مساوات کے تحت ارتقا پائے گی لہذا دوسری پیمائش جلدی کرنا ضروری ہے)۔ اس طرح دوبہت مختلف طبعی اعمال پائے جاتے ہیں۔ پہلی میں تفاعل موج وقت کے ساتھ شروع و مگر مساوات کے تحت ارتقا پاتا ہے، اور دوسری جس میں پیمائش Ψ کو فوراً ایک جگہ غیر استمراری طور پر کرنے پر منہدم کرتی ہے^{۱۵}۔

Copenhagen interpretation^{۱۱}
agnostic^{۱۲}

^{۱۳} یہ فقرہ کچھ زیادہ سخت ہے۔ چند نظریاتی اور تجرباتی مسائل باقی ہیں جن میں سے چند پر میں بعد میں تبصرہ کروں گا۔ ایسے غیر معامی خفیہ متغیرات کے نظریات اور دیگر تھیوریات مثلاً متعدد دنیا تشریح جو ان تینوں سوچ کے ساتھ مطابقت نہیں رکھتے ہیں۔ بہر



شکل ۱.۳: تقاسم عمل موج کا انہدام: اس لمحہ کے فوراً بعد $|\Psi|^2$ کی ترسیم جب پیمائش سے ذرہ C پر پایا گیا ہو۔

۱.۳.۱ احتمال

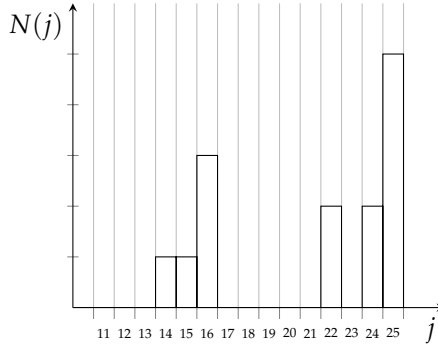
۱.۳.۱ غیر مسلسل تغیرات

چونکہ کوانٹم میکانیات کی شریاتی تشریح کی جاتی ہے لہذا اس میں احتمال کلیدی کردار ادا کرتا ہے۔ اسی لیے میں اصل موضوع سے ہٹ کر نظریہ احتمال پر تبصرہ کرتا ہوں۔ ہمیں چند نئی علامتیں اور اصطلاحات سیکھنا ہوگا جنہیں میں ایک سادہ مثال کی مدد سے واضح کرتا ہوں۔ فرض کریں ایک کمرہ میں 14 حضرات موجود ہیں جن کی عمریں درج ذیل ہیں۔

- 14 سال عمر کا ایک شخص،
- 15 سال عمر کا ایک شخص،
- 16 سال عمر کے تین اشخاص،
- 22 سال عمر کے دو اشخاص،
- 24 سال عمر کے دو اشخاص،
- 25 سال عمر کے پانچ اشخاص۔

حال، اب کے لئے بہتر ہے کہ ہم کوانٹم نظریہ کی بنیاد سیکھیں اور بعد میں اس طرح کی مسائل کے بارے میں منکر کریں۔
collapses^{۱۳}

^{۱۵} کوانٹم میکانیات میں پیمائش کا کردار اتنا کلیدی اور اتنا حیران کن ہے کہ انان سوچ میں پڑھ جاتا ہے کہ پیمائش درحقیقت ہے کیا۔ کیا یہ خوردبینی (کوانٹائی) تقاسم اور کلاسیک (کلاسیکی) پیمائشی آلات کے بیچ باہم عمل ہے (جیسا جناب بوہر کہتے تھے)، یا اس کا تعلق مستقل نشانی چھوڑنے سے ہے (جیسا ہیزنبرگ مانتے تھے)، اور یا اس کا مدہوش مشاہدہ کار کی مداخلت سے تعلق ہے (جیسا جناب وگنر نے تجویز کیا)؟ میں اس سخت مسئلہ پر دوبارہ بات باب ۱۲ میں کروں گا؛ ابھی کے لئے ہم بولی بولی سوچ لے کر چلتے ہیں: پیمائش سے مراد ایک ایسا عمل ہے جو سائنسدان تجربہ گاہ میں، فیتا، گھڑی، وغیرہ استعمال کرتے ہوئے سرانجام دیتے ہیں۔



شکل ۱.۴: مستطیل ترسیم جس میں عمر j کے لحاظ سے تعداد $N(j)$ ترسیم کی گئی ہے۔

اگر j عمر کے لوگوں کی تعداد کو $N(j)$ لکھا جائے تب درج ذیل ہوگا۔

$$N(14) = 1$$

$$N(15) = 1$$

$$N(16) = 3$$

$$N(22) = 2$$

$$N(24) = 2$$

$$N(25) = 5$$

جبکہ $N(17)$ ، مثال کے طور پر، صفر ہوگا۔ کسرہ میں لوگوں کی کل تعداد درج ذیل ہوگی۔

$$(1.۴) \quad N = \sum_{j=0}^{\infty} N(j)$$

(اس مثال میں ظاہر ہے کہ $N = 14$ ہوگا۔) شکل ۱.۴ میں اس مواد کی مستطیل ترسیم دکھائی گئی ہے۔ اس تقسیم کے بارے میں درج ذیل چند ممکنہ سوالات ہیں۔

سوال ۱ اگر ہم اس گروہ سے بلا منصوبہ ایک شخص منتخب کریں تو اس بات کا کیا احتمال ہوگا کہ اس شخص کی عمر 15 سال ہو؟ جواب: چودہ میں ایک امکان ہوگا کیونکہ کل 14 اشخاص ہیں اور ہر ایک شخص کی انتخاب کا امکان ایک جیسا ہے لہذا ایسا ہونے کا احتمال چودہ میں سے ایک ہوگا۔ اگر j عمر کا شخص کے انتخاب کا احتمال $P(j)$ ہو تب $P(14) = 1/14$ ، $P(15) = 1/14$ ، $P(16) = 3/14$ ، وغیرہ ہوگا۔ اس کا عمومی کلیہ درج ذیل ہوگا۔

$$(1.۵) \quad P(j) = \frac{N(j)}{N}$$

دھیان رہے کی چودہ یا پندرہ سال عمر کا شخص کے انتخاب کا احتمال ان دونوں کی انفرادی احتمال کا مجموعہ یعنی $\frac{1}{7}$ ہوگا۔ بالخصوص تمام احتمال کا مجموعہ اکائی (1) کے برابر ہوگا چونکہ آپ کسی نہ کسی عمر کے شخص کو ضرور منتخب کر پائیں گے۔

$$(1.۶) \quad \sum_{j=0}^{\infty} P(j) = 1$$

سوال 2 کوئی عمر سب سے زیادہ ^{۱۶} ممکن ہے؟ جواب: 25، چونکہ پانچ اشخاص اتنی عمر رکھتے ہیں جبکہ اس کے بعد ایک جیسی عمر کے لوگوں کی اگلی زیادہ تعداد تین ہے۔ عموماً سب سے زیادہ احتمال کا j وہی j ہوگا جس کے لئے $P(j)$ کی قیمت زیادہ سے زیادہ ہو۔

سوال 3 وسطانیہ ^{۱۷} عمر کیا ہے؟ جواب: چونکہ 7 لوگوں کی عمر 23 سے کم اور 7 لوگوں کی عمر 23 سے زیادہ ہے۔ لہذا جواب 23 ہوگا۔ (عمومی طور پر وسطانیہ j کی وہ قیمت ہوگی جس سے زیادہ اور جس سے کم قیمت کے نتائج کے احتمال ایک دوسرے جیسے ہوں۔)

سوال 4 ان کی اوسط ^{۱۸} عمر کتنی ہے؟ جواب:

$$\frac{(14) + (15) + 3(16) + 2(22) + 2(24) + 5(25)}{14} = \frac{294}{14} = 21$$

عمومی طور پر j کی اوسط قیمت جس کو ہم $\langle j \rangle$ لکھتے ہیں، درج ذیل ہوگی۔

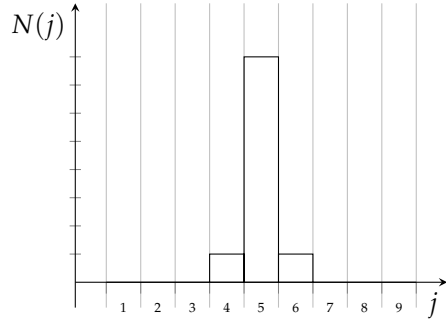
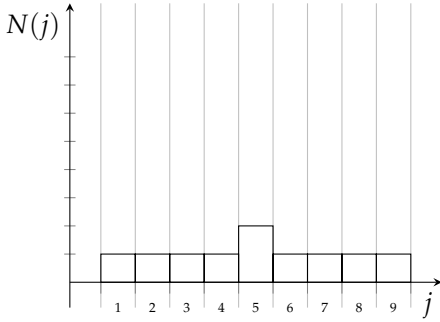
$$(1.۷) \quad \langle j \rangle = \frac{\sum jN(j)}{N} = \sum_{j=0}^{\infty} jP(j)$$

دھیان رہے کہ عین ممکن ہے کہ گروہ میں کسی کی بھی عمر گروہ کی اوسط یا وسطانیہ کے برابر نہ ہو۔ مثال کے طور پر، اس مثال میں کسی کی عمر بھی 21 یا 23 سال نہیں ہے۔ کوانٹم میکانیات میں ہم عموماً اوسط قیمت میں دلچسپی رکھتے ہیں جس کو توقعاتی قیمت ^{۱۹} کا نام دیا گیا ہے۔

سوال 5 عمروں کے مربعوں کا اوسط کیا ہوگا؟ جواب: آپ $\frac{1}{14}$ احتمال سے $14^2 = 196$ حاصل کر سکتے ہیں، یا $\frac{1}{14}$ احتمال سے $225 = 15^2$ ، یا $\frac{3}{14}$ احتمال سے $256 = 16^2$ حاصل کر سکتے ہیں، وغیرہ وغیرہ۔ یوں ان کے مربعوں کا اوسط درج ذیل ہوگا۔

$$(1.۸) \quad \langle j^2 \rangle = \sum_{j=0}^{\infty} j^2 P(j)$$

^{۱۶} most probable
^{۱۷} median
^{۱۸} mean
^{۱۹} expectation value



شکل ۱.۵: دونوں مستطیل ترسیلات میں ایک دوسرے جیسا وسطانیہ، اوسط اور سب سے زیادہ محتمل قیمتیں ہیں تاہم ان میں معیاری انحراف مختلف ہیں۔

عمومی طور پر j کے کسی بھی تفاعل کی اوسط قیمت درج ذیل ہوگی۔

$$(1.9) \quad \langle f(j) \rangle = \sum_{j=0}^{\infty} f(j) P(j)$$

(مساوات ۱.۶، ۱.۷، ۱.۸ اور ۱.۸ اس کی خصوصی صورتیں ہیں۔) دھیان رہے کہ مربع کا اوسط $\langle j^2 \rangle$ عموماً اوسط کے مربع $\langle j \rangle^2$ کے برابر نہیں ہوگا۔ مثال کے طور پر اگر ایک کمرہ میں صرف دو بچے ہوں جن کی عمریں 1 اور 3 ہو تب $\langle x^2 \rangle = 5$ جبکہ $\langle x \rangle^2 = 4$ ہوگا۔

شکل ۱.۵ کی شکل و صورتوں میں واضح منفرق پایا جاتا ہے اگرچہ ان کی اوسط قیمت، وسطانیہ، بلند تر قیمت احتمال اور اجزاء کی تعداد ایک جیسے ہیں۔ ان میں پہلی شکل اوسط کے متربیہ نوکیلی صورت رکھتی ہے جبکہ دوسری افقی چوڑی صورت رکھتی ہے۔ (مثال کے طور پر کسی بڑے شہر میں ایک جماعت میں طلبہ کی تعداد پہلی شکل مانند ہوگی جبکہ دھاتی علاقہ میں ایک ہی کمرہ پر مبنی مکتب میں بچوں کی تعداد دوسری شکل ظاہر کرے گی۔) ہمیں اوسط قیمت کے لحاظ سے، کسی بھی مقدار کے تقسیم کا پھیلاؤ، عددی صورت میں درکار ہوگا۔ اس کا ایک سیدھا طریقہ یہ ہو سکتا ہے کہ ہم ہر انفرادی جزو کی قیمت اور اوسط قیمت کا منفرق

$$(1.10) \quad \Delta j = j - \langle j \rangle$$

لے کر تمام Δj کی اوسط تلاش کریں۔ ایسا کرنے سے یہ مسئلہ پیش آتا ہے کہ ان کا جواب صفر ہو گا چونکہ اوسط کی تعریف کے تحت اوسط سے زیادہ اور اوسط سے کم قیمتیں ایک برابر ہوں گی۔

$$\begin{aligned} \langle \Delta j \rangle &= \sum (j - \langle j \rangle) P(j) = \sum j P(j) - \langle j \rangle \sum P(j) \\ &= \langle j \rangle - \langle j \rangle = 0 \end{aligned}$$

(چونکہ $\langle j \rangle$ مستقل ہے لہذا اس کو مجموعہ کی علامت سے باہر لے جایا جاسکتا ہے۔) اس مسئلہ سے چھٹکارا حاصل کرنے کی خاطر آپ Δj کی مطلق قیمتوں کا اوسط لے سکتے ہیں لیکن Δj کی مطلق قیمتوں کے ساتھ کام کرنا

مشکلات پیدا کرتا ہے۔ اس کی بجائے، منفی علامت سے خبات حاصل کرنے کی خاطر، ہم مربع لینے کے بعد اوسط حاصل کرتے ہیں۔

$$\sigma^2 \equiv \langle (\Delta j)^2 \rangle \quad (1.11)$$

اس قیمت کو تقسیم کی تعبیر^{۲۰} کہتے ہیں جبکہ تغیریت کا جذر σ کو معیار^{۲۱} انحراف^{۲۱} کہتے ہیں۔ روایتی طور پر σ کو اوسط $\langle j \rangle$ کے گرد پھیلاؤ کی پیمائش مانا جاتا ہے۔
ہم تغیریت کا ایک چھوٹا مسئلہ پیش کرتے ہیں۔

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \langle (\Delta j)^2 \rangle = \sum (\Delta j)^2 P(j) = \sum (j - \langle j \rangle)^2 P(j) \\ &= \sum (j^2 - 2j\langle j \rangle + \langle j \rangle^2) P(j) \\ &= \sum j^2 P(j) - 2\langle j \rangle \sum j P(j) + \langle j \rangle^2 \sum P(j) \\ &= \langle j^2 \rangle - 2\langle j \rangle \langle j \rangle + \langle j \rangle^2 = \langle j^2 \rangle - \langle j \rangle^2 \end{aligned}$$

اس کا جذر لے کر ہم معیاری انحراف کو درج ذیل لکھ سکتے ہیں۔

$$\sigma = \sqrt{\langle j^2 \rangle - \langle j \rangle^2} \quad (1.12)$$

عملی استعمال میں σ اس پلے سے بہت جلد حاصل ہو گا۔ آپ $\langle j^2 \rangle$ اور $\langle j \rangle^2$ معلوم کر کے ان کے منفرق کا جذر لیں گے۔ جیسا آپ یاد ہو گا میں نے ذکر کیا $\langle j^2 \rangle$ اور $\langle j \rangle^2$ عموماً ایک دوسرے کے برابر نہیں ہوں گے۔ جیسا آپ مساوات ۱.۱۱ سے دیکھ سکتے ہیں σ^2 غیر منفی ہو گا لہذا مساوات ۱.۱۲ کے تحت درج ذیل ہو گا

$$\langle j^2 \rangle \geq \langle j \rangle^2 \quad (1.13)$$

اور یہ دونوں صرف اس صورت برابر ہو سکتے ہیں جب $\sigma = 0$ ہو، جو تب ممکن ہو گا جب تقسیم میں کوئی پھیلاؤ نہ پایا جاتا ہو یعنی ہر جزو ایک ہی قیمت کا ہو۔

۱.۳.۲ استمراری تغیرات

اب تک ہم غیر مسلسل تغیرات کی بات کرتے آ رہے ہیں جن کی قیمتیں الگ تھلک ہوتی ہیں۔ (گزشتہ مثال میں ہم نے امیراد کی عمروں کی بات کی جن کو سالوں میں ناپا جاتا ہے لہذا Δ عدد صحیح تھا۔) تاہم اس کو آسانی سے استمراری تقسیم تک وسعت دی جاسکتی ہے۔ اگر میں گلی میں بلا منصوبہ ایک شخص کا انتخاب کر کے اس کی عمر پوچھوں تو اس کا احتمال صفر ہو گا کہ اس کی عمر ٹھیک ۱۶ سال ۴ گھنٹہ، ۲۷ منٹ اور ۳.۳۷۵۲۴ سیکنڈ ہو۔ یہاں اس کی عمر کا ۱۶ اور ۱۷ سال کے بیچ ہونے کے احتمال کی بات کرنا معقول ہو گا۔ بہت کم وقفے کی صورت میں احتمال وقفے کی لمبائی کے راست متناسب ہو گا۔ مثال کے طور پر ۱۶ سال اور ۱۶ سال جمع دو دونوں

^{۲۰} variance
^{۲۱} standard deviation

کے بیچ عمر کا احتمال 16 سال اور 16 سال جمع ایک دن کے بیچ عمر کے احتمال کا دگن ہو گا۔ (ما سوائے ایسی صورت میں جب 16 سال قبل عین اسی دن کسی وجہ سے بہت زیادہ بچ پیدا ہوئے ہوں۔ ایسی صورت میں اس واقعہ کی اطلاق کی نقطہ نظر سے ایک یا دو دن کا وقفہ بہت لمبا وقفہ ہے۔ اگر زیادہ بچوں کی پیداوار کا دورانیہ چھ گھنٹے پر مشتمل ہو تب ہم ایک سیکنڈ یا زیادہ محفوظ طرف رہنے کی خاطر، اس سے بھی کم دورانیے کا وقفہ لیں گے۔ تکنیکی طور پر ہم لامتناہی چھوٹے وقفہ کی بات کر رہے ہیں۔) اس طرح درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$\rho(x)dx = \begin{cases} \text{بلا منصوبہ منتخب کئے گئے رکن کا } x \\ \text{اور } (x + dx) \text{ کے بیچ پائے جانے} \\ \text{کا احتمال} \end{cases} \quad (1.13)$$

اس مساوات میں تناسبی مستقل $\rho(x)$ کا کثافت احتمال^{۲۲} کہلاتا ہے۔ متناہی وقفہ a تا b کے بیچ x پایا جانے کا احتمال $\rho(x)$ کا مکمل دے گا:

$$P_{ab} = \int_a^b \rho(x) dx \quad (1.15)$$

اور غیر مسلسل تقسیم کے لئے اخذ کردہ قواعد درج ذیل روپ اختیار کریں گے:

$$1 = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x) dx, \quad (1.16)$$

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x \rho(x) dx, \quad (1.17)$$

$$\langle f(x) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \rho(x) dx, \quad (1.18)$$

$$\sigma^2 \equiv \langle (\Delta x)^2 \rangle = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad (1.19)$$

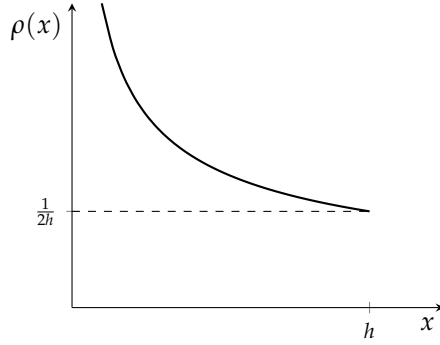
مثال ۱: ایک چٹان جس کی اونچائی h ہو سے ایک پتھر کو نیچے گرنے دیا جاتا ہے۔ گرتے ہوئے پتھر کی بلا واسطہ وقتی فاصلوں پر دس لاکھ تصاویر کھینچے جاتے ہیں۔ ہر تصویر پر طے شدہ فاصلہ ناپا جاتا ہے۔ ان تمام فاصلوں کی اوسط قیمت کیا ہوگی؟ یعنی طے شدہ فاصلوں کا وقتی اوسط کیا ہوگا؟^{۲۳}

حل: پتھر ساکن حال سے بہت درج بڑھتی ہوئی رفتار سے نیچے گرتا ہے۔ یہ چٹان کے بالائی سر کے متریب زیادہ وقت گزارتا ہے لہذا ہم توقع کرتے ہیں کہ فاصلہ $\frac{h}{2}$ سے کم ہوگا۔ ہوائی رگڑ کو نظر انداز کرتے ہوئے، لمحہ t پر فاصلہ x درج ذیل ہوگا۔

$$x(t) = \frac{1}{2} g t^2$$

^{۲۲}probability density

^{۲۳}ایک ماہر شماریات کو شکوہ ہوگا کہ میں متناہی نمونہ (جو یہاں دس لاکھ ہے) کی اوسط اور (پوری استمراریہ) پر ”اصلی“ اوسط میں منفرق نہیں کر پا رہا ہوں۔ یہ ایک تجربہ کرنے والے کے لئے مصیبت پیدا کر سکتی ہے، خاص کر جب نمونی جسامت چھوٹی ہو، تاہم یہاں مجھے صرف اصل اوسط سے عنبر ضرر ہے، اور نمونی اوسط اس کی اچھی تحسین ہے۔



شکل ۱.۶: کثافت احتمال برائے مثال ۱.۱: $\rho(x) = 1/(2\sqrt{hx})$

اس کی سستی رفتار $\frac{dx}{dt} = gt$ ہوگی اور پرواز کا دورانیہ $T = \sqrt{2h/g}$ ہوگا۔ وقفہ dt میں تصویر کھینچنے کا احتمال $\frac{dt}{T}$ ہوگا۔ یوں اس کا احتمال کہ ایک تصویر مطابقتی سرعت dx میں فاصلہ دے درج ذیل ہوگا:

$$\frac{dt}{T} = \frac{dx}{gt} \sqrt{\frac{g}{2h}} = \frac{1}{2\sqrt{hx}} dx$$

ظاہر ہے کہ کثافت احتمال (مساوات ۱.۱۴) درج ذیل ہوگا۔

$$\rho(x) = \frac{1}{2\sqrt{hx}} \quad (0 \leq x \leq h)$$

(اس وقفہ کے باہر کثافت احتمال صفر ہوگا۔)

ہم مساوات ۱.۱۶ استعمال کر کے اس نتیجہ کی تصدیق کر سکتے ہیں۔

$$\int_0^h \frac{1}{2\sqrt{hx}} dx = \frac{1}{2\sqrt{h}} (2x^{\frac{1}{2}}) \Big|_0^h = 1$$

مساوات ۱.۱۷ سے اوسط فاصلہ تلاش کرتے ہیں

$$\langle x \rangle = \int_0^h x \frac{1}{2\sqrt{hx}} dx = \frac{1}{2\sqrt{h}} \left(\frac{2}{3} x^{\frac{3}{2}} \right) \Big|_0^h = \frac{h}{3}$$

جو $\frac{h}{2}$ سے کچھ کم ہے جیسا کہ ہم توقع کرتے ہیں۔

شکل ۱.۶ میں $\rho(x)$ کی ترسیم دکھائی گئی ہے۔ آپ دیکھ سکتے ہیں کہ کثافت احتمال از خود لامستناہی ہو سکتا ہے جبکہ احتمال (یعنی ρ کا تکمیل) لازماً مستناہی (بلکہ 1 یا 1 سے کم ہوگا)۔ □

سوال ۱.۱: حصہ ۱.۳ میں اشخاص کی عمروں کی تقسیم کے لیے درج ذیل کریں۔

۱. اوسط کا مربع $\langle i^2 \rangle$ اور مربع کا اوسط $\langle j^2 \rangle$ تلاش کریں۔

ب. ہر j کے لیے Δj دریافت کریں اور مساوات ۱۱.۱۱ استعمال کرتے ہوئے معیاری انحراف دریافت کریں۔

ج. جزو ۱۱ اور ب کے نتائج استعمال کرتے ہوئے مساوات ۱۱.۱۲ کی تصدیق کریں۔

سوال ۱.۲:

۱. مثال ۱.۱ کی تقسیم کے لیے معیاری انحراف تلاش کریں۔

ب. بلاواسطہ منتخب تصویر میں اوسط فاصلے سے، ایک معیاری انحراف کے برابر، دور فاصلہ x پائے جانے کا احتمال کیا ہوگا؟

سوال ۱.۳: درج ذیل گاوسی تقسیم پر غور کریں جہاں A ، a اور λ مستقل ہیں۔

$$\rho(x) = Ae^{-\lambda(x-a)^2}$$

(ضرورت کے پیش آپ مکمل کسی جدول سے دیکھ سکتے ہیں۔)

۱. مساوات ۱۱.۱۶ استعمال کرتے ہوئے A کی قیمت تعین کریں۔

ب. اوسط $\langle x \rangle$ ، مربعی اوسط $\langle x^2 \rangle$ اور معیاری انحراف σ تلاش کریں۔

ج. $\rho(x)$ کی ترسیم کا خاکہ بنائیں۔

۱.۴ معمول زنی

ہم تعامل موج کے شماراتی مفہوم (مساوات ۱.۳) پر دوبارہ غور کرتے ہیں، جس کے تحت لمحہ t پر ایک ذرے کا نقطہ x پر پائے جانے کی کثافت احتمال $|\Psi(x, t)|^2$ ہوگی۔ یوں (مساوات ۱.۱۶) کے تحت $|\Psi|^2$ کا مکمل 1 کے برابر ہوگا (چونکہ ذرہ کہیں نہ کہیں تو ضرور پایا جائے گا)۔

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(x, t)|^2 dx = 1 \quad (1.20)$$

اس حقیقت کے بغیر شماراتی مفہوم بے معنی ہوگی۔

البتہ یہ شرط آپ کے لیے پریشانی کا سبب ہونا چاہیے۔ تعامل موج کو مساوات شرودنگر تعین کرتی ہے اور Ψ پر بیرونی شرائط مسلط کرنا صرف اس صورت جائز ہوگا جب ان دونوں کے بیچ اختلاف نہ پایا جاتا ہو۔ مساوات ۱.۱ پر نظر ڈالنے سے آپ دیکھ سکتے ہیں کہ اگر $\Psi(x, t)$ حل ہو تب $A\Psi(x, t)$ بھی حل ہوگا، جہاں A کوئی بھی (مخلوط) مستقل ہو سکتا ہے۔ اس طرح ہم یہ کر سکتے ہیں کہ نامعلوم ضربی مستقل کو یوں منتخب کریں

کہ مساوات ۱.۲۰ مطمئن ہو۔ اس عمل کو تفاعل موج کی معمولی زنی^{۲۴} کہتے ہیں۔ ہم کہتے ہیں کہ تفاعل موج کو معمولی پر لایا گیا ہے۔ مساوات شرودنگر کے بعض حلوں کا مکمل لامتناہی ہوگا؛ ایسی صورت میں کوئی بھی ضربی مستقل اس کو 1 کے برابر نہیں کر سکتا ہے۔ یہی کچھ غیر اہم حل $\Psi = 0$ کے لیے بھی درست ہے۔ ایسا تفاعل موج جو معمولی پر لانے کے متبادل نہ ہو کسی صورت ایک ذرے کو ظاہر نہیں کر سکتا ہے لہذا اس کو رد کیا جاتا ہے۔ طبعی طور پر پائے جانے والے حالات، شرودنگر مساوات کے مربع میکانک^{۲۵} حل ہونگے۔^{۲۶}

یہاں رک کر ذرا غور کریں! مندرجہ بالا $t = 0$ پر ہمیں ایک تفاعل موج کو معمولی پر لاتا ہوں۔ کیا وقت گزرنے کے ساتھ Ψ ارتقا پانے کے بعد بھی یہ معمولی شدہ رہے گی؟ (آپ ایسا نہیں کر سکتے ہیں کہ لمحہ در لمحہ تفاعل موج کو معمولی پر لائیں چونکہ ایسی صورت میں A وقت t کا تابع تفاعل عمل ہو گا نا کہ ایک مستقل، اور $A\Psi$ شرودنگر مساوات کا حل نہیں رہے گا۔) خوش قسمتی سے مساوات شرودنگر کی یہ ایک خاصیت ہے کہ یہ تفاعل موج کی معمولی شدہ صورت برقرار رکھتی ہے۔ اس خاصیت کے بغیر مساوات شرودنگر اور شماراتی مفہوم غیر ہم آہنگ ہونگے اور کوانٹم نظریہ بے معنی ہوگا۔

یہ ایک اہم نقطہ ہے لہذا اہم اس کے ثبوت کو غور سے دیکھتے ہیں۔ ہم درج ذیل مساوات سے شروع کرتے ہیں۔

$$(1.21) \quad \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x, t)|^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(x, t)|^2 dx$$

(دھیان رہے کہ، مساوات کے بائیں ہاتھ، مکمل صرف t کا تفاعل عمل ہے لہذا اس میں نے پہلے فترہ میں کل تفرق $\frac{d}{dt}$ استعمال کیا ہے، جبکہ دائیں ہاتھ مکمل t اور x دونوں کا تفاعل عمل ہے لہذا اس میں نے یہاں جزوی تفرق $\partial/\partial t$ استعمال کیا ہے۔ اصول ضرب کے تحت درج ذیل ہوگا۔

$$(1.22) \quad \frac{\partial}{\partial t} |\Psi| = \frac{\partial}{\partial t} (\Psi^* \Psi) = \Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} \Psi$$

اب مساوات شرودنگر کہتی ہے کہ

$$(1.23) \quad \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{i}{\hbar} V\Psi$$

ہوگا اور ساتھ ہی (مساوات ۱.۲۳ کا محلول جو ڈی دار لیتے ہوئے)

$$(1.24) \quad \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} = -\frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial x^2} + \frac{i}{\hbar} V\Psi^*$$

ہوگا لہذا درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$(1.25) \quad \frac{\partial}{\partial t} |\Psi|^2 = \frac{i\hbar}{2m} \left(\Psi^* \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial x^2} \Psi \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{i\hbar}{2m} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial x} \Psi \right) \right]$$

normalization^{۲۴}
square-integrable^{۲۵}

تساہر ہے کہ $|x| \rightarrow \infty$ کی صورت میں $\Psi(x, t)$ کو $1/\sqrt{|x|}$ سے زیادہ تیز صفر تک پہنچنا ہوگا۔ معمولی زنی صرف محلول عدد کے معیار کو درست کرتی ہے جبکہ اس کا پتہ غیر معین رہتا ہے۔ تاہم جیسا ہم جلد دیکھیں گے، موخر الذکر کی کوئی طبعی اہمیت نہیں پائی جاتی ہے۔

مسوات ۱.۲۱ میں مکمل کی قیمت اب صریحاً معلوم کی جاسکتی ہے:

$$(1.26) \quad \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x, t)|^2 dx = \frac{i\hbar}{2m} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial x} \Psi \right) \Big|_{-\infty}^{+\infty}$$

یاد رہے کہ معمول پر لانے کے مقابل ہونے کے لئے ضروری ہے کہ $x \rightarrow \pm\infty$ کرتے ہوئے $\Psi(x, t)$ صفر ۷ کو پہنچتی ہو۔ یوں درج ذیل ہوگا

$$(1.27) \quad \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x, t)|^2 dx = 0$$

لہذا مکمل (وقت کا غیر متاثر) مستقل ہوگا؛ لمحہ $t = 0$ پر معمول شدہ تفاعل موج ہمیشہ کے لئے معمول شدہ رہے گا۔ سوال ۱.۴: لمحہ $t = 0$ پر ایک ذرہ کو درج ذیل تفاعل موج ظاہر کرتی ہے جہاں A ، a اور b مستقلات ہیں۔

$$\Psi(x, 0) = \begin{cases} A \frac{x}{a} & 0 \leq x \leq a \\ A \frac{(b-x)}{(b-a)} & a \leq x \leq b \\ 0 & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

۱. تفاعل موج Ψ کو معمول پر لائیں (یعنی a اور b کی صورت میں A تلاش کریں)۔

ب. متغیر x کے لحاظ سے $\Psi(x, 0)$ ترسیم کریں۔

ج. لمحہ $t = 0$ پر کس نقطہ پر ذرہ پایا جانے کا احتمال زیادہ سے زیادہ ہوگا؟

د. نقطہ a کے بائیں جانب ذرہ پایا جانے کا احتمال کتنا ہے؟ اپنے جواب کی تصدیق $b = a$ اور $b = 2a$ کی تحدیدی صورتوں میں کریں۔

ه. متغیر x کی توقعاتی قیمت کیا ہوگی؟

سوال ۱.۵: درج ذیل تفاعل موج پر غور کریں جہاں A ، λ اور ω مثبت حقیقی مستقلات ہیں۔

$$\Psi(x, t) = A e^{-\lambda|x|} e^{-i\omega t}$$

(ہم باب ۲ میں دیکھیں گے کہ کس طرح کا مخفیہ $V^{۲۸}$ ایسا تفاعل موج پیدا کرتا ہے۔)

۱. تفاعل موج Ψ کو معمول پر لائیں۔

۷ ایک اچھا ریاضی دان آپ کو بہت سی غلطیوں میں پیش کر سکتا ہے، تاہم طبیعیات کی میدان میں ایسے تفاعلات نہیں پائے جاتے ہیں؛ اور لامتناہی تفاعلات موج ہر صورت صفر کو پہنچتے ہیں۔
potential^{۲۸}

ب. متغیرات x اور x^2 کی توقعاتی قیمتیں تلاش کریں۔

ج. متغیر x کا معیاری انحراف تلاش کریں۔ متغیر x کے لحاظ سے $|\Psi|^2$ ترسیم کر کے اس پر نقاط $(\langle x \rangle + \sigma)$ اور $(\langle x \rangle - \sigma)$ کی نشاندہی کریں جس سے x کی ”پھیل“ کو σ سے ظاہر کرنے کی وضاحت ہوگی۔ اس سمت سے باہر ذرہ پایا جانے کا احتمال کتنا ہوگا؟

۱.۵ معیار حرکت

حال Ψ میں پائے جانے والے ذرہ کے مقام x کی توقعاتی قیمت درج ذیل ہوگی۔

$$(1.28) \quad \langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x |\Psi(x, t)|^2 dx$$

اس کا مطلب کیا ہے؟ اس کا ہر گز یہ مطلب نہیں ہے کہ اگر آپ ایک ہی ذرے کا مقام جاننے کے لیے بار بار پیمائش کریں تو آپ کو نتائج کی اوسط قیمت $\int x |\Psi|^2 dx$ حاصل ہوگی۔ اس کے برعکس: پہلی پیمائش (جس کا نتیجہ غیر متعین ہے) تعامل موج کو اس قیمت پر بیٹھنے پر مجبور کرے گا جو پیمائش سے حاصل ہوئی ہو، اس کے بعد (اگر جلد) دوسری پیمائش کی جائے تو وہی نتیجہ دوبارہ حاصل ہوگا۔ حقیقت میں $\langle x \rangle$ ان ذرات کی پیمائشوں کی اوسط ہوگی جو یکساں حال Ψ میں پائے جاتے ہوں۔ یوں یا تو آپ ہر پیمائش کے بعد کسی طرح اس ذرہ کو دوبارہ ابتدائی حال Ψ میں لائیں گے اور یا آپ متعدد ذرات کی سکرین^{۲۹} کو ایک ہی حال Ψ میں لاکر تمام کے مقام کی پیمائش کریں گے۔ ان نتائج کا اوسط $\langle x \rangle$ ہوگا۔ (میں اس کی تصوراتی شکل یوں پیش کرتا ہوں کہ ایک الماری میں قطار پر شیش کی بوتلیں کھڑی ہیں اور ہر بوتل میں ایک ذرہ پایا جاتا ہے۔ تمام ذرات ایک جیسے (بوتل کے وسط کے لحاظ سے) حال Ψ میں پائے جاتے ہیں۔ ہر بوتل کے متریب ایک طالب علم کھڑا ہے جس کے ہاتھ میں ایک فیٹا ہے۔ جب اشارہ دیا جائے تو تمام طلبہ اپنے اپنے ذرہ کا مقام ناپتے ہیں۔ ان نتائج کا منطقی ترسیم تقریباً $|\Psi|^2$ دیگا جبکہ ان کی اوسط قیمت تقریباً $\langle x \rangle$ ہوگی۔ (چونکہ ہم مستثنائی تعداد کے ذرات پر تجربہ کر رہے ہیں لہذا یہ توقع نہیں کیا جاسکتا ہے کہ جوابات بالکل حاصل ہوں گے لیکن بوتلوں کی تعداد بڑھانے سے نتائج نظریاتی جوابات کے زیادہ متریب حاصل ہوں گے۔) مختصراً توقعاتی قیمت ذرات کے سکرپ کے جانے والے تجربات کی اوسط قیمت ہوگی نہ کہ کسی ایک ذرہ پر بار بار تجربات کی نتائج کی اوسط قیمت۔ چونکہ Ψ وقت اور مقام کا تابع ہے لہذا وقت گزرنے کا ساتھ ساتھ $\langle x \rangle$ تبدیل ہوگا۔ ہمیں اس کی سمتی رفتار جاننے میں دلچسپی ہو سکتی ہے۔ مساوات ۱.۲۵ اور ۱.۲۸ سے درج ذیل^{۳۰} لکھا جاسکتا ہے۔

$$(1.29) \quad \frac{d\langle x \rangle}{dt} = \int x \frac{\partial}{\partial t} |\Psi|^2 dx = \frac{i\hbar}{2m} \int x \frac{\partial}{\partial x} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial x} \Psi \right) dx$$

^{۲۹}ensemble

^{۳۰}چیزوں کو صاف صاف رکھنے کی خاطر میں محفل کے حد نہیں لکھ رہا ہوں۔

تکمل بالخصص^۱ کی مدد سے اس فقرے کی سادہ صورت حاصل کرتے ہیں۔

$$(۱.۳۰) \quad \frac{d\langle x \rangle}{dt} = -\frac{i\hbar}{2m} \int \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial x} \Psi \right) dx$$

(میں نے یہاں $\frac{\partial x}{\partial x} = 1$ استعمال کیا اور سرحدی جبزو کو اس بنسٹا دیا کہ (\pm) لامستناہی پر Ψ کی قیمت 0 ہوگی۔ دوسرے جبزو پر دوبارہ تکمل بالخصص لاگو کرتے ہیں۔

$$(۱.۳۱) \quad \frac{d\langle x \rangle}{dt} = -\frac{i\hbar}{m} \int \Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} dx$$

اس نتیجے سے ہم کیا مطلب حاصل کر سکتے ہیں؟ یہ x کی توقعاتی قیمت کی سمتی رفتار ہے تاکہ ذرہ کی سمتی رفتار۔ ابھی تک ہم جو کچھ دیکھ چکے ہیں اس سے ذرہ کی سمتی رفتار دریافت نہیں کی جاسکتی ہے۔ کوانٹم میکانیات میں ذرہ کی سمتی رفتار کا مفہوم واضح نہیں ہے۔ اگر پیمائش سے قبل ایک ذرے کا مقام غیر تعین ہو تب اس کی سمتی رفتار بھی غیر تعین ہوگی۔ ہم ایک مخصوص قیمت کا نتیجہ حاصل کرنے کے احتمال کی صرف بات کر سکتے ہیں۔ ہم Ψ جانتے ہوئے کثافت احتمال کی بناوٹ کرنا باب ۳ میں دیکھیں گے۔ اب کے لیے صرف اتنا جاننا کافی ہے کہ سمتی رفتار کی توقعاتی قیمت ذرہ کے مقام کی توقعاتی قیمت کا تفریق ہوگا۔

$$(۱.۳۲) \quad \langle v \rangle = \frac{d\langle x \rangle}{dt}$$

مساوات ۱.۳۱ ہمیں Ψ سے بلاواسطہ $\langle v \rangle$ دیتی ہے۔

روایتی طور پر ہم سمتی رفتار کی بجائے معیار حرکت^۲ $p = mv$ کے ساتھ کام کرتے ہیں۔

$$(۱.۳۳) \quad \langle p \rangle = m \frac{d\langle x \rangle}{dt} = -i\hbar \int \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) dx$$

میں $\langle x \rangle$ اور $\langle p \rangle$ کو زیادہ معنی خیز طرز میں پیش کرتا ہوں۔

$$(۱.۳۴) \quad \langle x \rangle = \int \Psi^*(x) \Psi dx$$

$$(۱.۳۵) \quad \langle p \rangle = \int \Psi^* \left(\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} \right) \Psi dx$$

^۱ امتداد ضرب کے تحت

$$\frac{d}{dx}(fg) = f \frac{dg}{dx} + \frac{df}{dx} g$$

ہوگا جس سے درج ذیل حاصل ہوتا ہے۔

$$\int_a^b f \frac{dg}{dx} dx = - \int_a^b \frac{df}{dx} g dx + fg|_a^b$$

یوں تکمل کی علامت کے اندر، آپ حاصل ضرب میں کسی ایک جبزو سے تفریق اتار کر دوسرے کے ساتھ چسپاں کر سکتے ہیں؛ اس کی قیمت منفی علامت اور اضافی سرحدی جبزو کی صورت میں آپ کو ادا کرنی ہوگی۔

^۲ momentum

کوانٹم میکانیات میں مقام کو عامل x ”ظاہر“ کرتا ہے اور معیار حرکت کو عامل $\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}$ ”ظاہر“ کرتا ہے۔ کسی بھی توقعاتی قیمت کے حصول کی خاطر ہم موزوں عامل کو Ψ^* اور Ψ کے بچ لکھ کر عمل لیتے ہیں۔

یہ سب بہت اچھا ہے لیکن دیگر مقداروں کا کیا ہوگا؟ حقیقت یہ ہے کہ تمام کلاسیکی متغیرات کو مقام اور معیار حرکت کی صورت میں لکھا جاسکتا ہے۔ مثال کے طور پر حرکت کی توانائی کو

$$T = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m}$$

اور زاویائی معیار حرکت کو

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times m\mathbf{v} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$$

لکھا جاسکتا ہے (جہاں ایک بعدی حرکت کے لئے زاویائی معیار حرکت نہیں پایا جاتا ہے)۔ کسی بھی مقدار مثلاً $Q(x, p)$ کی توقعاتی قیمت حاصل کرنے کے لیے ہم ہر p کی جگہ $\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}$ پر کر کے حاصل عامل کو Ψ^* اور Ψ کے بچ لپیٹ کر درج ذیل عمل حاصل کرتے ہیں۔

$$\langle Q(x, p) \rangle = \int \Psi^* Q\left(x, \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}\right) \Psi dx \quad (1.36)$$

مثال کے طور پر حرکت کی توانائی کی توقعاتی قیمت درج ذیل ہوگی۔

$$\langle T \rangle = -\frac{\hbar^2}{2m} \int \Psi^* \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} dx \quad (1.37)$$

حال Ψ میں ایک ذرہ کی کسی بھی حرکت کی مقدار کی توقعاتی قیمت مساوات ۱.۳۶ سے حاصل ہوگی۔ مساوات ۱.۳۴ اور ۱.۳۵ اس کی دو مخصوص صورتیں ہیں۔ میں نے کوشش کی ہے کہ جناب یوہر کی شماریاتی تشریح کو مد نظر رکھتے ہوئے مساوات ۱.۳۶ قابل مقبول نظر آئے، اگرچہ، حقیقتاً یہ کلاسیکی میکانیات سے بہت مختلف انداز ہے کام کرنے کا۔ ہم باب ۳ میں اس کو زیادہ مضبوط نظریاتی بنیادوں پر کھڑا کریں گے، جب تک آپ اس کے استعمال کی مشق کریں۔ فی الحال آپ اس کو ایک مسلمہ تصور کر سکتے ہیں۔

سوال ۱.۶: آپ کیوں مساوات ۱.۲۹ کے وسطی فقرہ پر عمل بالخصوص کرتے ہوئے، وقتی تفرق کو x کے اوپر سے گزار کر، یہ جانتے ہوئے کہ $\frac{\partial x}{\partial t} = 0$ ہے، فیصلہ نہیں کر سکتے ہیں کہ $\frac{d\langle x \rangle}{dt} = 0$ ہوگا؟

سوال ۱.۷: $\frac{d\langle p \rangle}{dt}$ کا حساب کریں۔ جواب:

$$\frac{d\langle p \rangle}{dt} = \left\langle -\frac{\partial V}{\partial x} \right\rangle \quad (1.38)$$

operator^{۳۳}

۳۳ ایک ”عامل“ آپ کو ہدایت دیتی ہے کہ عامل کے بعد آنے والے تعادل کے ساتھ آپ کو کیا کرنا ہوگا۔ عامل مقام آپ سے کہتا ہے کہ آپ x سے ضرب دیں۔ عامل معیار حرکت کہتا ہے کہ x کے لحاظ سے تفرق لیں (اور نتیجہ کو $-i\hbar$ سے ضرب دیں)۔ اس کتاب میں تمام عاملین تفرقات $(d/dt, d^2/dt^2, \partial/\partial x, \partial^2/\partial x^2)$ وغیرہ (یا ضرب کار i, x^2 ، وغیرہ) اور یا ان دونوں کے ملاپ ہوں گے۔

مساوات ۱.۳۲ (مساوات ۱.۳۳ کا پہلا حصہ) اور ۱.۳۸ مسئلہ ابہر لفظ ۲۵ کی مخصوص صورتیں ہیں، جو کہتا ہے کہ توقعاتی قیمتیں کلاسیکی قواعد کو مطمئن کرتے ہیں۔

سوال ۱.۸: فرض کریں آپ مخفی توانائی کے ساتھ ایک مستقل جمع کرتے ہیں (مستقل سے میرا مراد ایسا مستقل ہے جو x اور t کا تابع نہ ہو)۔ کلاسیکی میکانیات میں یہ کسی بھی چیز پر اثر انداز نہیں ہوگا البتہ کوانٹم میکانیات میں اس کے اثر پر غور کرنا باقی ہے۔ دکھائیں کہ تفاعل موج کو $e^{-iVt/\hbar}$ ضرب کرتا ہے جو وقت کا تابع جزو ہے۔ اس کا کسی حرکی متغیر کی توقعاتی قیمت پر کیا اثر ہوگا؟

۱.۶ اصول عدم یقینیت

فرض کریں آپ ایک لمبی رسی کا بایاں سر اوپر نیچے ہلا کر موج پیدا کرتے ہیں (شکل ۱.۷)۔ اب اگر پوچھا جائے کہ یہ موج ٹھیک کہاں پائی جاتی ہے تو آپ غالباً اس کا جواب دینے سے متاصر ہو گئے۔ موج کسی ایک جگہ نہیں بلکہ 60 میٹر لمبائی پر پائی جاتی ہے۔ اس کی بجائے اگر طول موج ۳۶ پوچھی جائے تو آپ اس کا معقول جواب دے سکتے ہیں: اس کا طول موج تقریباً 7 میٹر ہے۔ اس کے برعکس اگر آپ رسی کو ایک جھٹکا دیں تو ایک نوکیلی موج پیدا ہوگی (شکل ۱.۸)۔ یہ موج دوری نہیں ہے لہذا اس کے طول موج کی بات کرنا بے معنی ہوگا۔ اب آپ طول موج بتانے سے متاصر ہوں گے جبکہ موج کا مقام ہتانا ممکن ہوگا۔ اول الذکر میں موج کا مقام پوچھنا بے معنی سوال ہوگا جبکہ موخر الذکر میں طول موج جاننا بے معنی ہوگا۔ ہم ان دو صورتوں کے بیچ کے حالات بھی پیدا کر سکتے ہیں جن میں مقام موج اور طول موج حنا صحت سے متعلق تعین ہوں۔ تاہم ان صورتوں میں طول موج بہتر سے بہتر جانتے ہوئے مقام موج کم سے کم بتانا ممکن ہوگا یا پھر مقام بہتر سے بہتر جانتے ہوئے طول موج کم سے کم قابل تعین ہوگا۔ فورسز تحزب کا ایک مسئلہ ان حقائق کو مضبوط بنیادوں پر کھڑا کرتا ہے۔ فی الحال میں صرف کئی دلائل پیش کرنا چاہتا ہوں۔

یہ حقائق ہر موجی مظہر، بشمول کوانٹم میکانی موج تفاعل، کے لیے درست ہیں۔ اب ایک ذرے کے Ψ کے طول موج اور معیار حرکت کا تعلق کلیہ ذرے کے لیے

$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} \quad (1.39)$$

پیش ۳۸ کرتا ہے۔ یوں طول موج میں پھیلاؤ معیار حرکت میں پھیلاؤ کے مترادف ہے اور اب ہمارا عمومی مشاہدہ یہ ہوگا کہ کسی ذرے کا مقام ٹھیک ٹھیک جانتے ہوئے ہم اس کی معیار حرکت کم سے کم جان سکتے ہیں۔

Ehrenfest's theorem^{۳۵}

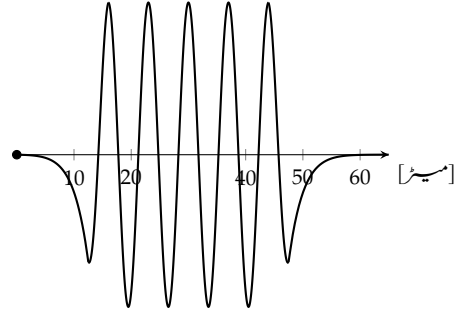
wavelength^{۳۶}

De Broglie formula^{۳۷}

۳۸ میں اس کا ثبوت جملہ پیش کردہ بعض مضامین کلیہ ذی پروگنی کو ایک مسئلہ کے عامل $\frac{\hbar}{i} \partial / \partial x$ سے معیار حرکت کی شراکت اخذ کرتے ہیں۔ اگرچہ یہ تصور زیادہ خوش اسلوب ہے، تاہم میں اس راستے پر نہیں چلوں گا چونکہ اس میں پیچیدہ ریاضی درکار ہے جو اصل گفتگو سے دھیان ہٹاتی ہے۔



شکل ۱.۸: اس موج کا مقام اچھا خاصہ معین جبکہ طول موج غیر معین ہے۔



شکل ۱.۹: اس موج کا طول موج اچھا خاصہ معین جبکہ مقام غیر معین ہے۔

اس کو ریاضیاتی روپ میں لکھتے ہیں:

$$\sigma_x \sigma_p \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.20)$$

جہاں σ_x اور σ_p بالترتیب x اور p کے معیاری انحراف ہیں۔ یہ جناب ہیزنبرگ کا مشہور اصول عدم یقینیت^{۳۹} ہے۔ (اس کا ثبوت باب ۳ میں پیش کیا جائے گا۔ میں نے اس کو یہاں اس لئے متعارف کیا کہ آپ باب ۲ کی مثالوں میں اس کا استعمال کرنا سیکھیں۔)

اس بات کی تسلی کر لیں کہ آپ کو اصول عدم یقینیت کا مطلب سمجھ آ گیا ہے۔ مقام کی پیمائش کی ٹھیک ٹھیک نتائج کی طرح معیار حرکت کی پیمائش بھی ٹھیک ٹھیک نتائج دے گی۔ یہاں ”پھیلاؤ“ سے مراد یہ ہے کہ یکاں تیار کردہ نظاموں پر پیمائشیں بالکل ایک جیسے نتائج نہیں دیں گی۔ آپ چاہیں تو (Ψ کو نوکیلی بنا کر) ایسا حال تیار کر سکتے ہیں جس پر مقام کی پیمائشیں متضاد نتائج دیں لیکن ایسی صورت میں معیار حرکت کی پیمائشوں کے نتائج ایک دوسرے سے بہت مختلف ہوں گی۔ اس طرح آپ چاہیں تو (Ψ کو ایک لمبی سائنس موج بنا کر) ایسا حال تیار کر سکتے ہیں جس پر معیار حرکت کی پیمائشوں کے نتائج ایک دوسرے سے بہت مختلف ہوں گے لیکن ایسی صورت میں ذرے کے مقام کی پیمائشوں کے نتائج ایک دوسرے سے بہت مختلف ہوں گے۔ اور ہاں آپ ایسا حال بھی تیار کر سکتے ہیں جس میں نہ تو مقام اور نہ ہی معیار حرکت ٹھیک سے معلوم ہو۔ مساوات ۱.۲۰ اور حقیقت ایک عدم مساوات ہے جس میں σ_x اور σ_p کی جسامت پر کوئی حد مقرر نہیں ہے۔ آپ Ψ کو ایک لمبی ہلدار لکیر بن کر، جس میں بہت سارے ابھار اور گڑھے پائے جاتے ہوں اور جس میں کوئی توازن پایا جاتا ہو، σ_x اور σ_p کی قیمتیں جتنی چاہیں بڑھا سکتے ہیں۔

^{۳۹}uncertainty principle

سوال ۱.۹: ایک ذرہ جس کی کمیت m ہے درج ذیل حال میں پایا جاتا ہے

$$\Psi(x, t) = Ae^{-a[(mx^2/\hbar) + it]}$$

جہاں A اور a مثبت حقیقی مستقل ہیں۔

۱. مستقل A تلاش کریں۔

ب. کس مخفی توانائی تفاعل $V(x)$ کے لیے Ψ شرور ونگر مساوات کو مطمئن کرتا ہے؟

ج. x ، x^2 ، p اور p^2 کی توقعاتی قیمتیں تلاش کریں۔

د. σ_x اور σ_p کی قیمتیں تلاش کریں۔ کیا ان کا حاصل ضرب اصول عدم یقینیت پر پورا اترتے ہیں؟

سوال ۱.۱۰: مستقل π کے ہندسی پھیلاؤ کے اولین ۲۵ ہندسوں (3, 1, 4, 1, 5, 9, 0, 0, 0) پر غور کریں۔

۱. اس گروہ سے بلا منصوبہ ایک ہندسہ منتخب کیا جاتا ہے۔ صفر تا نو ہندسہ کے انتخاب کا احتمال کیا ہوگا؟

ب. کسی ہندسے کے انتخاب کا احتمال سب سے زیادہ ہوگا؟ وسطانیہ ہندسہ کونسا ہوگا؟ اوسط قیمت کیا ہوگی؟

ج. اس تقسیم کا معیاری انحراف کیا ہوگا؟

سوال ۱.۱۱: گاڑی کی رفتار پیماس کی حنراب سوئی آزادانہ طور پر حرکت کرتی ہے۔ ہر جھٹکا کے بعد یہ اطراف سے ٹکڑا کر 0 اور π زاویوں کے بیچ آکر رک جاتی ہے۔

۱. کثافت احتمال $\rho(\theta)$ کیا ہوگا؟ اشارہ: زاویہ θ اور $(\theta + d\theta)$ کے بیچ سوئی رکنے کا احتمال $\rho(\theta) d\theta$ ہوگا۔ متغیر θ کے لحاظ سے $\rho(\theta)$ کو وقفہ $-\frac{\pi}{2}$ تا $\frac{3\pi}{2}$ ترسیم کریں (ظاہر ہے اس وقفے کا کچھ حصہ درکار نہیں ہے جہاں ρ صفر ہوگا۔ دھیان رہے کہ کل احتمال 1 ہوگا۔

ب. اس تقسیم کے لیے $\langle \theta \rangle$ ، $\langle \theta^2 \rangle$ اور σ تلاش کریں۔

ج. اسی طرح $\langle \sin \theta \rangle$ ، $\langle \cos \theta \rangle$ اور $\langle \cos^2 \theta \rangle$ تلاش کریں۔

سوال ۱.۱۲: ہم گزشتہ سوال کے رفتار پیماس کی سوئی پر دوبارہ بات کرتے ہیں تاہم اس مرتبہ ہم سوئی کے سر کے x محدود (یعنی افقی لکیر پر سوئی کے سایہ) میں ہم دلچسپی رکھتے ہیں۔

۱. $\rho(x)$ کی کثافت احتمال کیا ہوگی؟ x کے لحاظ سے $\rho(x)$ کو $-2r$ تا $+2r$ ترسیم کریں جہاں r سوئی کی لمبائی ہے۔ تصدیق کر لیں کہ کل احتمال 1 ہے۔ اشارہ: x اور $(x + dx)$ کے بیچ ψ کی موجودگی کا احتمال $\rho(x) dx$ ہے۔ آپ سوال ۱.۱۱ سے کسی مخصوص خطہ میں θ کا احتمال جانتے ہیں؛ سوال یہ ہے کہ $d\theta$ کا مطابقتی dx کیا ہوگا؟

ب. اس تقسیم کے لیے $\langle x \rangle$ ، $\langle x^2 \rangle$ اور σ تلاش کریں۔ آپ ان قیمتوں کو سوال ۱.۱۱ کے جزو (ج) سے کس طرح حاصل کر سکتے ہیں؟

سوال ۱.۱۳: ایک کاغذ پر افقی لکیریں کھینچی جاتی ہیں جن کے بیچ فاصلہ L رکھا جاتا ہے۔ کچھ بلندی سے اس کاغذ پر L لمبائی کی ایک سوئی گرائی جاتی ہے۔ کیا احتمال ہوگا کہ یہ سوئی کسی لکیر کو کاٹ کر صفحہ پر آن ٹہرے۔ اشارہ: سوال ۱.۱۲ سے رجوع کریں۔

سوال ۱.۱۴: لمحہ t پر ($a < x < b$) کے بیچ ایک ذرہ پایا جانے کا احتمال $P_{ab}(t)$ ہے۔

۱. درج ذیل دکھائیں

$$\frac{dP_{ab}}{dt} = J(a, t) - J(b, t)$$

جہاں

$$J(x, t) = \frac{i\hbar}{2m} \left(\Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial x} - \Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right)$$

ہے۔ $J(x, t)$ کی اکائی کیا ہوگی؟ تبصرہ: چونکہ J آپ کو بتاتا ہے کہ نقطہ x پر احتمال کس رفتار سے گزرتا ہے لہذا J کو رو احتمال^{۴۰} کہتے ہیں۔ اگر $P_{ab}(t)$ بڑھ رہا ہو تب خط کے ایک سر میں احتمال کے آمد خط کے دوسرے سر سے احتمال کے نکاس سے زیادہ ہوگا۔

ب. سوال ۱.۹ میں تفاعل موج کا احتمال ρ کیا ہوگا؟ (یہ زیادہ مسزیدار مثال نہیں ہے؛ بہتر مثال جلد پیش کی جائے گی۔)

سوال ۱.۱۵: فرض کریں آپ ایک غیر مستحکم ذرہ^{۴۱} کے بارے میں بات کرنا چاہیں جس کا خود بخود ٹکڑے ہونے کا ”عمر حیات“ τ ہے۔ ایسی صورت میں کہیں پر ذرہ پایا جانے کا کل احتمال مستقل نہیں بلکہ وقت کے ساتھ (مکمل طور پر) وقت نہائی گئے گا۔ ہے۔

$$P(t) = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x, t)|^2 dx = e^{-t/\tau}$$

اس نتیجے کو (غیر نفیس طریقہ) سے حاصل کرتے ہیں۔ مساوات ۱.۲۴ میں ہم نے کچھ بغیر فرض کیا کہ مخفی توانائی V ایک حقیقی مقدار ہے۔ یہ ایک معقول بات ہے تاہم اس سے مساوات ۱.۲۷ میں دی گئی بقا احتمال پیدا ہوتی ہے۔ آئیں V کو مخلوط تصور کر کے دیکھیں۔

$$V = V_0 - i\Gamma$$

جہاں V_0 حقیقی مخفی توانائی اور Γ مثبت حقیقی مستقل ہے۔

۱. دکھائیں کہ اب (مساوات ۱.۲۷ کی جگہ) ہمیں درج ذیل ملتا ہے۔

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{2\Gamma}{\hbar} P$$

^{۴۰}probability current
^{۴۱}unstable particle

ب. $P(t)$ کے لیے حل کریں اور ذرے کا عرصہ حیات Γ کی صورت میں حاصل کریں۔

سوال ۱.۱۶: مساوات شرودنگر کے کسی بھی دو عدد (معمول پر لانے کے متبادل) حل Ψ_1 ، Ψ_2 کے لئے درج ذیل ہوگا۔

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_1^* \Psi_2 dx = 0$$

سوال ۱.۱۷: لمحہ $t = 0$ پر ایک ذرے کو درج ذیل تفاعل موج ظاہر کرتا ہے۔

$$\Psi(x, 0) = \begin{cases} A(a^2 - x^2) & -a \leq x \leq +a \\ 0 & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

۱. معمول ذنی مستقل A تلاش کریں۔

ب. لمحہ $t = 0$ پر x کی توقعاتی قیمت تلاش کریں۔

ج. لمحہ $t = 0$ پر p کی توقعاتی قیمت تلاش کریں۔ دھیان رہے کہ آپ اس کو $P = m d\langle x \rangle / dt$ سے حاصل نہیں کر سکتے ہیں۔ ایسا کیوں ہے؟

د. x^2 کی توقعاتی قیمت دریافت کریں۔

ه. p^2 کی توقعاتی قیمت دریافت کریں۔

و. $x(\sigma_x)$ میں عدم یقینیت دریافت کریں۔

ز. $p(\sigma_p)$ میں عدم یقینیت دریافت کریں۔

ح. تصدیق کریں کہ آپ کے نتائج اصول عدم یقینیت کے عین مطابق ہیں۔

سوال ۱.۱۸: عمومی طور پر کوانٹم میکانیات اس وقت کارآمد ہوگی جب ذرے کا ڈی بروگلی طول موج (\hbar/p) نظام کی جسامت (d) سے زیادہ ہو۔ درجہ T (کیلون) پر حرارتی توازن میں ایک ذرہ کی اوسط حرکت توانائی درج ذیل ہوگی

$$\frac{p^2}{2m} = \frac{3}{2} k_b T$$

جہاں k_b بولٹزمن مستقل ہے لہذا ڈی بروگلی طول موج درج ذیل ہوگا۔

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{3mk_B T}}$$

ہم نے معلوم کرنا ہے کہ کونسا نظام کوانٹم میکانیات اور کونسا کلاسیکی میکانیات سے حل ہوگا۔

۱. ٹھوس اجسام: فاصلہ حبال ٹھوس اجسام میں تقریباً $d = 0.3 \text{ nm}$ ہوتا ہے۔ وہ درجہ حرارت تلاش کریں جس پر ٹھوس جسم میں آزاد الیکٹران ۳۲ کو انٹرمیکانی ہوں گے۔ وہ درجہ حرارت تلاش کریں جس سے کم درجہ حرارت پر جوہری مسرکزہ کو انٹرمیکانی ہوں گے۔ (سوڈیم ۳۳ کو مثال لیں۔) سبق: ٹھوس اجسام میں آزاد الیکٹران ہر صورت کو انٹرمیکانی ہوں گے جبکہ جوہری مسرکزہ (تقریباً) کبھی بھی کو انٹرمیکانی نہیں ہوں گے۔ یہی کچھ مانع کے لیے بھی درست ہے (جہاں جوہروں کے بیچ فاصلے اتنا ہی ہوگا) ماسوائے 4 K سے کم درجہ حرارت پر موجود ہیلیم ۴ کے لئے۔

ب. گیئیر: میکانی دباؤ P پر کن درجہ حرارت پر کامل گیس کے جوہر کو انٹرمیکانی ہوں گے۔ اشارہ: مثالی گیس قانون ($PV = Nk_B T$) استعمال کر کے جوہروں کے بیچ فاصلہ دریافت کریں۔ جواب: $T < (1/k_B)(\hbar^2/3m)^{3/5} p^{2/5}$ ؛ ظاہر ہے ہم m کو چھوٹے سے چھوٹا اور P کو اتنا زیادہ چاہیں گے (کہ گیس کو کو انٹرمیکانی خواص رکھے)۔ زمینی ہوا دباؤ پر ہیلیم کے اعداد پر کر کے نتیجہ حاصل کریں۔ کیا بیرونی فضاء ۴ میں (جہاں درجہ حرارت 3 K اور جوہروں کے بیچ فاصلہ تقریباً 1 cm ہے) ہائیڈروجن کو انٹرمیکانی ہوگا؟

^{۳۲} ٹھوس اجسام میں اندرونی الیکٹران کسی مخصوص مسرکزہ سے جڑے ہوتے ہیں، اور ان کے لئے موزوں فاصلہ، جوہر کارڈاس ہوگا۔ اس کے برعکس، بیرون ترین الیکٹران کبھی نہیں جڑے ہوتے ہیں، اور ان کے لئے فاصلہ حبال کو موزوں فاصلہ لیا جاسکتا ہے۔ یہ مسئلہ بیرونی الیکٹران کے لئے ہے۔

^{۳۳} sodium
^۴ helium
^{۴۵} outer space

باب ۲

غیر تابع وقت شرودنگر مساوات

۲.۱ ساکن حالات

باب اول میں ہم نے تفاعل موج پر بات کی جہاں اس کا استعمال کرتے ہوئے دلچسپی کے مختلف متعادلوں کا حساب کیا گیا۔ اب وقت آن پہنچا ہے کہ ہم کسی مخصوص مخفیہ $V(x, t)$ کی لئے شرودنگر مساوات

$$(۲.۱) \quad i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V\Psi$$

حل کرتے ہوئے $\Psi(x, t)$ حاصل کرنا سیکھیں۔ اس باب میں (بلکہ کتاب کے بیشتر حصے میں) ہم فرض کرتے ہیں کہ V وقت t کا تابع نہیں ہے۔ ایسی صورت میں مساوات شرودنگر کو علیحدگی متغیرات^۲ کے طریقے سے حل کیا جاسکتا ہے، جو ماہر طبیعیات کا پسندیدہ طریقہ ہے۔ ہم ایسے حل تلاش کرتے ہیں جنہیں حاصل ضرب

$$(۲.۲) \quad \Psi(x, t) = \psi(x)\varphi(t)$$

کی صورت میں لکھنا ممکن ہو جہاں ψ صرف x اور φ صرف t کا تفاعل ہے۔ ظاہری طور پر حل پر ایسی شرط مسلط کرنا درست قدم نظر نہیں آتا ہے لیکن حقیقت میں یوں حاصل کردہ حل بہت کارآمد ثابت ہوتے ہیں۔ مزید (جیسا کہ علیحدگی متغیرات کیلئے عموماً ہوتا ہے) ہم علیحدگی متغیرات سے حاصل حلوں کو

۱ بار بار ”مخفی تو انائی تفاعل“ کہنا انسان کو تھکا دیتا ہے، لہذا لوگ V کو صرف ”مخفیہ“ چکارتے ہیں، اگرچہ ایسا کرنے سے برقی مخفیہ کے ساتھ عملی پیدا ہو سکتی ہے جو دراصل فی اکائی بار مخفی تو انائی ہوتی ہے۔
separation of variables^۲

یوں آپس میں جوڑ سکتے ہیں کہ ان سے عمومی حل حاصل کرنا ممکن ہو۔ متابل علیحدگی حلوں کیلئے درج ذیل ہوگا

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \psi \frac{d\varphi}{dt}, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \frac{d^2 \Psi}{dx^2} \varphi$$

جسودہ تفرقی مساوات ہیں۔ ان کی مدد سے مساوات شرودنگر درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے۔

$$i\hbar\psi \frac{d\varphi}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \varphi + V\psi\varphi$$

دونوں اطراف کو $\psi\varphi$ سے تقسیم کرتے ہیں۔

$$(۲.۳) \quad i\hbar \frac{1}{\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + V$$

اب بائیں ہاتھ تفاعل صرف t کا تابع ہے جبکہ دایاں ہاتھ تفاعل صرف x کا تابع ہے۔ یاد رہے اگر V از خود x اور t دونوں پر منحصر ہو تب ایسا نہیں ہوگا۔ صرف t تبدیل ہونے سے دایاں ہاتھ کسی صورت تبدیل نہیں ہو سکتا ہے جبکہ بایاں ہاتھ اور دایاں ہاتھ لازمی طور پر ایک دوسرے کے برابر ہیں لہذا t تبدیل کرنے سے بایاں ہاتھ بھی تبدیل نہیں ہوگا۔ اسی طرح صرف x تبدیل کرنے سے بایاں ہاتھ تبدیل نہیں ہو سکتا ہے اور چونکہ دونوں اطراف لازماً ایک دوسرے کے برابر ہیں لہذا x تبدیل کرنے سے دایاں ہاتھ بھی تبدیل نہیں ہوگا۔ ہم کہہ سکتے ہیں کہ دونوں اطراف ایک مستقل کے برابر ہوں گے۔ (یہاں تسلی کر لیں کہ آپ کو یہ دلائل سمجھ آ گئے ہیں۔) اس مستقل کو ہم علیحدگی مستقل کہتے ہیں جس کو ہم E سے ظاہر کرتے ہیں۔ یو مساوات ۲.۳ درج ذیل لکھی جاسکتی ہے۔

$$i\hbar \frac{1}{\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = E$$

$$(۲.۴) \quad \frac{d\varphi}{dt} = -\frac{iE}{\hbar} \varphi \quad \text{یا}$$

اور

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + V = E$$

$$(۲.۵) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + V\psi = E\psi \quad \text{یا}$$

علیحدگی متغیرات نے ایک جزوی تفرقی مساوات کو دوسرا تفرقی مساوات (مساوات ۲.۴ اور ۲.۵) میں علیحدہ کیا۔ ان میں سے پہلی (مساوات ۲.۴) کو حل کرنا بہت آسان ہے۔ دونوں اطراف کو dt سے ضرب دیتے ہوئے مکمل لیں۔ یوں عمومی حل $Ce^{-iEt/\hbar}$ حاصل ہوگا۔ چونکہ ہم حاصل ضرب $\psi\varphi$ میں دلچسپی رکھتے ہیں لہذا ہم مستقل C کو ψ میں ضم کر سکتے ہیں۔ یوں مساوات ۲.۴ کا حل درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$(۲.۶) \quad \varphi(t) = e^{-iEt/\hbar}$$

دھیان رہے کہ اگر V از خود x کے ساتھ ساتھ t کا بھی تفاعل ہو تا تب ایسا ممکن نہ ہوتا۔

دوسری (مساوات ۲.۵) کو غیر تابع وقتے شرودنگر مساوات^۴ کہتے ہیں۔ پوری طرح مخفی توانائی V جانے بغیر ہم آگے نہیں بڑھ سکتے ہیں۔

اس باب کے باقی حصے میں ہم مختلف سادہ مخفی توانائی کیلئے غیر تابع وقت شرودنگر مساوات حل کریں گے۔ ایسا کرنے سے پہلے آپ پوچھ سکتے ہیں کہ علیحدگی متغیرات کی کیا خاص بات ہے؟ بہر حال تابع وقت شرودنگر مساوات کے زیادہ تر حل $\psi(x)\phi(t)$ کی صورت میں نہیں لکھے جاسکتے۔ میں اس کے تین جوابات دیتا ہوں۔ ان میں سے دو طبعی اور ایک ریاضیاتی ہوگا۔

(1) یہ ساکن حالات ہیں۔ اگرچہ تعامل موج از خود

$$\Psi(x, t) = \psi(x)e^{-iEt/\hbar} \quad (2.7)$$

وقت t کا تابع ہے، کثافت احتمال

$$|\Psi(x, t)|^2 = \Psi^* \Psi = \psi^* e^{+iEt/\hbar} \psi e^{-iEt/\hbar} = |\psi(x)|^2 \quad (2.8)$$

وقت کا تابع نہیں ہے؛ تابعیت وقت کٹ جاتی ہے۔ یہی کچھ کسی بھی حرکی متغیر کی توقعاتی قیمت کے حساب میں ہوگا۔ مساوات ۱.۳۶ تخفیف کے بعد درج ذیل صورت اختیار کرتی ہے۔

$$\langle Q(x, p) \rangle = \int \psi^* Q \left(x, \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} \right) \psi dx \quad (2.9)$$

ہر توقعاتی قیمت وقت میں مستقل ہوگی؛ یہاں تک کہ ہم $\phi(t)$ کو رد کر کے Ψ کی جگہ ψ استعمال کر کے وہی نتائج حاصل کر سکتے ہیں۔ اگرچہ بعض اوقات ψ کو ہی تعامل موج پکارا جاتا ہے، لیکن ایسا کرنا حقیقتاً غلط ہے جس سے مسئلہ کھڑے ہو سکتے ہیں۔ یہ ضروری ہے کہ آپ یاد رکھیں کہ اصل تعامل موج ہر صورت تابع وقت ہو گا۔ بالخصوص $\langle x \rangle$ مستقل ہوگا لہذا (مساوات ۱.۳۳ کے تحت) $\langle p \rangle = 0$ ہوگا۔ ساکن حال میں کبھی کبھی کچھ نہیں ہوتا ہے۔

(2) یہ غیر مبہم کل توانائی کے حالات ہوں گے۔ کلاسیکی میکانیات میں کل توانائی (حرکی جمع مخفی) کو ہیملٹن^۵ کہتے ہیں جس کو H سے ظاہر کیا جاتا ہے۔

$$H(x, p) = \frac{p^2}{2m} + V(x) \quad (2.10)$$

اس کا مطلب بقتی ہیملٹنی عامل، قواعد و ضوابط کے تحت $p \rightarrow (\hbar/i)(\partial/\partial x)$ پر کر کے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \quad (2.11)$$

time-independent Schrodinger align^۶

معمول پر لانے کے مقابل حل کے لئے لازم ہے کہ E حقیقی ہو (سوال ۲.۱-۲ اور یکسین)۔

Hamiltonian^۷

جہاں غلط فہمی پیدا ہونے کی گنجائش ہو وہاں میں عامل پر ٹوپی (۸) کا نشان ڈال کر اس کو اس تغیر پذیر متغیر سے علیحدہ رکھوں گا جس کو یہ ظاہر کرتا ہے۔

باب ۲. غیر تاج وقت شرودنگر مساوات

یوں غیر تاج وقت شرودنگر مساوات ۲.۵ درج ذیل روپ اختیار کریں

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (۲.۱۲)$$

جس کے کل توانائی کی توقعاتی قیمت درج ذیل ہوگی۔

$$\langle H \rangle = \int \psi^* \hat{H} \psi dx = E \int |\psi|^2 dx = E \int |\Psi|^2 dx = E \quad (۲.۱۳)$$

آپ دیکھ سکتے ہیں کہ ψ کی معمولی ψ کی معمولی ψ کے مترادف ہے۔ مزید درج ذیل

$$\hat{H}^2 \psi = \hat{H}(\hat{H}\psi) = \hat{H}(E\psi) = E(\hat{H}\psi) = E^2 \psi$$

کی بنا درج ذیل ہوگا۔

$$\langle H^2 \rangle = \int \psi^* \hat{H}^2 \psi dx = E^2 \int |\psi|^2 dx = E^2$$

یوں H کی تغیریت درج ذیل ہوگی۔

$$\sigma_H^2 = \langle H^2 \rangle - \langle H \rangle^2 = E^2 - E^2 = 0 \quad (۲.۱۴)$$

یاد رہے کہ $\sigma = 0$ کی صورت میں تمام ارکان کی قیمت ایک دوسری جیسی ہوگی (تقسیم کا پھیلاؤ صفر ہوگا)۔ نتیجتاً متبادل علیحدگی حل کی ایک خاصیت یہ ہے کہ کل توانائی کی ہر پیمائش یقیناً E قیمت دے گی۔ (اسی کی بنا علیحدگی مستقل کو E سے ظاہر کیا گیا)۔

(3) عمومی حل متبادل علیحدگی حلوں کا خطی جوڑ ہوگا۔ جیسا ہم جلد دیکھیں گے، غیر تاج وقت شرودنگر مساوات (مساوات ۲.۵) لامتناہی تعداد کے حل $(\psi_1(x), \psi_2(x), \psi_3(x), \dots)$ دے گا جہاں ہر ایک حل کے ساتھ ایک علیحدگی مستقل (E_1, E_2, E_3, \dots) منسلک ہوگا لہذا ہر اجازتی توانائی کا ایک منفرد تعلق عمل موجد پایا جائے گا۔

$$\Psi_1(x, t) = \psi_1(x)e^{-iE_1t/\hbar}, \quad \Psi_2(x, t) = \psi_2(x)e^{-iE_2t/\hbar}, \dots$$

اب (جیسا کہ آپ خود تصدیق کر سکتے ہیں) تاج وقت شرودنگر مساوات (مساوات ۲.۱) کی ایک خاصیت یہ ہے کہ اس کے حلوں کا ہر خطی جوڑ^۹ از خود ایک حل ہوگا۔ ایک بار متبادل علیحدگی حل تلاش کرنے کے بعد ہم

linear combination^۸
allowed energy^۹

۸. انتہا مساوات $f_1(z)$ ، $f_2(z)$ ، وغیرہ کے خطی جوڑے مساوات درج ذیل روپ کا فترہ ہے جہاں c_1 ، c_2 ، وغیرہ کوئی بھی (مخلوط) مستقل ہو سکتے ہیں۔

$$f(z) = c_1 f_1(z) + c_2 f_2(z) + \dots$$

زیادہ عمومی حل درج ذیل روپ میں تیار کر سکتے ہیں۔

$$(۲.۱۵) \quad \Psi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \psi_n(x) e^{-iE_n t / \hbar}$$

حقیقتاً تاج وقت شرودنگر مساوات کا ہر حل درج بالا روپ میں لکھا جاسکتا ہے۔ ایسا کرنے کی خاطر ہمیں وہ مخصوص مستقل (c_1, c_2, \dots) تلاش کرنے ہوں گے جن کو استعمال کرتے ہوئے درج بالا حل (مساوات ۲.۱۵) ابتدائی شرائط مطمئن کرتا ہو۔ آپ آنے والے حصوں میں دیکھیں گے کہ ہم کس طرح یہ سب کچھ کر پائیں گے۔ باب ۳ میں ہم اس کو زیادہ مضبوط بنیادوں پر کھڑا کر پائیں گے۔ بنیادی نقطہ یہ ہے کہ ایک بار غیر تاج وقت شرودنگر مساوات حل کرنے کے بعد آپ کے مسائل ختم ہو جاتے ہیں۔ یہاں سے تاج وقت شرودنگر مساوات کا عمومی حل حاصل کرنا آسان کام ہے۔

گزشتہ چار صفحات میں ہم بہت کچھ کہنا چکا ہے۔ میں ان کو مختصراً اور مختلف نقطہ نظر سے دوبارہ پیش کرتا ہوں۔ زیر غور عمومی مسئلہ کا غیر تاج وقت خفی توانائی $V(x)$ اور ابتدائی تفاعل عمل موج $\Psi(x, 0)$ دیے گئے ہوں گے۔ آپ کو مستقبل کے تمام t کیلئے $\Psi(x, t)$ تلاش کرنا ہوگا۔ ایسا کرنے کی خاطر آپ تاج وقت شرودنگر مساوات (مساوات ۲.۱) حل کریں گے۔ پہلی قدم میں آپ غیر تاج وقت شرودنگر مساوات (مساوات ۲.۵) حل کر کے لامتناہی تعداد کے حلوں کا سلسلہ $(\psi_1(x), \psi_2(x), \psi_3(x), \dots)$ حاصل کریں گے جہاں ہر ایک کی منفرد توانائی (E_1, E_2, E_3, \dots) ہوگی۔ ٹھیک ٹھیک $\Psi(x, 0)$ پر بیٹھنے کی خاطر آپ ان حلوں کا خطی جوڑ لیں گے۔

$$(۲.۱۶) \quad \Psi(x, 0) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \psi_n(x)$$

یہاں کمال کی بات یہ ہے کہ کسی بھی ابتدائی حال کے لئے آپ ہر صورت مستقل c_1, c_2, c_3, \dots دریافت کر پائیں گے۔ تفاعل عمل موج $\Psi(x, t)$ تیار کرنے کی خاطر آپ ہر جزو کے ساتھ مختص تاجیت وقت $e^{-iE_n t / \hbar}$ چسپال کریں گے۔

$$(۲.۱۷) \quad \Psi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \psi_n(x) e^{-iE_n t / \hbar} = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \Psi_n(x, t)$$

چونکہ متابل علیحدگی حل

$$(۲.۱۸) \quad \Psi_n(x, t) = \psi_n(x) e^{-iE_n t / \hbar}$$

کے تمام احتمال اور توقعاتی قیمتیں غیر تاج وقت ہوں گی لہذا یہ از خود ساکن حالات ہوں گے، تاہم عمومی حل (مساوات ۲.۱۷) یہ خاصیت نہیں رکھتا ہے؛ افسردہ ساکن حالات کی توانائیاں ایک دوسرے سے مختلف ہونے کی بنا پر $|\Psi|^2$ کا حساب کرتے ہوئے قوت نمائی ایک دوسرے کو حذف نہیں کرتی ہیں۔

^{۱۱} بعض اوقات آپ تاج وقت شرودنگر مساوات کو بغیر علیحدگی متغیرات حل کر سکیں گے (سوال ۲.۴۹ اور سوال ۲.۵۰ دیکھیں)۔ تاہم ایسی صورتیں بہت کم پائی جاتی ہیں۔

مثال ۲.۱: فرض کریں ایک ذرہ ابتدائی طور پر دو ساکن حالات کا خطی جوڑ ہو:

$$\Psi(x, 0) = c_1 \psi_1(x) + c_2 \psi_2(x)$$

(چیزوں کو سادہ رکھنے کی خاطر میں فرض کرتا ہوں کہ مستقل c_n اور حالات $\psi_n(x)$ حقیقی ہیں۔) مستقبل وقت t کیلئے تفاعل موج $\Psi(x, t)$ کیا ہوگا؟ کثافت احتمال تلاش کریں اور ذرے کی حرکت بیان کریں۔
حل: اس کا پہلا حصہ آسان ہے

$$\Psi(x, t) = c_1 \psi_1(x) e^{-iE_1 t / \hbar} + c_2 \psi_2(x) e^{-iE_2 t / \hbar}$$

جہاں E_1 اور E_2 بالترتیب تفاعل ψ_1 اور ψ_2 کی مطابقتی توانائیاں ہیں۔ یوں درج ذیل ہوگا۔

$$\begin{aligned} |\Psi(x, t)|^2 &= \left(c_1 \psi_1 e^{iE_1 t / \hbar} + c_2 \psi_2 e^{iE_2 t / \hbar} \right) \left(c_1 \psi_1 e^{-iE_1 t / \hbar} + c_2 \psi_2 e^{-iE_2 t / \hbar} \right) \\ &= c_1^2 \psi_1^2 + c_2^2 \psi_2^2 + 2c_1 c_2 \psi_1 \psi_2 \cos[(E_2 - E_1)t / \hbar] \end{aligned}$$

(میں نے نتیجہ کی سادہ صورت حاصل کرنے کی خاطر کلیہ پولر $e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$ استعمال کیا۔) ظاہری طور پر کثافت احتمال زاویائی تعدد $(\frac{E_2 - E_1}{\hbar})$ سے سائن نار تعاش کرتا ہے لہذا یہ ہر گز ساکن حال نہیں ہوگا۔ لیکن دھیان رہے کہ (ایک دوسرے سے مختلف) توانائیوں کے تفاعلات کے خطی جوڑ نے حرکت پیدا کی۔ □

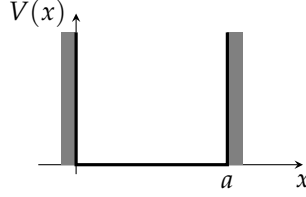
سوال ۲.۱: درج ذیل تین مسائل کا ثبوت پیش کریں۔

۱. متبادل علیحدگی حلوں کے لئے علیحدگی مستقل E لازماً حقیقی ہوگا۔ اشارہ: مساوات ۲.۷ میں E کو $E_0 + i\Gamma$ لکھ کر (جہاں E اور Γ حقیقی ہیں)، دکھائیں کہ تمام t کے لئے مساوات ۱۱.۲۰ اس صورت کارآمد ہوگا جب Γ صفر ہو۔

ب. غیر تاجع وقت تفاعل موج $\psi(x)$ ہر موقع پر حقیقی لیا جاسکتا ہے (جبکہ تفاعل موج $\Psi(x, t)$ لازماً مخلوط ہوتا ہے)۔ اس کا ہر گز یہ مطلب نہیں ہے کہ غیر تاجع شرودنگر مساوات کا ہر حل حقیقی ہوگا؛ بلکہ غیر حقیقی حل پائے جانے کی صورت میں اس حل کو ہمیشہ، ساکن حالات کا (اقتی ہی توانائی کا) خطی جوڑ لکھنا ممکن ہو گا۔ یوں بہتر ہوگا کہ آپ صرف حقیقی ψ ہی استعمال کریں۔ اشارہ: اگر کسی مخصوص E کے لئے $\psi(x)$ مساوات ۲.۵ کو مطمئن کرتا ہو تب اس کا مخلوط خطی جوڑ بھی اس مساوات کو مطمئن کرے گا اور یوں ان کے خطی جوڑ $(\psi + \psi^*)$ اور $i(\psi - \psi^*)$ بھی اس مساوات کو مطمئن کریں گے۔

ج. اگر $V(x)$ جفتے تقابل ہو یعنی $V(-x) = V(x)$ تب $\psi(x)$ کو ہمیشہ جفت یا طاق لیا جاسکتے ہو۔ اشارہ: اگر کسی مخصوص E کے لئے $\psi(x)$ مساوات ۲.۵ کو مطمئن کرتا ہو تب $\psi(-x)$ بھی اس مساوات کو مطمئن کرے گا اور یوں ان کے جفت اور طاق خطی جوڑ $\psi(x) \pm \psi(-x)$ بھی اس مساوات کو مطمئن کریں گے۔

سوال ۲.۲: دکھائیں کہ غیر تاجع وقت شرودنگر مساوات کے ہر اس حل کے لئے، جس کو معمول پر لایا جاسکتا ہو، E کی قیمت لازماً $V(x)$ کی کم سے کم قیمت سے زیادہ ہوگی۔ اس کا کلاسیکی مشاں کیا ہوگا؟ اشارہ: مساوات ۲.۵ کو درج



شکل ۲.۱: لامستناہی چکور کنواں مخفیہ (مساوات ۲.۱۹)

ذیل روپ میں لکھ کر

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = \frac{2m}{\hbar^2} [V(x) - E] \psi$$

دکھائیں کہ سمت $E < V$ کی صورت میں ψ اور اس کے دو گنا تصرف کی علامتیں لازماً ایک دوسری جیسی ہوں گی؛ اب دلیل پیش کریں کہ ایسا تقاضا معمول پر لانے کے قابل نہیں ہوگا۔

۲.۲ لامستناہی چکور کنواں

درج ذیل مندرج کریں (شکل ۲.۱)۔

$$(۲.۱۹) \quad V(x) = \begin{cases} 0 & 0 \leq x \leq a \\ \infty & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

اس مخفی توانائی میں ایک ذرہ مکمل آزاد ہوگا، ماسوائے دونوں سروں یعنی $x = 0$ اور $x = a$ پر، جہاں ایک لامستناہی قوت اس کو مضار ہونے سے روکتی ہے۔ اس کا کلاسیکی نمونہ ایک کنواں میں ایک لامستناہی لچکدار گیند ہو سکتا ہے جو ہمیشہ کے لئے دیواروں سے ٹکرا کر دائیں سے بائیں اور بائیں سے دائیں حرکت کرتا رہتا ہو۔ (اگرچہ یہ ایک فرضی مخفی توانائی ہے، آپ اس کو اہمیت دیں۔ اگرچہ یہ بہت سادہ نظر آتا ہے البتہ اس کی سادگی کی بنا ہی یہ بہت ساری معلومات مضراہم کرنے کے قابل ہے۔ ہم اس سے بار بار رجوع کریں گے۔)

کنواں سے باہر $\psi(x) = 0$ ہوگا (لہذا یہاں ذرہ پایا جانے کا احتمال صفر ہوگا)۔ کنواں کے اندر، جہاں $V = 0$ ہے، غیر تاج وقت شروع و نگر مساوات (مساوات ۲.۵) درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے۔

$$(۲.۲۰) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = E \psi$$

یا

$$(۲.۲۱) \quad \frac{d^2 \psi}{dx^2} = -k^2 \psi, \quad k \equiv \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

(اس کو یوں لکھتے ہوئے میں خاموشی سے فرض کرتا ہوں کہ $E \geq 0$ ہوگا۔ ہم سوال ۲.۲ سے جانتے ہیں کہ $E < 0$ سے بات نہیں بنے گی۔) مساوات ۲.۲۱ کا سبکی سادہ پارامونی مرتعش^{۱۲} کی مساوات ہے جس کا عمومی حل درج ذیل ہوگا

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx \quad (۲.۲۲)$$

جہاں A اور B اختیاری مستقل ہیں۔ ان مستقلات کو مسئلہ کے سرحدی شرائط^{۱۳} تعین کرتے ہیں۔ $\psi(x)$ کے موزوں سرحدی شرائط کیا ہونگے؟ عموماً ψ اور $\frac{d\psi}{dx}$ دونوں استمراری ہونگے، لیکن جہاں مخفیہ لامتناہی کو پہنچتا ہو وہاں صرف اول الذکر کا اطلاقی ہوگا۔ (میں حصہ ۲.۵ میں ان سرحدی شرائط کو ثابت کر دوں گا اور $V = \infty$ کی صورت حال کو بھی دیکھوں گا۔ فی الحال مجھ پر یقین کرتے ہوئے میری کبھی ہوئی بات مان لیں۔)

تفاعل $\psi(x)$ کے استمرار کی بنا درج ذیل ہوگا

$$\psi(0) = \psi(a) = 0 \quad (۲.۲۳)$$

تاکہ کنواں کے باہر اور کنواں کے اندر حل ایک دوسرے کے ساتھ جڑ سکیں۔ یہ ہمیں A اور B کے بارے میں کیا معلومات فراہم کرتی ہے؟ چونکہ

$$\psi(0) = A \sin 0 + B \cos 0 = B$$

ہے لہذا $B = 0$ اور درج ذیل ہوگا۔

$$\psi(x) = A \sin kx \quad (۲.۲۴)$$

یوں $\psi(a) = A \sin ka$ کی بنیاد $A = 0$ ہوگا (ایسی صورت میں ہمیں غیر اہم حل $\psi(x) = 0$ ملتا ہے جو معمول پر لانے کے قابل نہیں ہے) یا $\sin ka = 0$ ہوگا جس کے تحت درج ذیل ہوگا۔

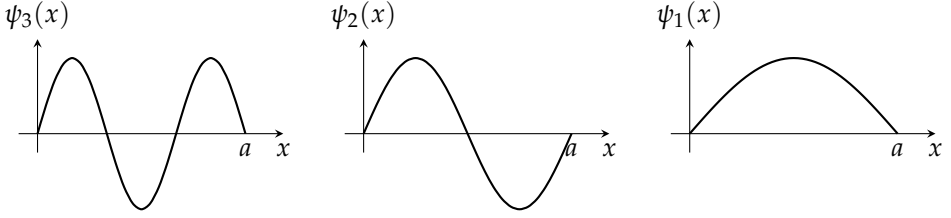
$$ka = 0, \pm\pi, \pm2\pi, \pm3\pi, \dots \quad (۲.۲۵)$$

اب $k = 0$ (بھی $\psi(x) = 0$ دیتا ہے جس) میں ہم دلچسپی نہیں رکھتے اور $\sin(-\theta) = -\sin(\theta)$ کی بنا k کی منفی قیمتیں کوئی نیا حل نہیں دیتی ہیں لہذا ہم منفی کی علامت کو A میں ضم کر سکتے ہیں۔ یوں منفرد حل درج ذیل ہوں گے۔

$$k_n = \frac{n\pi}{a}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (۲.۲۶)$$

دلچسپ بات یہ ہے کہ $x = a$ پر سرحدی شرط مستقل A تعین نہیں کرتا ہے بلکہ اس کی بجائے مستقل k تعین کرتے ہوئے E کی احبازتی قیمتیں تعین کرتا ہے:

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \quad (۲.۲۷)$$



شکل ۲.۲: لامستثنای چپور کنواں کے ابتدائی تین ساکن حالات (مساوات ۲.۲۸)۔

کلاسیکی صورت کے برعکس لامستثنای چپور کنواں میں کو انٹم ذرہ ہر ایک توانائی کا حامل نہیں ہو سکتا ہے بلکہ اس کی توانائی کی قیمت کو درج بالا مخصوص اجازتی^{۱۴} قیمتوں^{۱۵} میں سے ہونا ہوگا۔ متقل A کی قیمت حاصل کرنے کے لئے ψ کو معمول پر لانا ہوگا:

$$\int_0^a |A|^2 \sin^2(kx) dx = |A|^2 \frac{a}{2} = 1, \quad \Rightarrow \quad |A|^2 = \frac{2}{a}$$

یہ A کی صرف مقدار دیتی ہے، تاہم مثبت حقیقی جذر $A = \sqrt{2/a}$ منتخب کرنا بہتر ہوگا (کیونکہ A کا زاویہ کوئی طبعی معنی نہیں رکھتا ہے)۔ اس طرح کنواں کے اندر شرودنگر مساوات کے حل درج ذیل ہوں گے۔

$$(۲.۲۸) \quad \psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right)$$

میرے قول کو پورا کرتے ہوئے، (ہر مثبت عدد صحیح n کے عوض ایک حل دے کر) غیر تابع وقت شرودنگر مساوات نے حلوں کا ایک لامستثنای سلسلہ دیا ہے۔ ان میں سے اولین چند کو شکل ۲.۲ میں ترسیم کیا گیا ہے جو لمبائی a کے دھانگے پر ساکن امواج کی طرح نظر آتے ہیں۔ تفاعل ψ_1 جو زمین حال^{۱۶} کہلاتا ہے کی توانائی کم سے کم ہے۔ باقی حالات جن کی توانائیاں n^2 کے براہ راست بڑھتی ہیں پیمائش^{۱۷} کہلاتے ہیں۔ تفاعلات $\psi_n(x)$ چند اہم اور دلچسپ خواص رکھتے ہیں:

۱. کنواں کے وسط کے لحاظ سے یہ تفاعلات باری باری جفت اور طاق ہیں۔ ψ_1 جفت ہے، ψ_2 طاق ہے، ψ_3 جفت ہے، وغیرہ وغیرہ۔^{۱۸}

^{۱۴}allowed

^{۱۵}ادھیان رہے کہ غیر تابع وقت شرودنگر مساوات کو حل کرتے ہوئے سرحدی شرائط مسلط کرنے سے اجبازتی توانائیوں کی کوانٹائزیشن شرط محض تنسیک وجوہات کی بنا ابھرتا ہے۔

^{۱۶}ground state

^{۱۷}excited states

^{۱۸}اس تشاکلی کو زیادہ وضاحت سے پیش کرنے کی خاطر بعض مصنفین کنواں کے مرکز کو مبدا پر رکھتے ہیں (یوں کنواں $-a$ تا $+a$ رکھا جاتا ہے)۔ تب جفت تفاعلات کو ساکن جبکہ طاق تفاعلات ساکن ہوں گے۔ سوال ۳.۳۶ دیکھیں۔

ب. توانائی بڑھاتے ہوئے ہر اگلے حال کے عقدوں^{۱۹} (معبور صفر) کی تعداد میں ایک (1) کا اضافہ ہوگا۔ (چونکہ آخری نقاط کے صفر کو نہیں گننا جاتا ہے لہذا) ψ_1 میں کوئی عقدہ نہیں پایا جاتا ہے، ψ_2 میں ایک پایا جاتا ہے، ψ_3 میں دو پائے جاتے ہیں، وغیرہ وغیرہ۔

ج. یہ تمام درج ذیل نقطہ نظر سے باہمی عمودوں^{۲۰} ہیں جہاں $m \neq n$ ۔

$$\int \psi_m(x)^* \psi_n(x) dx = 0 \quad (۲.۲۹)$$

ثبوت:-

$$\begin{aligned} \int \psi_m(x)^* \psi_n(x) dx &= \frac{2}{a} \int_0^a \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) dx \\ &= \frac{1}{a} \int_0^a \left[\cos\left(\frac{m-n}{a}\pi x\right) - \cos\left(\frac{m+n}{a}\pi x\right) \right] dx \\ &= \left\{ \frac{1}{(m-n)\pi} \sin\left(\frac{m-n}{a}\pi x\right) - \frac{1}{(m+n)\pi} \sin\left(\frac{m+n}{a}\pi x\right) \right\} \Big|_0^a \\ &= \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{\sin[(m-n)\pi]}{(m-n)} - \frac{\sin[(m+n)\pi]}{(m+n)} \right\} = 0 \end{aligned}$$

دھیان رہے کہ $m = n$ کی صورت میں درج بالا دلیل درست نہیں ہوگا: (کیا آپ بتا سکتے ہیں کہ ایسی صورت میں دلیل کیوں نامقابل مقبول ہوگا۔) ایسی صورت میں معمول پر لانے کا عمل ہمیں بتاتا ہے کہ مکمل کی قیمت 1 ہے۔ درحقیقت، عمودیت اور معمول زنی کو ایک فقرے میں سمیایا جاسکتا ہے:^{۲۱}

$$\int \psi_m(x)^* \psi_n(x) dx = \delta_{mn} \quad (۲.۳۰)$$

جہاں δ_{mn} کرونیکر ڈیلٹا^{۲۲} کہلاتا ہے جس کی تعریف درج ذیل ہے۔

$$\delta_{mn} = \begin{cases} 0 & m \neq n \\ 1 & m = n \end{cases} \quad (۲.۳۱)$$

ہم کہتے ہیں کہ مذکورہ بالا (تمام) ψ معیار عمودوں^{۲۳} ہیں۔

د. یہ مکمل^{۲۴} ہیں، جس سے مراد ہے کہ کسی بھی دوسرے تفاعل $f(x)$ کو ان کا خطی جوڑ لکھا جاسکتا ہے:

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sum_{n=1}^{\infty} c_n \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \quad (۲.۳۲)$$

^{۱۹} nodes
^{۲۰} orthogonal
^{۲۱} یہاں تمام ψ حقیقی ہیں لہذا ψ_m پر * ڈالنے کی ضرورت نہیں ہے، لیکن مستقبل میں استعمال کے نقطہ نظر سے ایسا کرنا ایک اچھی عادت ہے۔
^{۲۲} Kronecker delta
^{۲۳} orthonormal
^{۲۴} complete

میں تفاعلات $\sin \frac{n\pi x}{a}$ کی مکملیت کو یہاں ثابت نہیں کروں گا، البتہ اعلیٰ علم الاحصاء کے ساتھ واقفیت کی صورت میں آپ مساوات ۲.۳۲ کو $f(x)$ کا فوریر تسلسلہ^{۲۵} پہچان پائیں گے۔ یہ حقیقت، کہ ہر تفاعل کو فوریر تسلسل کی صورت میں پھیلا کر لکھا جاسکتا ہے، بعض اوقات مسئلہ ڈرشلے^{۲۶} کہلاتا ہے۔^{۲۷} کسی بھی دیے گئے تفاعل $f(x)$ کے لئے عددی سروں c_n کو $\{\psi_n\}$ کی معیاری عمودیت کی مدد سے حاصل کیا جاتا ہے۔ مساوات ۲.۳۲ کے دونوں اطراف کو $\psi_m(x)$ سے ضرب دے کر یکم لیں:

$$(۲.۳۳) \quad \int \psi_m(x)^* f(x) dx = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \int \psi_m(x)^* \psi_n(x) dx = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \delta_{mn} = c_m$$

(آپ دیکھ سکتے ہیں کہ کرونیٹرڈیلٹا مجموعے میں تمام اجزاء کو ختم کر دیتا ہے ماسوائے اس جزو کو جس کے لئے $n = m$ ہو۔) یوں تفاعل $f(x)$ کے پھیلاؤ کے n ویں جزو کا عددی سر درج ذیل ہوگا۔^{۲۸}

$$(۲.۳۴) \quad c_n = \int \psi_n(x)^* f(x) dx$$

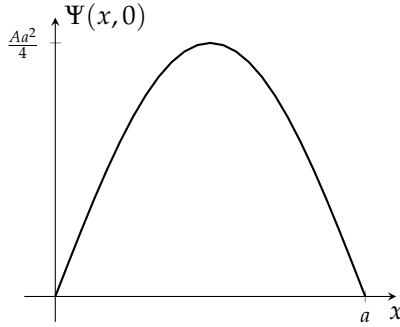
درج بالا چار خواص انتہائی طاقتور ہیں جو صرف لامتناہی چکور کنواں کے لیے مخصوص نہیں ہیں۔ پہلا خواص ہر اس صورت میں کارآمد ہوگا جب مخفیہ تشاکلی ہو؛ دوسرا، مخفیہ کی شکل و صورت سے قطع نظر، ایک عامل گیر خواص ہے۔ عمودیت بھی کافی عمومی خاصیت ہے، جس کا ثبوت میں باب ۳ میں پیش کروں گا۔ ان تمام مخفیہ کے لئے جن کو آپ کا (ممکنہ) سامن ہو سکتا ہے کے لئے مکملیت کارآمد ہوگی، لیکن اس کا ثبوت کافی لمبا اور پیچیدہ ہے؛ جس کی بنا عموماً ماہر طبیعیات یہ ثبوت دیکھے بغیر، اس کو مان لیتے ہیں۔ لامتناہی چکور کنواں کے ساکن حال (مساوات ۲.۱۸) درج ذیل ہوں گے۔

$$(۲.۳۵) \quad \Psi_n(x, t) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) e^{-i(n^2\pi^2\hbar/2ma^2)t}$$

میں نے دعویٰ کیا (مساوات ۲.۱۷) کہ تابع وقت شرودنگر مساوات کا عمومی ترین حل، ساکن حالات کا خطی جوڑ ہوگا۔

$$(۲.۳۶) \quad \Psi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) e^{-i(n^2\pi^2\hbar/2ma^2)t}$$

Fourier series^{۲۵}Dirichlet's theorem^{۲۶}^{۲۷} $f(x)$ میں متناہی تعداد کے عدم استمرار (پھلانگ) پائے جاسکتے ہیں۔^{۲۸} آپ یہاں فکری متغیر کے لئے m یا کوئی تیسرا حرف استعمال کر سکتے ہیں (بس اتنا خیال رکھیں کہ مساوات کی دونوں اطراف ایک ہی حرف استعمال کیا جائے)، اور ہاں یا در ہے کہ یہ حرف ”کسی مثبت عدد صحیح“ کو ظاہر کرتا ہے۔



شکل ۲.۳: ابتدائی تفاعل موج برائے مثال ۲.۲۔

(اگر آپ کو اس حل پر شق ہو تو اس کی تصدیق ضرور کیجیے گا۔) مجھے صرف اتنا دکھانا ہو گا کہ کسی بھی ابتدائی تفاعل موج $\psi(x, 0)$ پر اس حل کو بٹھانے کے لیے موزوں عددی سر c_n درکار ہوں گے:

$$\Psi(x, 0) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \psi_n(x)$$

تفاعلات ψ کی ملکیت (جس کی تصدیق یہاں مسئلہ ڈرٹلے کرتی ہے) اس کی ضمانت دیتی ہے کہ میں ہر $\psi(x, 0)$ کو ہر صورت یوں بیان کر سکتا ہوں، اور ان کی معیاری عمودیت کی بنا c_n کو فورسٹر قسمل سے حاصل کیا جاسکتا ہے:

$$c_n = \sqrt{\frac{2}{a}} \int_0^a \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \Psi(x, 0) dx \quad (2.34)$$

آپ نے دیکھا: دی گئی ابتدائی تفاعل موج $\Psi(x, 0)$ کے لئے ہم سب سے پہلے پھیلاؤ کے عددی سروں c_n کو مساوات ۲.۳۷ سے حاصل کرتے ہیں۔ اس کے بعد انہیں مساوات ۲.۳۶ میں پر کر $\Psi(x, t)$ حاصل کرتے ہیں۔ تفاعل موج جانتے ہوئے دلچسپی کی کسی بھی حسر کی مقدار کا حاب، باب ۱ میں مستعمل تراکیب استعمال کرتے ہوئے، کیا جاسکتا ہے۔ یہی ترکیب کسی بھی مخفیہ کے لیے کارآمد ہوگا؛ صرف ψ کی قیمتیں اور اجازتی توانائیاں یہاں سے مختلف ہوں گی۔

مثال ۲.۲: لامتناہی چکور کنواں میں ایک ذرے کا ابتدائی تفاعل موج درج ذیل ہے جہاں A ایک مستقل ہے (شکل ۲.۳)۔

$$\Psi(x, 0) = Ax(a - x), \quad (0 \leq x \leq a)$$

کنواں سے باہر $\psi = 0$ ہے۔ $\Psi(x, t)$ تلاش کریں۔

حل: ہم پہلے $\Psi(x, 0)$ کو معمول پر لاتے ہوئے

$$1 = \int_0^a |\Psi(x, 0)|^2 dx = |A|^2 \int_0^a x^2(a - x)^2 dx = |A|^2 \frac{a^5}{30}$$

A تعین کرتے ہیں:

$$A = \sqrt{\frac{30}{a^5}}$$

مسوات ۲.۳۷ کے تحت n واں عددی سر درج ذیل ہوگا۔

$$\begin{aligned} c_n &= \sqrt{\frac{2}{a}} \int_0^a \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \sqrt{\frac{30}{a^5}} x(a-x) dx \\ &= \frac{2\sqrt{15}}{a^3} \left[a \int_0^a x \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) dx - \int_0^a x^2 \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) dx \right] \\ &= \frac{2\sqrt{15}}{a^3} \left\{ a \left[\left(\frac{a}{n\pi}\right)^2 \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) - \frac{ax}{n\pi} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \right] \Big|_0^a \right. \\ &\quad \left. - \left[2\left(\frac{a}{n\pi}\right)^2 x \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) - \frac{(n\pi x/a)^2 - 2}{(n\pi/a)^3} \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \right] \Big|_0^a \right\} \\ &= \frac{2\sqrt{15}}{a^3} \left[-\frac{a^3}{n\pi} \cos(n\pi) + a^3 \frac{(n\pi)^2 - 2}{(n\pi)^3} \cos(n\pi) + a^3 \frac{2}{(n\pi)^3} \cos(0) \right] \\ &= \frac{4\sqrt{15}}{(n\pi)^3} [\cos(0) - \cos(n\pi)] \\ &= \begin{cases} 0 & n \text{ جفت} \\ 8\sqrt{15}/(n\pi)^3 & n \text{ طاق} \end{cases} \end{aligned}$$

یوں درج ذیل ہوگا (مسوات ۲.۳۶)۔

$$\Psi(x, t) = \sqrt{\frac{30}{a}} \left(\frac{2}{\pi}\right)^3 \sum_{n=1,3,5,\dots} \frac{1}{n^3} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) e^{-in^2\pi^2\hbar t/2ma^2}$$

□

غیر محتاط بات چیت میں ہم کہتے ہیں کہ Ψ میں ψ_n کی مقدار کو c_n ظاہر کرتا ہے۔ بعض اوقات ہم کہتے ہیں کہ n ویں ساکن حال میں ایک ذرہ پائے جانے کا احتمال $|c_n|^2$ ہے جو درست نہیں چونکہ ذرہ حال Ψ میں ناکہ حال ψ_n میں پایا جاتا ہے؛ مزید تجربہ گاہ میں آپ کسی ایک ذرہ کو کسی ایک مخصوص حال میں نہیں دیکھ پاتے بلکہ آپ کسی مشہور کی پیش کش کرتے ہو جس کا جواب ایک عدد کی صورت میں سامنے آتا ہے۔ جیسا آپ باب ۳ میں دیکھیں گے، توانائی کی پیش کش سے E_n قیمت حاصل ہونے کا احتمال $|c_n|^2$ ہوگا۔ (کوئی بھی پیش کش، ”احبازتی“ قیمتوں میں سے کوئی ایک دے گی، اسی لئے انہیں احبازتی قیمتیں کہتے ہیں، اور کوئی مخصوص قیمت E_n حاصل ہونے کا احتمال $|c_n|^2$ ہوگا۔)

یقیناً ان تمام احتمالات کا مجموعہ 1 ہوگا

$$(۲.۳۸) \quad \sum_{n=1}^{\infty} |c_n|^2 = 1$$

جس کا ثبوت Ψ کی عمود زنی سے حاصل ہوگا (چونکہ تمام c_n غیر تاجع وقت ہیں لہذا میں $t = 0$ پر ثبوت پیش کرتا ہوں۔ آپ باآسانی اس ثبوت کو عمومیت دے کر کسی بھی t کے لئے ثبوت پیش کر سکتے ہیں)۔

$$\begin{aligned} 1 &= \int |\Psi(x, 0)|^2 dx = \int \left(\sum_{m=1}^{\infty} c_m \psi_m(x) \right)^* \left(\sum_{n=1}^{\infty} c_n \psi_n(x) \right) dx \\ &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} c_m^* c_n \int \psi_m(x)^* \psi_n(x) dx \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} c_m^* c_n \delta_{mn} = \sum_{n=1}^{\infty} |c_n|^2 \end{aligned}$$

(یہاں بھی m پر مجموعہ لینے میں کرونیٹر ڈیلٹا جزو $m = n$ کو چنتا ہے۔)

مزید، توانائی کی توقعاتی قیمت لازمآ درج ذیل ہوگی

$$(۲.۳۹) \quad \langle H \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} |c_n|^2 E_n$$

جس کی بلاواسطہ تصدیق کی جاسکتی ہے: غیر تاجع وقت شرودنجر مساوات کہتی ہے

$$(۲.۴۰) \quad H\psi_n = E_n\psi_n$$

لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$\begin{aligned} \langle H \rangle &= \int \Psi^* H \Psi dx = \int \left(\sum c_m \psi_m \right)^* H \left(\sum c_n \psi_n \right) dx \\ &= \sum \sum c_m^* c_n E_n \int \psi_m^* \psi_n dx = \sum |c_n|^2 E_n \end{aligned}$$

دھیان رہے کہ کسی ایک مخصوص توانائی کے حصول کا احتمال غیر تاجع وقت ہوگا اور یوں H کی توقعاتی قیمت بھی غیر تاجع وقت ہوگی۔ کوانٹم میکانیات میں **بٹا توانائی**^{۲۹} کی یہ ایک مثال ہے۔

مثال ۲.۳: ہم نے دیکھا کہ مثال ۲.۲ میں ابتدائی تفاعل موج (شکل ۲.۳) زمینی حال ψ_1 (شکل ۲.۲) کے ساتھ متربی مشابہت رکھتا ہے۔ یوں ہم توقع کرتے گے کہ $|c_1|^2$ غالب ہوگا۔ یقیناً ایسا ہی ہے۔

$$|c_1|^2 = \left(\frac{8\sqrt{15}}{\pi^3} \right)^2 = 0.998555 \dots$$

^{۲۹} conservation of energy

باقی تمام عددی سرسمل کر منفرق دیتے ہیں: ۳۰

$$\sum_{n=1}^{\infty} |c_n|^2 = \left(\frac{8\sqrt{15}}{\pi^3} \right)^2 \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^6} = 1$$

اس مثال میں توانائی کی توقعاتی قیمت ہماری توقعات کے عین مطابق درج ذیل ہے۔

$$\langle H \rangle = \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left(\frac{8\sqrt{15}}{n^3 \pi^3} \right)^2 \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ma^2} = \frac{480 \hbar^2}{\pi^4 ma^2} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{n^4} = \frac{5 \hbar^2}{ma^2}$$

یہ $E_1 = \pi^2 \hbar^2 / 2ma^2$ کے بہت قریب، ہیجان حل حالتوں کی بشمول کی بن معمولی زیادہ ہے۔ □

سوال ۲.۳: دکھائیں کہ لامستناہی چکور کنواں کے لئے $E = 0$ یا $E < 0$ کی صورت میں غیر تابع وقت شرودنگر مساوات کا کوئی بھی متابل قبول حل نہیں پایا جاتا ہے۔ (یہ سوال ۲.۲ میں دیے گئے عمومی مسئلے کی ایک خصوصی صورت ہے، لیکن اس بار شرودنگر مساوات کو صریحاً حل کرتے ہوئے دکھائیں کہ آپ سرحدی شرائط پر پورا نہیں اتر سکتے ہیں۔)

سوال ۲.۴: لامستناہی چکور کنواں کے n ویں ساکن حال کیلئے $\langle x \rangle$ ، $\langle x^2 \rangle$ ، $\langle p \rangle$ ، $\langle p^2 \rangle$ اور σ_p تلاش کریں۔ تصدیق کریں کہ اصول غیر یقینیت مطمئن ہوتا ہے۔ کونسا حال غیر یقینیت کی حد کے قریب ترین ہوگا؟

سوال ۲.۵: لامستناہی چکور کنواں میں ایک ذرے کا ابتدائی تفاعل عمل موج اولین دو ساکن حالات کے برابر حصوں کا مرکب ہے۔

$$\Psi(x, 0) = A[\psi_1(x) + \psi_2(x)]$$

ا. $\Psi(x, 0)$ کو معمول پر لائیں۔ (یعنی A تلاش کریں۔ آپ ψ_1 اور ψ_2 کی معیاری عمودیت بروئے کار لاتے ہوئے با آسانی ایسا کر سکتے ہیں۔ یاد رہے کہ $t = 0$ پر Ψ کو معمول پر لانے کے بعد آپ یقین رکھ سکتے ہیں کہ یہ معمول شدہ ہی رہے گا۔ اگر آپ کو شک ہے، جزو-ب کا نتیجہ حاصل کرنے کے بعد اس کی صریحاً تصدیق کریں۔)

ب. $\Psi(x, t)$ اور $|\Psi(x, t)|^2$ تلاش کریں۔ مومنرالذکر کو وقت کے سائن تفاعل عمل کی صورت میں لکھیں، جیسا مثال ۲.۱ میں کیا گیا۔ نتائج کو اس طرح $\omega \equiv \frac{\pi^2 \hbar}{2ma^2}$ میں لیں۔

ج. $\langle x \rangle$ تلاش کریں۔ آپ دیکھیں گے کہ یہ وقت کے ساتھ ارتعاش کرتا ہے۔ اس ارتعاش کی زاویائی تعدد کتنی ہوگی؟ ارتعاش کا محیط کیا ہوگا؟ (اگر آپ کا محیط $\frac{a}{2}$ سے زیادہ ہو تب آپ کو جیل بھیجنے کی ضرورت ہوگی۔)

۳۰۔ آپ درج ذیل سلسل کی ریاضی کی کتاب سے دیکھ سکتے ہیں۔

$$\frac{1}{1^6} + \frac{1}{3^6} + \frac{1}{5^6} + \dots = \frac{\pi^6}{960}$$

$$\frac{1}{1^4} + \frac{1}{3^4} + \frac{1}{5^4} + \dots = \frac{\pi^4}{96}$$

د. $\langle p \rangle$ تلاش کریں (اور اس پہ زیادہ وقت صرف نہ کریں)۔

ه. اس ذرے کی توانائی کی پیمائش سے کون کون سی قیمتیں متوقع ہیں؟ اور ہر ایک قیمت کا احتمال کتنا ہوگا؟ H کی توقعاتی قیمت تلاش کریں۔ اس کی قیمت کا موازنہ E_1 اور E_2 کے ساتھ کریں؟

سوال ۲.۶: اگر چہ تفاعل موج کا مجموعی زاویائی مستقل کسی با معنی طبعی اہمیت کا حامل نہیں ہے (چونکہ یہ کسی بھی متبادل پیمائش مقدار میں کٹ جاتا ہے) لیکن مساوات ۲.۱۷ میں عددی سروں کے اضافی زاویائی مستقل اہمیت کے حامل ہیں۔ مثال کے طور پر ہم سوال ۲.۵ میں ψ_1 اور ψ_2 کے اضافی زاویائی مستقل تبدیل کرتے ہیں:

$$\Psi(x, 0) = A[\psi_1(x) + e^{i\phi}\psi_2(x)]$$

جہاں ϕ کوئی مستقل ہے۔ $\Psi(x, t)$ ، $|\Psi(x, t)|^2$ اور $\langle x \rangle$ تلاش کر کے ان کا موازنہ پہلے حاصل شدہ نتائج کے ساتھ کریں۔ بالخصوص $\phi = \pi/2$ اور $\phi = \pi$ کی صورتوں پر غور کریں۔

سوال ۲.۷: لامتناہی چپکور کنواں میں ایک ذرے کا ابتدائی تفاعل موج درج ذیل ہے۔^{۳۱}

$$\Psi(x, 0) = \begin{cases} Ax, & 0 \leq x \leq a/2 \\ A(a - x), & a/2 \leq x \leq a \end{cases}$$

ا. $\Psi(x, 0)$ کا رخا کہ کھینچیں اور مستقل A کی قیمت تلاش کریں۔

ب. $\Psi(x, t)$ تلاش کریں۔

ج. توانائی کی پیمائش کا نتیجہ E_1 ہونے کا احتمال کتنا ہوگا؟

د. توانائی کی توقعاتی قیمت تلاش کریں۔

سوال ۲.۸: ایک لامتناہی چپکور کنواں، جس کی چوڑائی a ہے، میں کیست m کا ایک ذرہ کنواں کے بائیں حصے سے ابتدا ہوتا ہے اور یہ $t = 0$ پر بائیں نصف حصے کے کسی بھی نقطہ پر ہو سکتا ہے۔

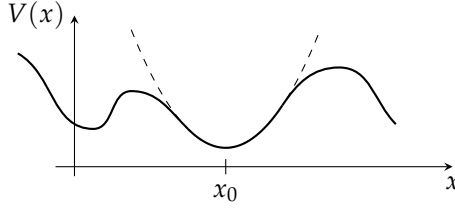
ا. اس کی ابتدائی تفاعل موج $\Psi(x, 0)$ تلاش کریں۔ (منرض کریں کے یہ حقیقی ہے اور اسے معمول پر لانا بھولے گا۔)

ب. پیمائش توانائی کا نتیجہ $\pi^2 \hbar^2 / 2ma^2$ ہونے کا احتمال کیا ہوگا؟

سوال ۲.۹: لمحہ $t = 0$ پر مثال ۲.۲ کے تفاعل موج کیلئے H کی توقعاتی قیمت تکمل کے ذریعہ حاصل کریں۔

$$\langle H \rangle = \int \Psi(x, 0)^* \hat{H} \Psi(x, 0) dx$$

^{۳۱} اصولی طور پر ابتدائی تفاعل موج کی شکل و صورت پر کوئی پابندی عائد نہیں ہے، تاہم لازم ہے کہ یہ معمول پر لانے کے متبادل ہو۔ بالخصوص، ضروری نہیں کہ $\Psi(x, 0)$ کا استمراری تقسرق پلایا جاتا ہو؛ بلکہ تفاعل کا از خود استمراری ہونا بھی ضروری نہیں ہے۔ ہاں، $\Psi(x, 0)$ کے دوم تقسرق کی عدم وضاحت کی بنا، ایسی صورتوں میں $\int \Psi(x, 0)^* \hat{H} \Psi(x, 0) dx$ سے $\langle H \rangle$ کی قیمت کے حصول میں آپ کو تکنیکی مسائل درپیش ہو سکتے ہیں۔ سوال ۲.۹ میں ایسا کرنا اس لئے ممکن ہوا کہ عدم استمرار آخسری سروں پر پائے گئے جہاں تفاعل عمل از خود منصر ہے۔ سوال ۲.۷ طرح کے مسائل کو حل کرنا آپ سوال ۲.۴ میں دیکھیں گے۔



شکل ۲.۴: اختیاری مخفیہ کے معتمی کم سے کم قیمت نقطہ کی پڑوس میں قطع مکانی تخمین (نقطہ دار ترسیم)۔

مثال ۲.۳ میں مساوات ۲.۳۹ کی مدد سے حاصل کردہ نتیجے کے ساتھ موازنہ کریں۔ دھیان رہے کیونکہ H غیر تابع وقت ہے لہذا $t = 0$ لینے سے نتیجے پر کوئی اثر نہیں ہوگا۔

۲.۳ ہارمونی مرتعش

کلاسیکی ہارمونی مرتعش ایک پلک دار اسپرنگ جس کا مقیاس پلک k ہو اور کمیت m پر مشتمل ہوتا ہے۔ کمیت کی حرکت قانون ہکے^{۳۲}

$$F = -kx = m \frac{d^2x}{dt^2}$$

کے تحت ہوگی جہاں رگڑ کو نظر انداز کیا گیا ہے۔ اس کا حل

$$x(t) = A \sin(\omega t) + B \cos(\omega t)$$

ہوگا جہاں

$$(۲.۴۱) \quad \omega \equiv \sqrt{\frac{k}{m}}$$

ارتعاش کا (زاویائی) تعدد ہے۔ مخفی توانائی

$$(۲.۴۲) \quad V(x) = \frac{1}{2} kx^2$$

ہوگی جس کی ترسیم قطع مکانی ہے۔

حقیقت میں کامل ہارمونی مرتعش نہیں پایا جاتا ہے۔ اگر آپ اسپرنگ کو زیادہ کھینچیں تو وہ ٹوٹ جائے گا اور متون ہک اس سے بہت پہلے غیر کارآمد ہو چکا ہوگا۔ تاہم عملاً کوئی بھی مخفیہ، معتمی کم سے کم نقطہ کی پڑوس میں تخمین قطع مکانی ہوگا (شکل ۲.۴)۔ مخفی توانائی $V(x)$ کے کم سے کم نقطہ x_0 کے لحاظ سے $V(x)$ کو ٹیلر تسلسل^{۳۳} کے لحاظ

^{۳۲} Hooke's law
^{۳۳} Taylor series

سے پھیلا کر

$$V(x) = V(x_0) + V'(x_0)(x - x_0) + \frac{1}{2}V''(x_0)(x - x_0)^2 + \dots$$

اس سے $V(x_0)$ منفی کر کے (ہم $V(x)$ سے کوئی بھی مستقل بغیر خطرہ و منکر منفی کر سکتے ہیں کیونکہ ایسا کرنے سے قوت تبدیل نہیں ہوگا) اور یہ جانتے ہوئے کہ $V'(x_0) = 0$ ہوگا (چونکہ x_0 کم سے کم نقطہ ہے)، ہم تسلسل کے بلندی پر ارکان رد کرتے ہوئے (جو $(x - x_0)$ کی قیمت کم ہونے کی صورت میں متابل نظر انداز ہونگے) درج ذیل حاصل کرتے ہیں

$$V(x) \cong \frac{1}{2}V''(x_0)(x - x_0)^2$$

جو نقطہ x_0 پر ایک ایسی سادہ ہارمونی ارتعاش بیان کرتا ہے جس کا موثر مقیاس پُلک $k = V''(x_0)$ ہو۔^{۳۴} یہ وجہ ہے جس کی بنا سادہ ہارمونی سر تعیش اتنا ہم ہے: تقریباً ہر وہ ارتعاشی حرکت جس کا محیط کم ہو تخمیناً سادہ ہارمونی ہوگا۔

کو انٹرمیکانیات میں ہمیں مخفیہ

$$(۲.۴۳) \quad V(x) = \frac{1}{2}m\omega^2x^2$$

کے لیے شرودنگر مساوات حل کرنی ہوگی (جہاں روایتی طور پر مقیاس پُلک کی جگہ کلاسیکی تعدد (مساوات ۲.۴۱) استعمال کی جاتی ہے)۔ جیسا کہ ہم دیکھ چکے ہیں، اتنا کافی ہوگا کہ ہم غیر تابع وقت شرودنگر مساوات

$$(۲.۴۴) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{1}{2}m\omega^2x^2\psi = E\psi$$

حل کریں۔ اس مسئلے کو حل کرنے کے لیے دو بالکل مختلف طریقے اپنائے جاتے ہیں۔ پہلی میں تفرقی مساوات کو ”طاقة کے بل بوتے پر“ **طاقی تسلسل**^{۳۵} کے ذریعہ حل کرنے کی ترکیب استعمال کی جاتی ہے، جو دیگر مخفیہ کے لیے بھی کارآمد ثابت ہوتا ہے (اور جسے استعمال کرتے ہوئے ہم باب ۴ میں کولب مخفیہ کے لیے حل تلاش کریں گے)۔ دوسری ترکیب ایک شیطانی الجبرائی تکنیک ہے جس میں **عالمی سیر** استعمال ہوتے ہیں۔ میں آپ کی واقفیت پہلے الجبرائی تکنیک کے ساتھ پیدا کرتا ہوں جو زیادہ سادہ، زیادہ دلچسپ (اور حل جلدی دیتا)^{۳۶} ہے۔ اگر آپ طاقتی تسلسل کی ترکیب یہاں استعمال نہ کرنا چاہیں تو آپ ایسا کر سکتے ہیں لیکن کہیں نہ کہیں آپ کو یہ ترکیب سیکھنی ہوگی۔

^{۳۴} چونکہ ہم فرض کر رہے ہیں کہ x_0 کم سے کم نقطہ ہے لہذا $V''(x_0) \geq 0$ ہوگا۔ صرف اس نایاب صورت میں ارتعاش تخمینی طور پر بھی سادہ ہارمونی نہیں ہوگا جب $V''(x_0) = 0$ ہو۔

^{۳۵} power series

^{۳۶} یہی ترکیب زاویائی معیار حرکت کے نظریہ (باب ۴) میں مستعمل ہیں اور انہیں عموماً دیتے ہوئے عمدہ تشاکل کو انٹرمیکانیات کے مخفیہ کی وسیع جامعیت کے لیے استعمال کیا جاسکتا ہے۔

۲.۳.۱ الجبرائی ترکیب

ہم مساوات ۲.۴۴ کو زیادہ معنی خیز روپ میں لکھ کر ابستہ کرتے ہیں

$$(۲.۴۵) \quad \frac{1}{2m}[p^2 + (m\omega x)^2]\psi = E\psi$$

جہاں $p \equiv \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx}$ معیار حرکت کا عامل ہے۔ بنیادی طور پر ہیملٹنی

$$(۲.۴۶) \quad H = \frac{1}{2m}[p^2 + (m\omega x)^2]$$

کو کو اجزائے ضربی لکھنے کی ضرورت ہے۔ اگر یہ عدد ہوتے تب ہم یوں لکھ سکتے تھے۔

$$u^2 + v^2 = (iu + v)(-iu + v)$$

البتہ یہاں بات اتنی سادہ نہیں ہے چونکہ p اور x عاملین ہیں اور عاملین عموماً مقلوب^{۳۷} نہیں ہوتے ہیں (یعنی آپ xp سے مراد px نہیں لے سکتے ہیں)۔ اس کے باوجود یہ ہمیں درج ذیل متبادروں پر غور کرنے پر آمادہ کرتا ہے

$$(۲.۴۷) \quad a_{\pm} \equiv \frac{1}{\sqrt{2\hbar m\omega}}(\mp ip + m\omega x)$$

(جہاں قوسین کے باہر حبز و ضربی لگانے سے آہستہ نتیجہ خوبصورت نظر آئے گا)۔

آئیں دیکھیں حاصل ضرب a_-a_+ کیا ہوگا؟

$$\begin{aligned} a_-a_+ &= \frac{1}{2\hbar m\omega}(ip + m\omega x)(-ip + m\omega x) \\ &= \frac{1}{2\hbar m\omega}[p^2 + (m\omega x)^2 - im\omega(xp - px)] \end{aligned}$$

اس میں متوقع اضافی حبزو ($xp - px$) پایا جاتا ہے جس کو ہم x اور p کا مقلوب^{۳۸} کہتے ہیں اور جو ان کی آپس میں مقلوب نہ ہونے کی پیدائش ہے۔ عمومی طور پر عامل A اور عامل B کا مقلوب (جسے چپکور قوسین میں لکھا ہے) درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۴۸) \quad [A, B] \equiv AB - BA$$

اس عاملیت کے تحت درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۴۹) \quad a_-a_+ = \frac{1}{2\hbar m\omega}[p^2 + (m\omega x)^2] - \frac{i}{2\hbar}[x, p]$$

باب ۲. غیر تاجع وقت شرودنگر مساوات

ہمیں x اور عددی p کا مقابلہ دریافت کرنا ہوگا۔ انتباہ: عاملین پر ذہنی کام کرنا عموماً غلطی کا سبب بنتا ہے۔ بہتر ہوگا کہ عاملین پر کھنے کے لیے آپ انہیں تقابل عمل $f(x)$ عمل کرنے کے لئے پیش کریں۔ آخر میں اس پر کھی تقابل عمل کو رد کر کے آپ صرف عاملین پر مبنی مساوات حاصل کر سکتے ہیں۔ موجودہ صورت میں درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۵۰) \quad [x, p]f(x) = \left[x \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx}(f) - \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx}(xf) \right] = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{df}{dx} - x \frac{df}{dx} - f \right) = -i\hbar f(x)$$

پر کھی تقابل عمل (جو اپنا کام کر چکا) کو رد کرتے ہوئے درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۵۱) \quad [x, p] = i\hbar$$

یہ خوبصورت نتیجہ جو بار بار سامنے آتا ہے باضابطہ مقلبتیہ رشتہ^{۲۹} کہلاتا ہے۔

اسے استعمال سے مساوات ۲.۴۹ درج ذیل روپ

$$(۲.۵۲) \quad a_- a_+ = \frac{1}{\hbar\omega} H + \frac{1}{2}$$

یا

$$(۲.۵۳) \quad H = \hbar\omega \left(a_- a_+ - \frac{1}{2} \right)$$

اختیار کرتی ہے۔ آپ نے دیکھا کہ ہیمیلٹنی کو ٹھیک اجزائے ضربی کی صورت میں نہیں لکھا جاسکتا اور دائیں ہاتھ اضافی $-\frac{1}{2}$ ہوگا۔ یاد رہے گاہیاں a_+ اور a_- کی ترتیب بہت اہم ہے۔ اگر آپ a_+ کو بائیں طرف رکھیں تو درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$(۲.۵۴) \quad a_+ a_- = \frac{1}{\hbar\omega} H - \frac{1}{2}$$

بالخصوص درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۵۵) \quad [a_-, a_+] = 1$$

یوں ہیمیلٹنی کو درج ذیل بھی لکھا جاسکتا ہے۔

$$(۲.۵۶) \quad H = \hbar\omega \left(a_+ a_- + \frac{1}{2} \right)$$

^{۲۹} canonical commutation relation

^{۳۰} گہری نظر سے دیکھا جائے تو کوانٹم میکینکس کے تمام ظلمات کا دار و مدار اس حقیقت پر ہے کہ معیاری اور معیار حرکت آپس میں مقلوب نہیں ہیں۔ بعض مضغین باضابطہ مقلبتیہ رشتہ کو مسلمہ لیتے ہوئے $p = (\hbar/i) d/dx$ اخذ کرتے ہیں۔

ہارمونی مرتعش کی شرودنگر مساوات a_{\pm} کو صورت میں درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$(۲.۵۷) \quad \hbar\omega \left(a_{\pm} a_{\mp} \pm \frac{1}{2} \right) = E\psi$$

(اس طرح کی مساوات میں آپ یا تو بالائی علامتیں ایک ساتھ پڑھتے ہو اور یا زیریں علامتیں ایک ساتھ پڑھتے ہو۔)

ہم ایک اہم موڑ پر ہیں۔ میں دعویٰ کرتا ہوں اگر توانائی E کی شرودنگر مساوات کو ψ مطمئن کرتا ہو ($H\psi = E\psi$) تب توانائی $(E + \hbar\omega)$ کی شرودنگر مساوات کو $a_+\psi$ مطمئن کرے گا: $H(a_+\psi) = (E + \hbar\omega)(a_+\psi)$ **ثبوت:**

$$\begin{aligned} H(a_+\psi) &= \hbar\omega \left(a_+ a_- + \frac{1}{2} \right) (a_+\psi) = \hbar\omega \left(a_+ a_- a_+ + \frac{1}{2} a_+ \right) \psi \\ &= \hbar\omega a_+ \left(a_- a_+ + \frac{1}{2} \right) \psi = a_+ \left[\hbar\omega \left(a_+ a_- + 1 + \frac{1}{2} \right) \psi \right] \\ &= a_+ (H + \hbar\omega) \psi = a_+ (E + \hbar\omega) \psi = (E + \hbar\omega) (a_+\psi) \end{aligned}$$

(میں نے دوسری لکیر میں مساوات ۲.۵۵ استعمال کرتے ہوئے $a_- a_+$ کی جگہ $a_+ a_- + 1$ استعمال کیا ہے۔ دھیان رہے اگرچہ a_+ اور a_- کی ترتیب اہمیت کا حامل ہے، a_{\pm} اور کسی بھی مستقل، مثلاً \hbar ، ω اور E کی ترتیب اہم نہیں ہے۔ ایک عامل ہر مستقل کے ساتھ مقلوب ہوگا۔)

اسی طرح حل $a_-\psi$ کی توانائی $(E - \hbar\omega)$ ہوگی۔

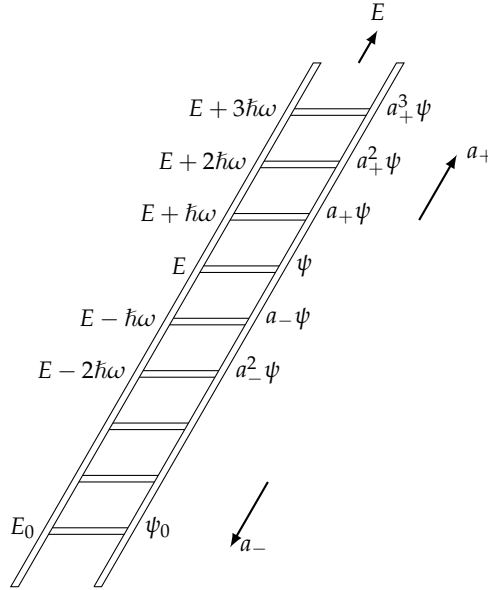
$$\begin{aligned} H(a_-\psi) &= \hbar\omega \left(a_- a_+ - \frac{1}{2} \right) (a_-\psi) = \hbar\omega a_- \left(a_+ a_- - \frac{1}{2} \right) \psi \\ &= a_- \left[\hbar\omega \left(a_- a_+ - 1 - \frac{1}{2} \right) \psi \right] = a_- (H - \hbar\omega) \psi = a_- (E - \hbar\omega) \psi \\ &= (E - \hbar\omega) (a_-\psi) \end{aligned}$$

یوں ہم نے ایک ایسی خود کار ترکیب دریافت کر لی ہے جس سے، کسی ایک حل کو جانتے ہوئے، بالائی اور زیریں توانائی کے نئے حل دریافت کیے جاسکتے ہیں۔ چونکہ a_{\pm} کے ذریعے ہم توانائی میں اوپر چڑھنا یا نیچے اتر سکتے ہیں لہذا انہیں ہم **عاملین** سیدھی^{۲۲} پکارتے ہیں: a_+ **عامل رفعت**^{۲۳} اور a_- **عامل تقلیل**^{۲۴} ہے۔ حالات کی ”سیدھی“ کو شکل ۲.۵ میں دکھایا گیا ہے۔

ذرا کیے! عامل تقلیل کے بار بار استعمال سے آخر کار ایسا حل حاصل ہوگا جس کی توانائی صفر سے کم ہوگی (جو سوال ۲.۲ میں پیش عمومی مسئلہ کے تحت ناممکن ہے)۔ نئے حالات حاصل کرنے کی خود کار ترکیب کسی نہ کسی

^{۲۱} میں بار بار ”غیر تابع وقت شرودنگر مساوات“ کہہ کر جھک گیا ہوں لہذا جہاں متن سے واضح ہو کہ میں کس قسم کی مساوات کی بات کر رہا ہوں، میں اس کو ”شرودنگر مساوات“ پکاروں گا۔

^{۲۲} ladder operators
^{۲۳} raising operator
^{۲۴} lowering operator



شکل ۲.۵: ہارمونی مرتعش کے حالات کی ”سیڑھی“۔

نقطہ پر لازماً ناکامی کا شکار ہوگی۔ ایسا کیوں کر ہوگا؟ ہم جانتے ہیں کہ $a_-\psi$ شرودنگر مساوات کا ایک نیا حل ہوگا، تاہم اس کی مناسبت نہیں دی جاسکتی ہے کہ یہ معمول پر لانے کے قابل بھی ہوگا؛ یہ صفر ہو سکتا ہے یا اس کا مربع مکمل لامتناہی ہو سکتا ہے۔ عملاً اول الذکر ہوگا: سیڑھی کے سب سے نیچے پایہ (جس کو ہم ψ_0 کہتے ہیں) پر درج ذیل ہوگا۔

$$a_-\psi_0 = 0 \quad (۲.۵۸)$$

اس کو استعمال کرتے ہوئے ہم $\psi_0(x)$ تعین کر سکتے ہیں:

$$\frac{1}{\sqrt{2\hbar m\omega}} \left(\hbar \frac{d}{dx} + m\omega x \right) \psi_0 = 0$$

سے تفرقی مساوات

$$\frac{d\psi_0}{dx} = -\frac{m\omega}{\hbar} x \psi_0$$

کبھی جاسکتی ہے جسے باآسانی حل کیا جاسکتا ہے:

$$\int \frac{d\psi_0}{\psi_0} = -\frac{m\omega}{\hbar} \int x dx \implies \ln \psi_0 = -\frac{m\omega}{2\hbar} x^2 + C$$

(C مستقل ہے۔) لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$\psi_0(x) = A e^{-\frac{m\omega}{2\hbar} x^2}$$

ہم اس کو یہیں معمول پر لاتے ہیں:

$$1 = |A|^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-m\omega x^2 / \hbar} dx = |A|^2 \sqrt{\frac{\pi \hbar}{m\omega}}$$

لہذا $A^2 = \sqrt{\frac{m\omega}{\pi \hbar}}$ اور درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۵۹) \quad \psi_0(x) = \left(\frac{m\omega}{\pi \hbar}\right)^{1/4} e^{-\frac{m\omega}{2\hbar} x^2}$$

اس حال کی توانائی دریافت کرنے کی خاطر ہم اس کو (مساوات ۲.۵۷ روپ کی) شرودنگر مساوات میں پر کر کے $\hbar\omega(a_+ a_- + \frac{1}{2})\psi_0 = E_0\psi_0$ حاصل کرتے ہیں اور یہ جاننے ہوئے کہ $a_- \psi_0 = 0$ ہوگا درج ذیل حاصل کرتے ہیں۔

$$(۲.۶۰) \quad E_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega$$

سیڑھی کے خپلا پایہ (جو کوانٹم سر تعش کا زمینی حال ہے) پر پیر رکھ کر، بار بار عامل رفعت استعمال کر کے ہیجان حالات دریافت کیے جاسکتے ہیں^{۴۵} جہاں ہر قدم پر توانائی میں $\hbar\omega$ کا اضافہ ہوگا۔

$$(۲.۶۱) \quad \psi_n(x) = A_n (a_+)^n \psi_0(x), \quad E_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar\omega$$

یہاں A_n مستقل معمول زنی ہے۔ یوں ψ_0 پر عامل رفعت بار بار استعمال کرتے ہوئے ہم (اصولاً) ہارمونی سر تعش کے تمام^{۴۶} ممکن حالات دریافت کر سکتے ہیں۔ صریحاً ایسا کیے بغیر ہم تمام احبازاتی توانائیاں تعین کر پاتے ہیں۔

مثال ۲.۴: ہارمونی سر تعش کا پھلا ہیجان حال تلاش کریں۔

حل: ہم مساوات ۲.۶۱ استعمال کرتے ہیں۔

$$(۲.۶۲) \quad \begin{aligned} \psi_1(x) &= A_1 a_+ \psi_0 = \frac{A_1}{\sqrt{2\hbar m\omega}} \left(-\hbar \frac{d}{dx} + m\omega x \right) \left(\frac{m\omega}{\pi \hbar} \right)^{1/4} e^{-\frac{m\omega}{2\hbar} x^2} \\ &= A_1 \left(\frac{m\omega}{\pi \hbar} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}} x e^{-\frac{m\omega}{2\hbar} x^2} \end{aligned}$$

^{۴۵} ہارمونی سر تعش کی صورت میں روایتی طور پر، عمومی طریقہ کار سے بہت کر، حالات کی شمار $n = 1$ کی بجائے $n = 0$ سے شروع کی جاتی ہے۔ ظاہر ہے ایسی صورت میں مساوات ۲.۱۷ طرز کی مساواتوں میں مجموعہ کی زیریں حد کو بھی تبدیل کیا جائے گا۔
^{۴۶} دھیان رہے کہ ہم اس ترکیب سے (معمول پر لانے کے مقابل) تمام حل حاصل کرتے ہیں۔ اب اگر کسی وجہ کی بنا دیگر حل بھی پائے جاتے تب ہم عامل رفعت اور عامل تفصیل استعمال کرتے ہوئے دوسری سیڑھی حاصل کر سکتے ہیں، تاہم اس سیڑھی کے سب سے خپلے پایہ کو مساوات ۲.۵۸ مطبق کرنا ہوگا، جس سے ہم لازماً مساوات ۲.۵۹ تک پہنچتے ہیں۔ یوں خپلے پایہ ایک دوسرے جیسے ہوں گے لہذا دونوں سیڑھیاں درحقیقت یکساں ہوں گی۔

ہم اس کو قسّم و کاغذ کے ساتھ معمول پر لاتے ہیں۔

$$\int |\psi_1|^2 dx = |A_1|^2 \sqrt{\frac{m\omega}{\pi\hbar}} \left(\frac{2m\omega}{\hbar}\right) \int_{-\infty}^{\infty} x^2 e^{-\frac{m\omega}{\hbar}x^2} dx = |A_1|^2$$

جیسا آپ دیکھ سکتے ہیں $A_1 = 1$ ہوگا۔

اگرچہ میں چپاس مرتبہ عامل رفعت استعمال کر کے ψ_50 حاصل نہیں کرنا چاہوں گا، اصولی طور پر، معمول زنی کے علاوہ، مساوات ۲.۶۱ اپنا کام خوش اسلوبی سے کرتی ہے۔ □

آپ الجبرائی طریقے سے ہیجان حالات کو معمول پر بھی لا سکتے ہیں لیکن اس کے لیے بہت محنت چلنا ہوگا لہذا دھیان رکھیے کہ ہم جاننے ہیں کہ $a \pm \psi_n$ اور $\psi_{n\pm 1}$ ایک دوسرے کے راست متناسب ہیں۔

$$(۲.۶۳) \quad a_+ \psi_n = c_n \psi_{n+1}, \quad a_- \psi_n = d_n \psi_{n-1}$$

تناسبی مستقل c_n اور d_n کیا ہوں گے؟ پہلے جان لیں کہ کسی بھی تفاعل $f(x)$ اور $g(x)$ کے لیے درج ذیل ہوگا۔ (ظاہر ہے کہ عملیات کا موجود ہونا لازمی ہے، جس کا مطلب ہے کہ $\pm\infty$ پر $f(x)$ اور $g(x)$ کو لازماً صفر پہنچنا ہوگا۔)

$$(۲.۶۴) \quad \int_{-\infty}^{\infty} f^*(a_{\pm}g) dx = \int_{-\infty}^{\infty} (a_{\mp}f)^* g dx$$

(خطی الجبر کی زبان میں $a \mp$ اور $a \pm$ ایک دوسرے کے ہر مشق جوڑی دار ہیں۔)

ثبوت:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f^*(a_{\pm}g) dx = \frac{1}{\sqrt{2\hbar m\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} f^* \left(\mp \hbar \frac{d}{dx} + m\omega x \right) g dx$$

تکمل بالخصوص کے ذریعے $\int f^* \left(\frac{dg}{dx} \right) dx$ سے $\int \left(\frac{df}{dx} \right)^* g dx$ حاصل ہوگا (جہاں $\pm\infty$ پر $f(x)$ اور $g(x)$ کی قیمتیں صفر تک پہنچنے کی بنا پر حدی اجزاء صفر ہوں گے) لہذا

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} f^*(a_{\pm}g) dx &= \frac{1}{\sqrt{2\hbar m\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\left(\pm \hbar \frac{d}{dx} + m\omega x \right) f \right]^* g dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} (a_{\mp}f)^* g dx \end{aligned}$$

اور بالخصوص درج ذیل ہوگا۔

$$\int_{-\infty}^{\infty} (a_{\pm}\psi_n)^* (a_{\pm}\psi_n) dx = \int_{-\infty}^{\infty} (a_{\mp}a_{\pm}\psi_n)^* \psi_n dx$$

مساوات ۲.۵۷ اور مساوات ۲.۶۱ استعمال کرتے ہوئے

$$(۲.۶۵) \quad a_+ a_- \psi_n = n \psi_n, \quad a_- a_+ \psi_n = (n+1) \psi_n$$

ہوگا لہذا درج ذیل ہوں گے۔

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} (a_+ \psi_n)^* (a_+ \psi_n) dx &= |c_n|^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_{n+1}|^2 dx = (n+1) \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_n|^2 dx \\ \int_{-\infty}^{\infty} (a_- \psi_n)^* (a_- \psi_n) dx &= |d_n|^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_{n-1}|^2 dx = n \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_n|^2 dx \end{aligned}$$

چونکہ ψ_n اور $\psi_{n\pm 1}$ معمول شدہ ہیں، لہذا $|c_n|^2 = n+1$ اور $|d_n|^2 = n$ ہوں گے۔ یوں درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۶۶) \quad a_+ \psi_n = \sqrt{n+1} \psi_{n+1}, \quad a_- \psi_n = \sqrt{n} \psi_{n-1}$$

اس طرح درج ذیل ہوں گے۔

$$\begin{aligned} \psi_1 &= a_+ \psi_0, \quad \psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} a_+ \psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_+)^2 \psi_0, \\ \psi_3 &= \frac{1}{\sqrt{3}} a_+ \psi_2 = \frac{1}{\sqrt{3 \cdot 2}} (a_+)^3 \psi_0, \quad \psi_4 = \frac{1}{\sqrt{4}} a_+ \psi_3 = \frac{1}{\sqrt{4 \cdot 3 \cdot 2}} (a_+)^4 \psi_0, \end{aligned}$$

دیگر تفاعلات بھی اسی طرح حاصل کیے جاسکتے ہیں۔ صاف ظاہر ہے کہ درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۶۷) \quad \psi_n = \frac{1}{\sqrt{n!}} (a_+)^n \psi_0$$

اس کے تحت مساوات ۲.۶۱ میں مستقل معمول زنی $A_n = \frac{1}{\sqrt{n!}}$ ہوگا۔ (بالخصوص $A_1 = 1$ ہوگا جو مثال ۲.۴ میں ہمارے نتیجے کی تصدیق کرتا ہے۔)

لامتناہی چیکور کنواں کے ساکن حالات کی طرح ہارمونی سر تقش کے ساکن حالات ایک دوسرے کے عمودی ہیں۔

$$(۲.۶۸) \quad \int_{-\infty}^{\infty} \psi_m^* \psi_n dx = \delta_{mn}$$

ہم ایک بار مساوات ۲.۶۵ اور دوبار مساوات ۲.۶۴ استعمال کر کے پہلے a_+ اور بعد میں a_- اپنی جگہ سے ہٹا کر اس کا ثبوت پیش کر سکتے ہیں۔

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_m^* (a_+ a_-) \psi_n dx &= n \int_{-\infty}^{\infty} \psi_m^* \psi_n dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} (a_- \psi_m)^* (a_- \psi_n) dx = \int_{-\infty}^{\infty} (a_+ a_- \psi_m)^* \psi_n dx \\ &= m \int_{-\infty}^{\infty} \psi_m^* \psi_n dx \end{aligned}$$

باب ۲. غیر تابع وقت شرودنگر مساوات

جب تک $m = n$ نہ ہو $\int \psi_m^* \psi_n dx$ لازماً صفر ہوگا۔ معیاری عمودی ہونے کا مطلب ہے کہ ہم $\psi(x, 0)$ کو کن حالات کا خطی جوڑ (مساوات ۲.۱۶) لکھ کر خطی جوڑ کے عمودی سر مساوات ۲.۳۴ سے حاصل کر سکتے ہیں اور پیمائش سے توانائی کی قیمت E_n حاصل ہونے کا احتمال $|c_n|^2$ ہوگا۔

مثال ۲.۵: ہارمونی سر تعش کے n ویں حال کی مخفی توانائی کی توقعاتی قیمت تلاش کریں۔
حل:

$$\langle V \rangle = \left\langle \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 \right\rangle = \frac{1}{2} m \omega^2 \int_{-\infty}^{\infty} \psi_n^* x^2 \psi_n dx$$

اس قسم کے کمالات جن میں x یا p کے طاقت پائے جاتے ہوں کے حصول کے لیے یہ ایک بہترین طریقہ کار ہے: متغیرات x اور p کو مساوات ۲.۴۷ میں پیش کی گئی تعریفیات استعمال کرتے ہوئے عاملین رفعت اور تنقلیل کی روپ میں لکھیں:

$$(۲.۴۹) \quad x = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} (a_+ + a_-); \quad p = i \sqrt{\frac{\hbar m \omega}{2}} (a_+ - a_-)$$

اس مثال میں ہم x^2 میں دچپی رکھتے ہیں:

$$x^2 = \frac{\hbar}{2m\omega} [(a_+)^2 + (a_+ a_-) + (a_- a_+) + (a_-)^2]$$

لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$\langle V \rangle = \frac{\hbar \omega}{4} \int \psi_n^* [(a_+)^2 + (a_+ a_-) + (a_- a_+) + (a_-)^2] \psi_n dx$$

اب (ماسوائے معمول زنی کے) $(a_+)^2 \psi_n$ تفاعل ψ_{n+2} کو ظاہر کرتا ہے جو ψ_n کو عمودی ہے۔ یہی کچھ $(a_-)^2 \psi_n$ کے بارے میں بھی کہا جاسکتا ہے جو ψ_{n-2} کا راست متناسب ہے۔ یوں یہ اجزاء خارج ہو جاتے ہیں، اور ہم مساوات ۲.۶۵ استعمال کر کے باقی دو کی قیمتیں حاصل کر سکتے ہیں:

$$\langle V \rangle = \frac{\hbar \omega}{4} (n + n + 1) = \frac{1}{2} \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

جیسا آپ نے دیکھ مخفی توانائی کی توقعاتی قیمت کل توانائی کی بالکل نصف ہے (باقی نصف حصہ یقیناً حسر کی توانائی ہے)۔
□ جیسا ہم بعد میں دیکھیں گے یہ ہارمونی سر تعش کی ایک مخصوص خاصیت ہے۔

سوال ۲.۱۰:

۱. $\psi_2(x)$ تیار کریں۔

ب. ψ_0, ψ_1, ψ_2 کا خن کہ کھنچن۔

ج. ψ_0, ψ_1, ψ_2 کی عمودیت کی تصدیق کمل لے کر صریح کریں۔ اشارہ: تفاعلات کی جنست پن اور طاق پن کو بروئے کار لاتے ہوئے حقیقت آصرف ایک کمل حل کرنا ہوگا۔

سوال ۲.۱۱:

ا. حالات ψ_0 (مساوات ۲.۵۹) اور ψ_1 (مساوات ۲.۶۲) کے لئے صریح کملات لے کر $\langle x \rangle$ ، $\langle p \rangle$ ، $\langle x^2 \rangle$ ، اور $\langle p^2 \rangle$ کی قیمتیں دریافت کریں۔ تبصرہ: ہارمونی سر تعش کے مائل میں متغیر $\sqrt{m\omega/\hbar}x \equiv \xi$ اور مستقل $\alpha \equiv (m\omega/\pi\hbar)^{1/4}$ متعارف کرتے ہوئے مسئلہ سادہ صورت اختیار کرتا ہے۔

ب. عدم یقینیت کے حصول کو ان حالات کے لئے پرکھیں۔

ج. ان حالات کے لیے اوسط حرکی توانائی $\langle T \rangle$ اور اوسط مخفی توانائی $\langle V \rangle$ کی قیمتیں حاصل کریں۔ (آپ کو نی کمل حل کرنے کی اجازت نہیں ہے!) کیا ان کا مجموعہ آپ کی توقع کے مطابق ہے؟

سوال ۲.۱۲: ہارمونی سر تعش کے n ویں ساکن حال کے لئے مثال ۲.۵ کی ترکیب استعمال کرتے ہوئے $\langle x \rangle$ ، $\langle p \rangle$ ، $\langle x^2 \rangle$ ، اور $\langle p^2 \rangle$ تلاش کریں۔ تصدیق کریں کہ اصول عدم یقینیت مطمئن ہوتا ہے۔

سوال ۲.۱۳: ہارمونی سر تعش مخفی قوہ میں ایک ذرہ درج ذیل حال سے ابتداء کرتا ہے۔

$$\Psi(x, 0) = A[3\psi_0(x) + 4\psi_1(x)]$$

ا. A تلاش کریں۔

ب. $\Psi(x, t)$ اور $|\Psi(x, t)|^2$ تیار کریں۔

ج. $\langle x \rangle$ اور $\langle p \rangle$ تلاش کریں۔ ان کے کلاسیکی تعدد پر ارتعاش پذیر ہونے پر حیران مت ہوں: اگر میں $\psi_1(x)$ کی بجائے $\psi_2(x)$ دیستاب جواب کیا ہوتا؟ تصدیق کریں کہ اس تفاعل موج کے لیے مسئلہ اہر نفٹ (مساوات ۱.۳۸) مطمئن ہوتا ہے؟

د. اس ذرے کی توانائی کی پیمائش میں کون کون سی قیمتیں متوقع ہیں اور ان کا احتمال کیا ہوں گے؟

سوال ۲.۱۴: ہارمونی سر تعش کے زمینی حال میں ایک ذرہ کلاسیکی تعدد ω پر ارتعاش پذیر ہے۔ ایک دم مقیاس لک 4 گنا ہو جاتا ہے لہذا $\omega' = 2\omega$ ہوگا جبکہ ابتدائی تفاعل موج تبدیل نہیں ہوگا (یقیناً ہمیشگی تبدیل ہونے کے بن Ψ اب مختلف انداز سے ارتقاپائے گا)۔ اس کا احتمال کتنا ہے کہ توانائی کی پیمائش اب بھی $\hbar\omega/2$ قیمت دے؟ پیمائشی نتیجہ $\hbar\omega$ حاصل ہونے کا احتمال کیا ہوگا؟

۲.۳.۲ تحلیلی ترکیب

ہم اب ہارمونی سر تقش کی شرودنگر مساوات کو دوبارہ لوٹ کر

$$(۲.۴۰) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 \psi = E \psi$$

اور اس تو تسلسل کی ترکیب سے بلا واسطہ حل کرتے ہیں۔ درج ذیل غیر بعدی متغیر متعارف کرنے سے چیزیں کچھ صاف نظر آتی ہیں۔

$$(۲.۴۱) \quad \xi = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} x$$

شرودنگر مساوات اب درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے۔

$$(۲.۴۲) \quad \frac{d^2 \psi}{d\xi^2} = (\xi^2 - K) \psi$$

جہاں K توانائی ہے جس کی اکائی $\frac{1}{2} \hbar \omega$ ہے۔

$$(۲.۴۳) \quad K \equiv \frac{2E}{\hbar \omega}$$

ہم نے مساوات ۲.۴۲ کو حل کرنا ہوگا۔ ایسا کرتے ہوئے ہمیں K اور (E) کی ”اجبازتی“ قیمتیں بھی حاصل ہوں گی۔ ہم اس صورت سے شروع کرتے ہیں جہاں ξ کی قیمت (یعنی x کی قیمت) بہت بڑی ہو۔ ایسی صورت میں ξ^2 کی قیمت K کی قیمت سے بہت زیادہ ہوگی لہذا مساوات ۲.۴۲ درج ذیل روپ اختیار کرے گی

$$(۲.۴۴) \quad \frac{d^2 \psi}{d\xi^2} \approx \xi^2 \psi$$

جس کا تخمینہ حل درج ذیل ہے (اس کی تصدیق کیجیے گا)۔

$$(۲.۴۵) \quad \psi(\xi) \approx A e^{-\xi^2/2} + B e^{+\xi^2/2}$$

اس میں B کا جزو معمول پر لانے کے قابل نہیں ہے (چونکہ $\infty \rightarrow |x|$ کرنے سے اس کی قیمت بے فتا بڑھتی ہے)۔ طبعی طور پر فتا بل مقبول حل درج ذیل متعارف صورت کا ہوگا۔

$$(۲.۴۶) \quad \psi(\xi) \rightarrow () e^{-\xi^2/2} \quad (\xi \text{ کی بڑی قیمت کے لئے})$$

اس سے ہمیں خیال آتا ہے کہ ہمیں قوت نہا حصہ کو ”پھیلنا“ چاہیے،

$$(۲.۴۷) \quad \psi(\xi) = h(\xi) e^{-\xi^2/2}$$

اور توقع کرنی چاہیے کہ جو کچھ باقی رہ جائے، $h(\xi)$ ، اس کی صورت $\psi(\xi)$ سے سادہ ہو۔^{۴۸} ہم مساوات ۲.۷۷ کے تفسیرات

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \left(\frac{dh}{d\xi} - \xi h \right) e^{-\xi^2/2}$$

اور

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} = \left(\frac{d^2h}{d\xi^2} - 2\xi \frac{dh}{d\xi} + (\xi^2 - 1)h \right) e^{-\xi^2/2}$$

لیتے ہیں لہذا شرودنگر مساوات (مساوات ۲.۷۲) درج ذیل صورت اختیار کرتی ہے۔

$$(۲.۷۸) \quad \frac{d^2h}{d\xi^2} - 2\xi \frac{dh}{d\xi} + (K - 1)h = 0$$

ہم ترکیبے فروبنیوس^{۴۹} استعمال کرتے ہوئے مساوات ۲.۷۸ کا حل ξ کے طاقتی تسلسل کی صورت میں حاصل کرتے ہیں۔

$$(۲.۷۹) \quad h(\xi) = a_0 + a_1\xi + a_2\xi^2 + \dots = \sum_{j=0}^{\infty} a_j \xi^j$$

اس تسلسل کے جزو در جزو تفسیرات

$$\frac{dh}{d\xi} = a_1 + 2a_2\xi + 3a_3\xi^2 + \dots = \sum_{j=0}^{\infty} j a_j \xi^{j-1}$$

اور

$$\frac{d^2h}{d\xi^2} = 2a_2 + 2 \cdot 3a_3\xi + 3 \cdot 4a_4\xi^2 + \dots = \sum_{j=0}^{\infty} (j+1)(j+2)a_{j+2}\xi^j$$

لیتے ہیں۔ انہیں مساوات ۲.۷۸ میں پر کر کے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$(۲.۸۰) \quad \sum_{j=0}^{\infty} [(j+1)(j+2)a_{j+2} - 2ja_j + (K-1)a_j] \xi^j = 0$$

طاقتی تسلسل پھیلاؤ کے یکسانی کی بنا پر ξ کے ہر طاقت کا عددی سر صفر ہوگا:

$$(j+1)(j+2)a_{j+2} - 2ja_j + (K-1)a_j = 0$$

^{۴۸} اگرچہ ہم نے مساوات ۲.۷۷ لکھتے ہوئے تخمینے سے کام لیا، اس کے بعد باقی تمام بالکل ٹھیک ٹھیک ہے۔ تفسیری مساوات کے طاقتی تسلسل حل میں متعارفی جزو کا چھیلنا معمولاً پس انداز ہوتا ہے۔

Frobenius method^{۴۹}

لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۸۱) \quad a_{j+2} = \frac{(2j+1-K)}{(j+1)(j+2)} a_j$$

یہ کلیہ **توالی** ۵۰ شروع و نگر مساوات کا مکمل مبدل ہے جو a_0 سے ابتداء کرتے ہوئے تمام ہفت عددی سر

$$a_2 = \frac{(1-K)}{2} a_0, \quad a_4 = \frac{(5-K)}{12} a_2 = \frac{(5-K)(1-K)}{24} a_0, \dots$$

اور a_1 سے شروع کر کے تمام طاق عددی سر پیدا کرتا ہے۔

$$a_3 = \frac{(3-K)}{6} a_1, \quad a_5 = \frac{(7-K)}{20} a_3 = \frac{(7-K)(3-K)}{120} a_1, \dots$$

ہم مکمل حل کو درج ذیل لکھتے ہیں

$$(۲.۸۲) \quad h(\xi) = h_{\text{حت}}(\xi) + h_{\text{طاق}}(\xi)$$

جہاں

$$h_{\text{حت}}(\xi) = a_0 + a_2 \xi^2 + a_4 \xi^4 + \dots$$

متغیر ξ کا ہفت تناسب ہے جو از خود a_0 پر منحصر ہے اور

$$h_{\text{طاق}}(\xi) = a_1 \xi + a_3 \xi^3 + a_5 \xi^5 + \dots$$

طاق تناسب ہے جو a_1 پر منحصر ہے۔ مساوات ۲.۸۱ دو اختیاری مستقلات a_0 اور a_1 کی صورت میں ξ تعین کرتی ہے، جیسا ہم دو درجی تفرقی مساوات کے حل سے توقع کرتے ہیں۔

البتہ اس طرح حاصل حلوں میں سے کئی معمول پر لانے کے قابل نہیں ہوں گے۔ اس کی وجہ یہ ہے کہ j کی بہت بڑی قیمت کے لئے کلیہ توالی (تخمیناً) درج ذیل روپ اختیار کرتا ہے

$$a_{j+2} \approx \frac{2}{j} a_j$$

جس کا تخمینی حل

$$a_j \approx \frac{C}{(j/2)!}$$

ہوگا جہاں C ایک مستقل ہے اور اس سے (بڑی j کے لیے جہاں بڑی طاقتیں غالب ہوں گی) درج ذیل حاصل ہو گا،

$$h(\xi) \approx C \sum \frac{1}{(j/2)!} \xi^j \approx C \sum \frac{1}{j!} \xi^{2j} \approx C e^{\xi^2}$$

اور اب اگر h کی قیمت e^{ξ^2} کے لحاظ سے بڑھے تب ψ (جس کو ہم حاصل کرنا چاہتے ہیں) $e^{\xi^2/2}$ (مساوات ۲.۷۷) کے لحاظ سے بڑھے گا جو وہی متغیرابی روپ^{۵۱} ہے جو ہم نہیں چاہتے۔ اس مشکل سے نکلنے کا ایک ہی طریقہ ہے۔ معمول پر لانے کے قابل حل کے لئے لازم ہے کہ اس کا طمقی تسلسل اختتام پذیر ہو۔ لازمی طور پر j کی ایک ایسی بلند ترین قیمت، n ، پائی جائے گی جو $a_{n+2} = 0$ دیتی ہو (یوں قیمت h تسلسل یا طاق h تسلسل اختتام پذیر ہوگا؛ جبکہ دوسرا لازماً ابتداء سے ہی صفر ہوگا؛ قیمت n کی صورت میں $a_1 = 0$ ہوگا جبکہ طاق n کی صورت میں $a_0 = 0$ ہو گا۔ یوں متقابل مقبول طبعی حل کے لیے مساوات ۲.۸۱ کے تحت درج ذیل ہوگا

$$K = 2n + 1$$

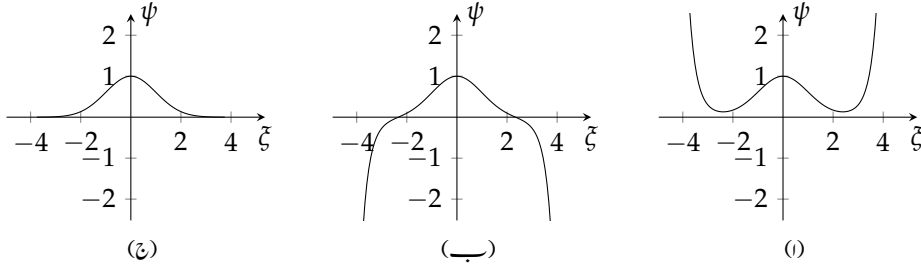
جہاں n کوئی غیر منفی عدد صحیح ہوگا، یعنی ہم کہنا چاہتے ہیں کہ (مساوات ۲.۷۳ کو دیکھیے) توانائی ہر صورت درج ذیل ہو گی۔

$$E_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (۲.۸۳)$$

یوں ہم ایک مختلف طریقہ کار سے مساوات ۲.۶۱ میں الجبرائی طریقہ سے حاصل کردہ بنیادی کوانٹائزیشن شرط دوبارہ حاصل کرتے ہیں۔ ابتدائی طور پر یہ حیرانی کی بات نظر آتی ہے کہ توانائی کی کوانٹائزیشن، شرودنگر مساوات کے طمقی تسلسل حل کے ایک تکنیکی نقطہ سے حاصل ہوتی ہے۔ آئیں اسے ایک مختلف نقطہ نظر سے دیکھتے ہیں۔ یقیناً E کے کسی بھی قیمت کے لئے مساوات ۲.۷۰ کے حل ممکن ہیں (درحقیقت ہر E کے لیے اس کے دو قطبی غیر متابع حل پائے جاتے ہیں)۔ تاہم ان میں سے زیادہ تر حل، بڑی x پر، بے متابقت نمائی بڑھتے ہیں جس کی بنیاد معمول پر لانے کے قابل نہیں رہتے۔ مثال کے طور پر فرض کریں ہم E کی کسی ایک اجبازتی قیمت سے معمولی کم قیمت (مثلاً $0.49 \hbar \omega$) لے کر حل کو ترسیم کرتے ہیں (شکل ۲.۶-۱)؛ اس کی دم لامتناہی کی طرف بڑھے گی۔ اب E کی قیمت کسی ایک اجبازتی قیمت سے معمولی زیادہ (مثلاً $0.51 \hbar \omega$) تصور کر کے حل کو ترسیم کرتے ہیں؛ اب حل کی دم^{۵۲} دوسری سمت میں لامتناہی کی طرف بڑھے گی (شکل ۲.۶-۲)۔ اگر ہم اس مقدار معلوم کی قیمت 0.49 اور 0.51 کے بیچ چھوٹے قدم لے کر تبدیل کریں تو ہر مرتبہ 0.50 سے گزرتے ہوئے حل کی دم الٹ (مخالف) طرف لامتناہی کی طرف بڑھے گی۔ ٹھیک 0.50 پر اس کی دم صفر کو پہنچ کر معمول زنی کے قابل حل دے گی (شکل ۲.۶-۳)۔

^{۵۱} یہ حیرت کی بات نہیں کہ مساوات ۲.۸۱ میں بدخو حل بھی شامل ہے۔ یہ کلیہ توانائی ہر لحاظ سے شرودنگر مساوات کا معادل ہے لہذا اس میں لازماً دو دونوں متغیرابی حل شامل ہوں گے جنہیں ہم نے مساوات ۲.۷۵ میں حاصل کیا۔

^{۵۲} ہم اس کو دم ہلانے (wag the tail) کی ترکیب کہہ سکتے ہیں۔ جب بھی دم بٹے، آپ حبان حبانیں کہ آپ اجبازتی توانائی پر سے گزرے ہیں۔



شکل ۲.۶: مساوات شرودنگر کی (ا) $E = 0.49\hbar\omega$ ، (ب) $E = 0.51\hbar\omega$ اور (ج) $E = \hbar\omega$ صورت میں حل۔

کلیہ توانی K کی اجزائی قیمتوں کے لیے درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے۔

$$(۲.۸۴) \quad a_{j+2} = \frac{-2(n-j)}{(j+1)(j+2)} a_j$$

اگر $n = 0$ ہو تب تسلسل میں ایک جزو پایا جائے گا (نہیں) $a_1 = 0$ لینا ہوگا تاکہ h خارج ہوں، اور مساوات ۲.۸۴ میں $j = 0$ سے $a_2 = 0$ حاصل ہوتا ہے:

$$h_0(\xi) = a_0$$

لہذا

$$\psi_0(\xi) = a_0 e^{-\xi^2/2}$$

(جو ماسوائے معمول زنی، مساوات ۲.۵۹ دوبارہ دیتی ہے)۔ اسی طرح ہم $n = 1$ کے لیے $a_0 = 0$ لیں گے، اور مساوات ۲.۸۴ میں $j = 1$ سے $a_3 = 0$ حاصل ہوگا، لہذا

$$h_1(\xi) = a_1(\xi)$$

اور

$$\psi_1(\xi) = a_1 \xi e^{-\xi^2/2}$$

ہوگا (جو مساوات ۲.۶۲ کی تصدیق کرتی ہے)۔ ہم $n = 2$ کے لیے $j = 0$ لے کر $a_2 = -2a_0$ اور $j = 2$ لے کر $a_4 = 0$ حاصل کرتے ہیں۔ پوں

$$h_2(\xi) = a_0(1 - 2\xi^2)$$

^{۵۳} دھیان رہے کہ n کی ہر ایک قیمت کے لئے عددی سروں a_j کا ایک منسرد سلسلہ پایا جاتا ہے۔

جدول ۲.۱: ابتدائی چند ہرمانٹ کشیر کنیاں $H_n(\xi)$

$$\begin{aligned} H_0 &= 1 \\ H_1 &= 2\xi \\ H_2 &= 4\xi^2 - 2 \\ H_3 &= 8\xi^3 - 12\xi \\ H_4 &= 16\xi^4 - 48\xi^2 + 12 \\ H_5 &= 32\xi^5 - 160\xi^3 + 120\xi \end{aligned}$$

اور

$$\psi_2(\xi) = a_0(1 - 2\xi^2)e^{-\xi^2/2}$$

ہوں گے، وغیرہ وغیرہ۔ (سوال ۲.۱۰ کے ساتھ موازنہ کریں جہاں یہ آخری نتیجہ الجبرائی ترکیب سے حاصل کیا گیا۔) عمومی طور پر $h_n(\xi)$ متغیر ξ کا n درجی کشیر رکھتی ہوگا، جو جفت عدد صحیح n کی صورت میں جفت طاقتوں کا اور طاق عدد صحیح n کی صورت میں طاق طاقتوں کا کشیر رکھتی ہوگا۔ جسز و ضربی a_0 اور a_1 کے علاوہ یہ عین ہرمانٹے کشیر رکھنے^{۵۴} $H_n(\xi)$ ہیں۔^{۵۵} جدول ۲.۱ میں اس کے چند ابتدائی ارکان پیش کیے گئے ہیں۔ روایتی طور پر اختیاری جسز و ضربی یوں منتخب کیا جاتا ہے کہ ξ کے بلند تر طاقت کا عددی سر 2^n ہو۔ اس روایت کے تحت، ہارمونی سر تقش کے معمول شدہ^{۵۶} مسائل کن حالات درج ذیل ہوں گے

$$(۲.۸۵) \quad \psi_n(x) = \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} H_n(\xi) e^{-\xi^2/2}$$

جو (یقیناً) مساوات ۲.۶۷ میں الجبرائی طریقے سے حاصل نتائج کے متماثل ہیں۔

سوال ۲.۱۵: ہارمونی سر تقش کے زمینی حال میں کلاسیکی احبابزاتی خطہ کے باہر ایک ذرہ کی موجودگی کا احتمال (تین با معنی ہندسوں تک) تلاش کریں۔ اشارہ: کلاسیکی طور پر ایک سر تقش کی توانائی $E = (1/2)ka^2 = (1/2)m\omega^2 a^2$ ہوگی جہاں a جیٹ ہے۔ یوں توانائی E کے سر تقش کا ”کلاسیکی احبابزاتی خطہ“ $-\sqrt{2E/m\omega^2}$ تا $+\sqrt{2E/m\omega^2}$ ہوگا۔ مکمل کی قیمت ”عمومی تقسیم“ یا ”تفاضل حائل“ کی جدول سے دیکھیں۔

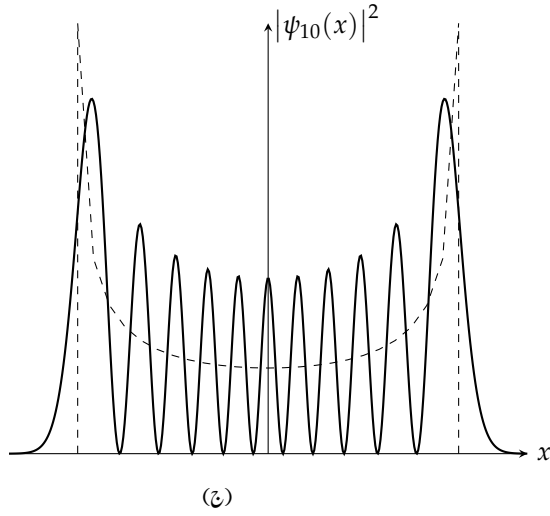
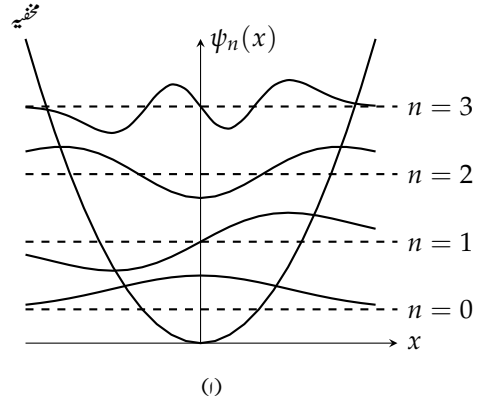
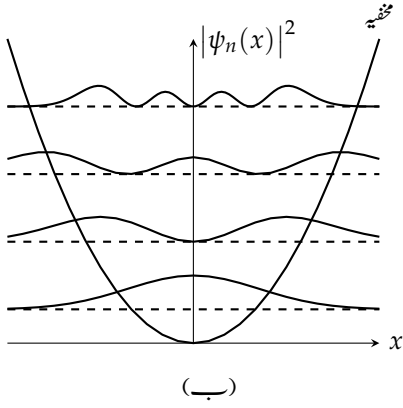
سوال ۲.۱۶: کلیہ توانائی (مساوات ۲.۸۴) استعمال کر کے $H_5(\xi)$ اور $H_6(\xi)$ تلاش کریں۔ مجموعی مستقل تعین کرنے کی خاطر ξ کی بلند تر طاقت کا عددی سر روایت کے تحت 2^n لیں۔

سوال ۲.۱۷: اس سوال میں ہرمانٹے کشیر رکھنے کے چند اہم مسائل، جن کا ثبوت پیش نہیں کیا جائے گا، پر غور کرتے ہیں۔

^{۵۴}Hermite polynomials

^{۵۵}ہرمانٹے کشیر رکھنے پر سوال ۲.۱۷ میں مزید غور کیا گیا ہے۔

^{۵۶}میں یہاں معمول زنی مستقالات حاصل نہیں کروں گا۔



شکل ۲: ہارمونی سر تعش کے ابتدائی چار ساکن حالات۔

۱. کلیہ روڈریگیس^{۵۷} درج ذیل کہتا ہے۔

$$(۲.۸۶) \quad H_n(\xi) = (-1)^n e^{\xi^2} \frac{d^n}{d\xi^n} e^{-\xi^2}$$

اس کو استعمال کر کے H_3 اور H_4 اخذ کریں۔

ب. درج ذیل کلیہ توانی گزشتہ دو ہر مائٹ کشیر رکنیوں کی صورت میں H_{n+1} دیتا ہے۔

$$(۲.۸۷) \quad H_{n+1}(\xi) = 2\xi H_n(\xi) - 2n H_{n-1}(\xi)$$

اس کو جب $n=1$ کے نتائج کے ساتھ استعمال کر کے H_5 اور H_6 تلاش کریں۔

ج. اگر آپ n رتبی کشیر رکنی کا تفرق لیں تو آپ کو $n-1$ رتبی کشیر رکنی حاصل ہوگی۔ ہر مائٹ کشیر رکنیوں کے لیے درج ذیل ہوگا

$$(۲.۸۸) \quad \frac{dH_n}{d\xi} = 2n H_{n-1}(\xi)$$

جس کی تصدیق ہر مائٹ کشیر رکنی H_5 اور H_6 کے لئے کریں۔

د. پیدا کار تفاعل^{۵۸} $e^{-z^2+2z\xi}$ کا $z=0$ پر n واں تفرق $H_n(\xi)$ ہوگا، یا دوسرے لفظوں میں، درج ذیل تفاعل کے ٹیلر پھیلاؤ میں یہ $z^n/n!$ کا عددی سر ہوگا۔

$$(۲.۸۹) \quad e^{-z^2+2z\xi} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^n}{n!} H_n(\xi)$$

اس کو استعمال کر کے H_0 ، H_1 اور H_2 دوبارہ اخذ کریں۔

۲.۴ آزاد ذرہ

ہم اب آزاد ذرہ (جس کے لیے پر جگہ $V(x) = 0$ ہوگا) پر غور کرتے ہیں جس سادہ ترین صورت ہوئی چاہیے تھی۔ کلاسیکی طور پر اس سے مراد مستقل سمتی رفتار ہوگی، لیکن کو انٹیم میکانیات میں یہ مسئلہ حیران کن حد تک پیچیدہ اور پراسرار ثابت ہوتا ہے۔ غیر متابع وقت شرودنگر مساوات ذیل

$$(۲.۹۰) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = E \psi$$

یا ذیل ہے۔

$$(۲.۹۱) \quad \frac{d^2 \psi}{dx^2} = -k^2 \psi \quad k \equiv \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

یہاں تک یہ لامتناہی چکور کنواں (مساوات ۲.۲۱) کی مانند ہے جہاں (بھی) مخفی قوتہ صفر ہے؛ البتہ اس بار، میں عمومی مساوات کو قوت نہا (ناکہ سائن اور کوسائن) کی صورت میں لکھنا چاہوں گا، جس کی وجہ آپ پر جلد عیاں ہوگی۔

$$(۲.۹۲) \quad \psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}$$

لامتناہی چکور کنواں کے برعکس، یہاں کوئی سرحدی شرائط نہیں پائے جاتے ہیں جو k (اور یوں E) کی ممکنہ قیمتوں پر کسی قسم کی پابندی عائد کرتے ہوں؛ لہذا آزاد ذرہ کسی بھی (مثبت) توانائی کا حامل ہو سکتا ہے۔ اس کے ساتھ تابعت وقت $e^{-iEt/\hbar}$ جوڑتے ہوئے ذیل حاصل ہوگا۔

$$(۲.۹۳) \quad \Psi(x, t) = Ae^{ik(x - \frac{\hbar k}{2m}t)} + Be^{-ik(x + \frac{\hbar k}{2m}t)}$$

ایسا کوئی بھی تفاعل جو x اور t متغیرات کی مخصوص جوڑ $(x \pm vt)$ کا تابع ہو (جہاں v مستقل ہے)، غیر تغیر شکل و صورت کی ایسی موج کو ظاہر کرے گا جو v رفتار سے $\mp x$ رخ حرکت کرتی ہے۔ اس موج پر ایک اٹل نقطہ (مثلاً کم سے کم یا زیادہ سے زیادہ قیمت کا نقطہ) تفاعل کے دلیل^۹ کی ایک اٹل قیمت کا یوں مطابقتی ہوگا کہ درج ذیل ہو۔

$$x \pm vt = \text{مستقل} \quad \text{یا} \quad x = \mp vt + \text{مستقل}$$

چونکہ موج پر تمام نقاط ایک جیسی سمتی رفتار سے حرکت کرتے ہیں لہذا موج کی شکل و صورت حرکت کے ساتھ تبدیل نہیں ہوگی۔ یوں مساوات ۲.۹۳ کا پہلا جزو دائیں رخ حرکت کرتی موج کو ظاہر کرتا ہے جبکہ اس کا دوسرا جزو بائیں رخ حرکت کرتی (انتہی توانائی کی) موج کو ظاہر کرتا ہے۔ چونکہ ان میں منفرق صرف k کی علامت کا ہے لہذا انہیں درج ذیل بھی لکھا جاسکتا ہے

$$(۲.۹۴) \quad \Psi_k(x, t) = Ae^{i(kx - \frac{\hbar k^2}{2m}t)}$$

جہاں k کی قیمت منفی لینے سے بائیں رخ حرکت کرتی موج حاصل ہوگی۔

$$(۲.۹۵) \quad k \equiv \pm \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}, \quad \begin{cases} k > 0 \Rightarrow \text{دائیں رخ حرکت} \\ k < 0 \Rightarrow \text{بائیں رخ حرکت} \end{cases}$$

صاف ظاہر ہے کہ آزاد ذرے کے ”ساکن حالات“ حرکت کرتی امواج کو ظاہر کرتے ہیں، جن کی طول موج $\lambda = 2\pi/|k|$ ہوگا، اور کلیہ ڈی بروگلی (مساوات ۱.۳۹) کے تحت ان کا معیار حرکت درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۹۶) \quad p = \hbar k$$

ان امواج کی رفتار (یعنی t کا عددی سر تقسیم x کا عددی سر) درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۹۷) \quad v_{\text{کوانٹائی}} = \frac{\hbar|k|}{2m} = \sqrt{\frac{E}{2m}}$$

اس کے برعکس ایک آزاد ذرہ جس کی توانائی E ہو (جو حتمی طور پر حرکت کر رہا ہو) کی کلاسیکی رفتار $E = mv^2/2$ سے حاصل کی جاسکتی ہے۔

$$(۲.۹۸) \quad v_{\text{کلاسیکی}} = \sqrt{\frac{2E}{m}} = 2v_{\text{کوانٹائی}}$$

ظاہری طور پر کوانٹم میکانیکی تعامل موج اس ذرے کی نصف رفتار سے حرکت کرتا ہے جس کو یہ ظاہر کرتا ہے۔ اس تعامل پر ہم کچھ دیر میں غور کریں گے۔ اس سے پہلے ایک زیادہ سنگین مسئلہ پر غور کرنا ضروری ہے۔ درج ذیل کے تحت یہ تعامل موج معمول پر لانے کے قابل نہیں ہے۔

$$(۲.۹۹) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_k^* \Psi_k dx = |A|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dx = |A|^2 (\infty)$$

یوں آزاد ذرے کی صورت میں متبادل علیحدگی حل طبعی طور پر متبادل مقبول حالات کو ظاہر نہیں کرتے ہیں۔ ایک آزاد ذرہ ساکن حال میں نہیں پایا جاسکتا ہے؛ دوسرے لفظوں میں، غیر مبہم توانائی کے ایک آزاد ذرے کا تصور بے معنی ہے۔

اس کا ہرگز یہ مطلب نہیں کہ متبادل علیحدگی حل ہمارے کسی کام کے نہیں ہیں، کیونکہ یہ طبعی مفہوم سے آزاد، ریاضیاتی کردار ادا کرتے ہیں۔ تابع وقت شرودنگر مساوات کا عمومی حل اب بھی متبادل علیحدگی حلوں کا خطی جوڑ ہوگا (صرف اتنا ہے کہ غیر مسلسل اشاریہ n پر مجموعہ کی بجائے اب یہ استمراری متغیر k کے لحاظ سے مکمل ہوگا)۔

$$(۲.۱۰۰) \quad \Psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(k) e^{i(kx - \frac{\hbar k^2}{2m} t)} dk$$

(ہم $\frac{1}{\sqrt{2\pi}}$ کو اپنی آسانی کیلئے مکمل کے باہر نکالتے ہیں؛ مساوات ۲.۱۷ میں عددی سر c_n کی جگہ یہاں $\phi(k)$ (موزوں $\phi(k)$ کیلئے) معمول پر لایا جاسکتا ہے۔ تاہم اس میں k کی قیمتوں کی سعت پائی جائے گی، لہذا توانائیوں اور رفتاروں کی بھی سعت پائی جائے گی۔ ہم اس کو موج اکٹھا^{۱۰} کہتے ہیں۔^{۱۱}

wave packet^{۱۰}

^{۱۱} ان فضا امواج کی وسعت لامتناہی تک پہنچتی ہے اور یہ معمول پر لانے کے قابل نہیں ہوتی ہیں۔ تاہم ایسی امواج کا خطی میل تباہ کن مداخلت پیدا کرتا ہے، جس کی بنیاد تمام ہمدی اور معمول زنی مسکن ہوتی ہے۔

باب ۲. غیر متناہج وقت شرودنجر مساوات

عمومی کوانٹم مسئلہ میں ہمیں $\Psi(x, 0)$ مندرہم کر کے $\Psi(x, t)$ تلاش کرنے کو کہا جاتا ہے۔ آزاد ذرے کیلئے اس کا حل مساوات ۲.۱۰۰ کی صورت اختیار کرتا ہے۔ اب سوال یہ پیدا ہوتا ہے کہ ابتدائی تفاعل موج

$$\Psi(x, 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(k) e^{ikx} dk \quad (۲.۱۰۱)$$

پر پورا اترتا ہوا $\psi(k)$ کی تعیین کیا جائے؟ یہ فوریر تبدیل کا کلاسیکی مسئلہ ہے جس کا جواب مسئلہ پلانشرل^{۶۲}:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} F(k) e^{ikx} dk \Leftrightarrow F(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-ikx} dx \quad (۲.۱۰۲)$$

پیش کرتا ہے (سوال ۲.۲۰، دیکھیں)۔ $F(k)$ کو $f(x)$ کا فوریر بدل^{۶۳} کہا جاتا ہے جبکہ $f(x)$ کو $F(k)$ کا الٹے فوریر بدل^{۶۴} کہتے ہیں (ان دونوں میں صرف قوت نہ کی علامت کا فرق پایا جاتا ہے)۔ ہاں، اجزائی تفاعل پر کچھ پابندی ضرور عائد ہے: مکمل کا موجود^{۶۵} ہونا لازم ہے۔ ہمارے مقصد کے لئے، تفاعل $\Psi(x, 0)$ پر بذات خود معمول شدہ ہونے کی طبعی شرط مسلط کرنا اس کی ضمانت دے گا۔ یوں آزاد ذرے کے عمومی کوانٹم مسئلہ کا حل مساوات ۲.۱۰۰ ہو گا جہاں $\phi(k)$ درج ذیل ہو گا۔

$$\phi(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(x, 0) e^{-ikx} dx \quad (۲.۱۰۳)$$

مثال ۲.۶: ایک آزاد ذرہ جو ابتدائی طور پر خطہ $-a \leq x \leq a$ میں رہنے کا پابند ہو کو وقت $t = 0$ پر چھوڑ دیا جاتا ہے:

$$\Psi(x, 0) = \begin{cases} A, & -a < x < a, \\ 0, & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

جہاں A اور a مثبت حقیقی مستقل ہیں۔ $\Psi(x, t)$ تلاش کریں۔
حل: ہم پہلے $\Psi(x, 0)$ کو معمول پر لاتے ہیں۔

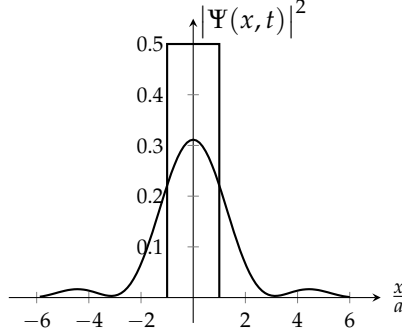
$$1 = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x, 0)|^2 dx = |A|^2 \int_{-a}^a dx = 2a |A|^2 \Rightarrow A = \frac{1}{\sqrt{2a}}$$

^{۶۲} Plancherel's theorem

^{۶۳} Fourier transform

^{۶۴} inverse Fourier transform

^{۶۵} تفاعل $f(x)$ پر عائد لازم اور کافی پابندی یہ ہے کہ $\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx$ مستثنای ہو۔ (ایسی صورت میں $\int_{-\infty}^{\infty} |F(k)|^2 dk$ بھی مستثنای ہو گا، اور حقیقتاً ان دونوں تعلقات کی قیمتیں ایک دوسری پیشی ہوں گی۔ Arfken کے حصہ 5.15 میں حاشیہ 24 دیکھیں۔)



شکل ۲.۸: تفاعل $|\Psi(x, t)|^2$ کی لمحہ $t = 0$ پر مستطیل اور $t = ma^2/\hbar$ پر قوسی ترسیم (مساوات ۲.۱۰۴)۔

اس کے بعد مساوات ۲.۱۰۳ استعمال کرتے ہوئے $\psi(k)$ تلاش کرتے ہیں۔

$$\begin{aligned}\phi(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{2a}} \int_{-a}^a e^{-ikx} dx = \frac{1}{2\sqrt{\pi a}} \frac{e^{-ikx}}{-ik} \Big|_{-a}^a \\ &= \frac{1}{k\sqrt{\pi a}} \left(\frac{e^{ikx} - e^{-ikx}}{2i} \right) = \frac{1}{\sqrt{\pi a}} \frac{\sin(ka)}{k}\end{aligned}$$

آخر میں ہم اس کو دوبارہ مساوات ۲.۱۰۰ میں پر کرتے ہیں۔

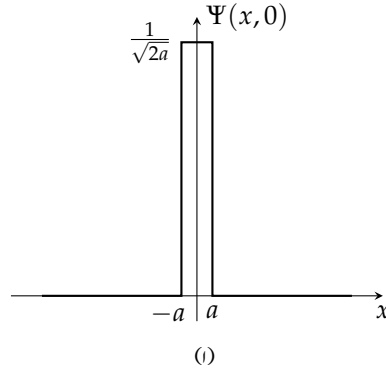
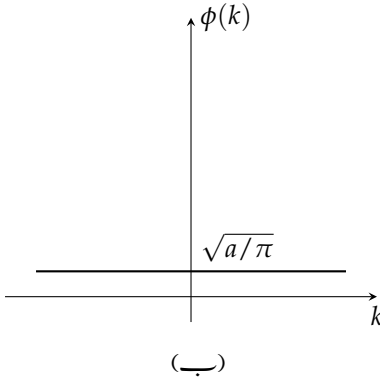
$$(۲.۱۰۴) \quad \Psi(x, t) = \frac{1}{\pi\sqrt{2a}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(ka)}{k} e^{i(kx - \frac{\hbar k^2}{2m}t)} dk$$

بد قسمتی سے اس عمل کو بنیادی تفاعل کی صورت میں حل کرنا ممکن نہیں ہے، تاہم اس کی قیمت کو اعدادی تراکیب سے حاصل کیا جاسکتا ہے (شکل ۲.۸)۔ (ایسی بہت کم صورتیں حقیقتاً پائی جاتی ہیں جن کے لئے $\Psi(x, t)$ کا مکمل (مساوات ۲.۱۰۰) صریحاً حل کرنا ممکن ہو۔ سوال ۲.۲۲ میں ایسی ایک بالخصوص خوبصورت مثال پیش کی گئی ہے۔)

آئیں ایک تحدیدی صورت پر غور کریں۔ اگر a کی قیمت بہت کم ہو تب ابتدائی تفاعل موج خوبصورت معنوی نوکیلی صورت اختیار کرتی ہے (شکل ۲.۹-۱)۔ ایسی صورت میں ہم چھوٹے زاویوں کے لئے تخمینہ $\sin ka \approx ka$ لکھ کر درج ذیل حاصل کرتے ہیں

$$\phi(k) \approx \sqrt{\frac{a}{\pi}}$$

جو k کی مختلف قیمتوں کا آپس میں کٹ جانے کی بنا افقی ہے (شکل ۲.۹-ب)۔ یہ مثال ہے اصول عدم یقینیت کی: اگر ذرے کے مقام میں پھیلاؤ کم ہو، تب اس کی معیار حرکت (لہذا k ، مساوات ۲.۹۶ دیکھیں) کا



شکل ۲.۹: چھوٹے a کے لئے مثال ۲.۶- (i) $\Psi(x, 0)$ کی ترسیم؛ (ب) $\phi(k)$ کی ترسیم۔

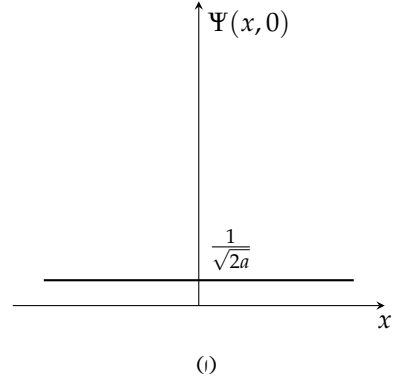
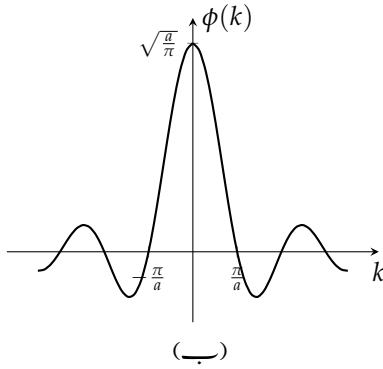
پھیلاؤ لازماً زیادہ ہوگا۔ اس کی دوسری انتہا (بڑی a) کی صورت میں مقام کا پھیلاؤ زیادہ ہوگا (شکل ۲.۱۰) لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$\phi(k) = \sqrt{\frac{a}{\pi}} \frac{\sin ka}{ka}$$

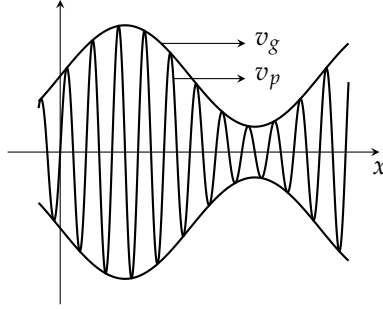
اب $\sin z/z$ کی زیادہ سے زیادہ قیمت $z = 0$ پر پائی جاتی ہے جو گھٹ کر $z = \pm\pi/a$ (جو یہاں $k = \pm\pi/a$ کو ظاہر کرتا ہے) پر صفر ہوتی ہے۔ یوں بڑی a کیلئے $k = 0$ پر $\phi(k)$ نوکیلی صورت اختیار کرے گا (شکل ۲.۱۰)۔ اس بار ذرے کی معیار حرکت اچھی طرح معین ہے جبکہ اس کا مقام صحیح طور پر معلوم نہیں ہے۔ □

آئیں اب اس تضاد پر دوبارہ بات کریں جس کا ذکر ہم پہلے کر چکے: جہاں مساوات ۲.۹۴ میں دیا گیا علیحدگی حل $\Psi_k(x, t)$ ، ٹھیک اس ذرہ کی رفتار سے حرکت نہیں کرتی ہے جس کو یہ بظاہر ظاہر کرتی ہے۔ حقیقتاً یہ مسئلہ وہیں پر ختم ہو گیا تھا جب ہم جان چکے کہ Ψ_k طبعی طور پر قابل حصول حل نہیں ہے۔ بحر حال آزاد ذرے کی تفاعل موج (مساوات ۲.۱۰۰) میں سمونی سمتی رفتار کی معلومات پر غور کرنا دلچسپی کا باعث ہے۔ بنیادی تصویروں کے ساتھ متعلقہ حالات کا خطی میل جس کے حیطہ کو ϕ ترمیم کرتا ہو (شکل ۲.۱۱) موجی اکٹھ ہوگا؛ یہ ”علائف“ میں ڈھانکے ہوئے ”لہروں“ پر مشتمل ہوگا۔ انفرادی لہر کی رفتار، جس کو دوری سمتی رفتار v_p کہتے ہیں، ہر گز ذرے کی سمتی رفتار کو ظاہر نہیں کرتی ہے بلکہ علائف کی رفتار، جس کو گروئی سمتی رفتار v_g کہتے ہیں، ذرے کی رفتار ہوگی۔ علائف کی سمتی رفتار لہروں کی فطرت پر منحصر ہوگی؛ یہ لہروں کی سمتی رفتار سے زیادہ، کم یا اس کے برابر ہو سکتی ہے۔ ایک دھاگے پر امواج کی گروئی سمتی رفتار اور دوری سمتی رفتار ایک دوسرے کے برابر ہوتی ہیں۔ پانی کی امواج کیلئے یہ دوری سمتی رفتار کی نصف ہوگی، جیسا آپ نے جھیل میں پتھر پھینک کر

^{۱۱} phase velocity
^{۱۲} group velocity



شکل ۲.۱۰: بڑی a کے لئے (i) $\Psi(x, 0)$ کی ترسیم، (ب) $\phi(k)$ کی ترسیم (مثال ۲.۶)۔



شکل ۲.۱۱: موجی اکٹھ۔ ”عنائف“ گروہی سمتی رفتار جبکہ لہر دوری سمتی رفتار سے حرکت کرتی ہے۔

دیکھا ہوگا (اگر آپ پانی کی ایک مخصوص لہر پر نظر جمائے رکھیں تو آپ دیکھیں گے کہ، پیچھے سے آگے کی طرف بڑھتے ہوئے، آغاز میں اس لہر کا جیٹ بڑھتا ہے جبکہ آخر میں آگے پہنچ کر اس کا جیٹ گھٹ کر صفر ہو جاتا ہے؛ اس دوران یہ تمام بطور ایک مجموعہ نصف رفتار سے حرکت کرتا ہے۔) یہاں میں نے دکھانا ہو گا کہ کوانٹم مکیانیت میں آزاد ذرے کے تفاعل موج کی گروہی سمتی رفتار اس کی دوری سمتی رفتار سے دگنی ہے، جو عین ذرے کی کلاسیکی رفتار ہے۔

ہمیں درج ذیل عمومی صورت کے موجی اکٹھ کی گروہی سمتی رفتار تلاش کرنی ہوگی۔

$$\Psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(k) e^{i(kx - \omega t)} dk$$

(یہاں $\omega = (\hbar k^2 / 2m)$ ہے، لیکن جو کچھ میں کہنے جا رہا ہوں وہ کسی بھی موجی اکٹھ کیلئے، اس کے انتشاری رشتہ^{۶۸}

^{۶۸} dispersion relation

(ω کا متغیر k کے لحاظ سے کلیہ) سے قطع نظر، درست ہوگا۔ ہم مندرجہ ذیل کرتے ہیں کہ کسی مخصوص قیمتی k_0 پر $\phi(k)$ نوکیلی صورت اختیار کرتا ہے۔ (ہم زیادہ وسعت کا k بھی لے سکتے ہیں لیکن ایسے موجی اکٹھے کے مختلف اجزاء مختلف رفتار سے حرکت کرتے ہیں جس کی بنیاد موجی اکٹھے بہت تیزی سے اپنی شکل و صورت تبدیل کرتا ہے اور کسی مخصوص سمتی رفتار پر حرکت کرتے ہوئے ایک مجموعہ کا تصور بے معنی ہو جاتا ہے۔) چونکہ k_0 سے دور مکمل متبادل نظر انداز ہے لہذا ہم تعامل $\omega(k)$ کو اس نقطہ کے گرد ٹیلر تسلسل سے پھیلا کر صرف ابتدائی اجزاء لیتے ہیں:

$$\omega(k) \cong \omega_0 + \omega'_0(k - k_0)$$

جہاں نقطہ k_0 پر k کے لحاظ سے ω کا تفرق ω'_0 ہے۔

(تکمل کے وسط کو k_0 پر منتقل کرنے کے عنصر سے) ہم متغیر k کی جگہ متغیر $s = k - k_0$ استعمال کرتے ہیں۔ یوں درج ذیل ہوگا۔

$$\Psi(x, t) \cong \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(k_0 + s) e^{i[(k_0 + s)x - (\omega_0 + \omega'_0 s)t]} ds$$

وقت $t = 0$ پر

$$\Psi(x, 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(k_0 + s) e^{i(k_0 + s)x} ds$$

جبکہ بعد کے وقت پر درج ذیل ہوگا۔

$$\Psi(x, t) \cong \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i(-\omega_0 t + k_0 \omega'_0 t)} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(k_0 + s) e^{i(k_0 + s)(x - \omega'_0 t)} ds$$

ماسوائے x کو $(x - \omega'_0 t)$ منتقل کرنے کے یہ $\Psi(x, 0)$ میں پایا جانے والا تکمل ہے۔ یوں درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۱۰۵) \quad \Psi(x, t) \cong e^{-i(\omega_0 - k_0 \omega'_0)t} \Psi(x - \omega'_0 t, 0)$$

ماسوائے دوری جبز و ضرب کے (جو کسی بھی صورت میں $|\Psi|^2$ کی قیمت پر اثر انداز نہیں ہوگا) یہ موجی اکٹھے بظاہر سمتی رفتار ω'_0 سے حرکت کرے گا:

$$(۲.۱۰۶) \quad v_{\text{دوری}} = \frac{d\omega}{dk}$$

(جس کی قیمت کا حساب $k = k_0$ پر کیا جائے گا)۔ آپ دیکھ سکتے ہیں کہ یہ دوری رفتار سے مختلف ہے جسے درج ذیل مساوات پیش کرتی ہے۔

$$(۲.۱۰۷) \quad v_{\text{دوری}} = \frac{\omega}{k}$$

یہاں $\omega = (\hbar k^2/2m)$ یعنی $\omega/k = (\hbar k/2m)$ ہے جبکہ $d\omega/dk = (\hbar k/m)$ ہے جو دگنہ ہے۔ یہ اس بات کی تصدیق کرتا ہے کہ موجی اکٹھ کی گروپی سمتی رفتار نا کہ ساکن حالات کی دوری سمتی رفتار کلاسیکی ذرے کی رفتار دے گی۔

$$(۲.۱۰۸) \quad \text{دوری} = 2v = v_{\text{گروپی}} = v_{\text{کلاسیکی}}$$

سوال ۲.۱۸: دکھائیں کہ متغیر x کے کسی بھی تفاعل کو لکھنے کے دو معادل طریقے $[Ae^{ikx} + Be^{-ikx}]$ اور $[C \cos kx + D \sin kx]$ ہیں۔ مستقالات C اور D کو مستقالات A اور B کی صورت میں لکھیں۔ اسی طرح مستقالات A اور B کو مستقالات C اور D کی صورت میں لکھیں۔ تبصرہ: کو انٹیمیکانیات میں جب $V = 0$ ہو، قوت نمائی تفاعل حرکت کرتے امواج کو ظاہر کرتی ہے اور انہیں استعمال کرتے ہوئے آزاد ذرے پر تبصرہ کرنا زیادہ آسان ہوتا ہے، جبکہ \sin اور \cos ساکن امواج کو ظاہر کرتی ہے جو لامتناہی چکور کنواں میں پائی جاتی ہے۔

سوال ۲.۱۹: مساوات ۲.۹۴ میں دی گئی آزاد ذرے کے تفاعل موج کا احتمال J تلاش کریں (سوال 14.1 دیکھیں)۔ احتمال روکے ہوا کارچ کیا ہوگا؟

سوال ۲.۲۰: اس سوال میں آپ کو مسئلہ پلانشرال کا ثبوت حاصل کرنے میں مدد دیا جائے گا۔ آپ متناہی وقفہ کے فورسٹر تسلسل سے آف زکر کے اس وقفہ کو وسعت دیتے ہوئے لامتناہی تک بڑھاتے گے۔

۱. مسئلہ ڈرشلے کہتا ہے کہ وقفہ $[-a, +a]$ پر کسی بھی تفاعل $f(x)$ کو فورسٹر تسلسل کے پھیلاو سے ظاہر کیا جاسکتا ہے:

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} [a_n \sin(n\pi x/a) + b_n \cos(n\pi x/a)]$$

دکھائیں کہ اس کو درج ذیل معادل روپ میں بھی لکھا جاسکتا ہے۔

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{in\pi x/a}$$

a_n اور b_n کی صورت میں c_n کیا ہوگا؟

ب. فورسٹر تسلسل کے عددی سروں کے حصول کی مساواتوں سے درج ذیل اخذ کریں۔

$$c_n = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} f(x) e^{-in\pi x/a} dx$$

ج. n اور c_n کی جگہ نئے متغیرات $k = (\frac{n\pi}{a})$ اور $F(k) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} ac_n$ استعمال کرتے ہوئے دکھائیں کہ جبزو-۱ اور جبزو-۲ درج ذیل روپ اختیار کرتے ہیں

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} F(k) e^{ikx} \Delta k; \quad F(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-a}^{+a} f(x) e^{-ikx} dx,$$

جہاں ایک n سے اگلی n تک k میں تبدیلی Δk ہے۔

باب ۲. غیر تاجع وقت شرودنجر مساوات

د. حد $a \rightarrow \infty$ لیتے ہوئے مسئلہ پلانشرال حاصل کریں۔ تبصرہ: $F(k)$ کی صورت میں $f(x)$ اور $f(x)$ کی صورت میں $F(k)$ کے کلیات کے آغاز دو بالکل مختلف جگہوں ہوں گی۔ اس کے باوجود حد $a \rightarrow \infty$ کی صورت میں ان دونوں کی ساخت ایک دوسرے کے ساتھ مشابہت رکھتی ہیں۔

سوال ۲.۲۱: ایک آزاد ذرے کا ابتدائی تغا عمل موج درج ذیل ہے

$$\Psi(x, 0) = Ae^{-a|x|}$$

جہاں A اور a مثبت حقیقی مستقل ہیں۔

ا. $\Psi(x, 0)$ کو معمول پر لائیں۔

ب. $\phi(k)$ تلاش کریں۔

ج. $\Psi(x, t)$ کو مکمل کی صورت میں تیار کریں۔

د. تحدیدی صورتوں پر (جہاں a بہت بڑا ہو، اور جہاں a بہت چھوٹا ہو) پر تبصرہ کریں۔

سوال ۲.۲۲: گاؤس موج اکٹھا ایک آزاد ذرے کا ابتدائی تغا عمل موج درج ذیل ہے

$$\Psi(x, 0) = Ae^{-ax^2}$$

جہاں A اور a مستقل ہیں (a حقیقی اور مثبت ہے)۔

ا. $\Psi(x, 0)$ کو معمول پر لائیں۔

ب. $\Psi(x, t)$ تلاش کریں۔ اشارہ: ”مربع مکمل کرتے ہوئے“ درج ذیل روپ کے مکمل با آسانی حل ہوتے ہیں۔

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(ax^2+bx)} dx$$

مان لیں $y \equiv \sqrt{a}[x + (b/2a)]$ ۔ یوں $y^2 - (b^2/4a) = (ax^2 + bx)$ ہوگا۔ جواب:

$$\Psi(x, t) = \left(\frac{2a}{\pi}\right)^{1/4} \frac{e^{-ax^2/[1+(2i\hbar at/m)]}}{\sqrt{1+(2i\hbar at/m)}}$$

ج. $|\Psi(x, t)|^2$ تلاش کریں۔ اپنا جواب درج ذیل مقدار کی صورت میں لکھیں۔

$$\omega \equiv \sqrt{\frac{a}{1+(2\hbar at/m)^2}}$$

وقت $t = 0$ پر $|\Psi|^2$ کا حنا کہ (بطور x کا تغا عمل) بنائیں۔ کسی بڑے t پر دوبارہ حنا کہ کھینچیں۔ وقت گزرنے کے ساتھ ساتھ $|\Psi|^2$ کو کیا ہوگا؟

د. توقعاتی قیمتیں $\langle x \rangle$ ، $\langle p \rangle$ ، $\langle x^2 \rangle$ اور $\langle p^2 \rangle$ ؛ اور احتمالات σ_x اور σ_p تلاش کریں۔ جزوی جواب:

$$\langle p^2 \rangle = a\hbar^2$$

۵. کیا عدم یقینیت کا اصول یہاں کارآمد ہے؟ کس لمحہ t پر یہ نظام عدم یقینیت کی حد کے متغیر ہوگا؟

۲.۵ ڈیلیٹ انفاسل مخفیہ

۲.۵.۱ مقید حالات اور بکھراو حالات

ہم غیر تاج وقت شرودنگر مساوات کے دو مختلف حل دیکھ چکے ہیں: لامتناہی چکور کنواں اور ہارمونی سر تعش کے حل معمول پر لانے کے قابل تھے اور انہیں غیر مسلسل اعشاریہ n کے لحاظ سے نام دیا جاتا ہے؛ آزاد ذرے کے لیے یہ معمول پر لانے کے قابل نہیں ہیں اور انہیں استمراری متغیر k کے لحاظ سے نام دیا جاتا ہے۔ اول الذکر بذات خود طبعی طور پر قابل حصول حل کو ظاہر کرتے ہیں جبکہ موخر الذکر ایسا نہیں کرتے ہیں؛ تاہم دونوں صورتوں میں تاج وقت شرودنگر مساوات کے عمومی حل ساکن حالات کا خطی جوڑ ہوگا۔ پہلی قسم میں یہ جوڑ (n پر لیا گیا) مجموعہ ہوگا، جبکہ دوسرے میں یہ (k پر) عمل ہوگا۔ اس امتیاز کی طبعی اہمیت کیا ہے؟

کلاسیکی میکانیات میں یک بعدی غیر تاج وقت مخفیہ دو مکمل طور پر مختلف حرکات پیدا کر سکتی ہے۔ اگر $V(x)$ ذرے کی کل توانائی E سے دونوں جانب زیادہ بلند ہو (شکل ۲.۱۲-۱) تب یہ ذرہ اس مخفی توانائی کے کنواں میں ”پھنسا“ رہے گا: یہ **والپیٹھ نقاط**^{۶۹} کے بیچ آگے پیچھے حرکت کرتا رہے گا اور کنواں سے باہر نہیں نکل سکے گا (ماسوائے اس صورت میں کہ آپ اسے اضافی توانائی فراہم کریں جس کی ابھی ہم بات نہیں کر رہے ہیں)۔ ہم اسے **مقید حال**^{۷۰} کہتے ہیں۔ اس کے برعکس اگر E ایک (یا دونوں) جانب $V(x)$ سے تجاوز کرے تب، لامتناہی سے آتے ہوئے، مخفی توانائی کے زیر اثر ذرہ اپنی رفتار کم یا زیادہ کرے گا اور اس کے بعد واپس لامتناہی کو لوٹے گا (شکل ۲.۱۲-۲ ب اور ج)۔ (یہ ذرہ مخفی توانائی میں پھنس نہیں سکتا ہے، ماسوائے اس صورت کہ اس کی توانائی (مثلاً رگڑ کی بنا) گھٹے، لیکن ہم یہاں بھی ایسی صورت کی بات نہیں کر رہے ہیں)۔ ہم اسے **بکھراو حال**^{۷۱} کہتے ہیں۔ بعض مخفی توانائیاں صرف مقید حال پیدا کرتی ہیں (مثلاً ہارمونی سر تعش)؛ بعض صرف بکھراو حال پیدا کرتی ہیں (مثلاً پسٹ مخفیہ جو کہیں پر بھی نیچے نہ جھکتا ہو)؛ اور بعض، ذرہ کی توانائی پر منحصر، دونوں اقام کے حال پیدا کرتی ہیں۔

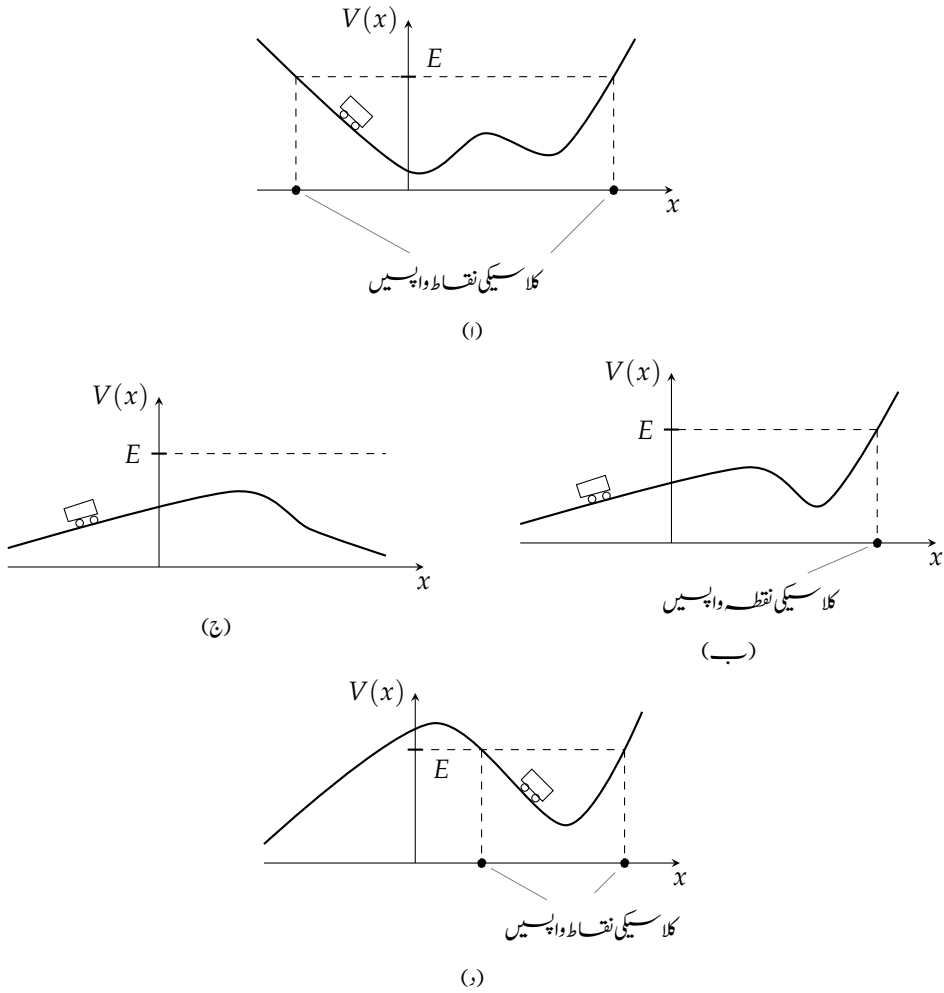
شرودنگر مساوات کے حلوں کے دو اقام ٹھیک انہیں مقید اور بکھراو حال کو ظاہر کرتی ہیں۔ کوانٹم کے دائرہ کار میں یہ فرق اس سے بھی زیادہ واضح ہے جہاں **سرنگے زنی**^{۷۲} (جس پر ہم کچھ دیر میں بات کریں گے) ایک ذرے کو

^{۶۹} turning points

^{۷۰} bound state

^{۷۱} scattering state

^{۷۲} tunneling



شکل ۲.۱۲: (ا) مقید حال، (ب، ج) بجز حال، (د) کلاسیکی مقید حال، لیکن کوانٹائی بجز حال۔

کسی بھی مستثنای مخفیہ رکاوٹ کے اندر سے گزرنے دیتی ہے، لہذا مخفیہ کی قیمت صرف لامستثنای پر اہم ہوگی (شکل ۲.۱۲-د)۔

$$(۲.۱۰۹) \quad \begin{cases} E < [V(-\infty) \text{ اور } V(+\infty)] \Rightarrow \text{مقید حال} \\ E > [V(-\infty) \text{ یا } V(+\infty)] \Rightarrow \text{بکھراو حال} \end{cases}$$

”روزمرہ زندگی“ میں لامستثنای پر عموماً مخفیہ صفر کو پہنچتی ہیں۔ ایسی صورت میں سلسلہ معیار مزید سادہ صورت اختیار کرتی ہے:

$$(۲.۱۱۰) \quad \begin{cases} E < 0 \Rightarrow \text{مقید حال} \\ E > 0 \Rightarrow \text{بکھراو حال} \end{cases}$$

چونکہ $x \rightarrow \pm\infty$ پر لامستثنای چپکوروں اور ہارمونی سر تعش کی مخفی توانائیاں لامستثنای کو پہنچتی ہیں لہذا یہ صرف مقید حالات پیدا کرتی ہیں جبکہ آزاد ذرے کی مخفی توانائی ہر مقام پر صفر ہوتی ہے لہذا یہ صرف بکھراو حال پیدا کرتی ہے۔ اس حصہ میں (اور اگلے حصہ میں) ہم ایسی مخفی توانائیوں پر غور کریں گے جو دونوں اقسام کے حالات پیدا کرتی ہیں۔

۲.۵.۲ ڈیلٹا تفاعل کنواں

مبداء پر لامستثنای کم چوڑائی اور لامستثنای بلند ایسا نوکیلا تفاعل جس کا رقبہ اکائی ہو (شکل 13.2) ڈیلٹا تفاعل^{۲۷} کہلاتا ہے۔

$$(۲.۱۱۱) \quad \delta(x) = \begin{cases} 0, & x \neq 0 \\ \infty, & x = 0 \end{cases} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1$$

نقطہ $x = 0$ پر تفاعل مستثنای نہیں ہے لہذا تکنیکی طور پر اس کو تفاعل کہنا عاقل ہوگا (ریاضی دان اسے متعمم تفاعل^{۲۸} یا متعمم تقیم^{۲۹} کہتے ہیں)۔ تاہم اس کا تصور نظریہ طبیعیات میں اہم کردار ادا کرتا ہے۔ (مثال کے طور پر، برقی حرکیات کے میدان میں نقطی بار کی کثافت بار ایک ڈیلٹا تفاعل ہوگا)۔ آپ دیکھ سکتے ہیں کہ $\delta(x - a)$ نقطہ a پر اکائی رقبہ کا نوکیلی تفاعل ہوگا۔ چونکہ $\delta(x - a)$ اور ایک سادہ تفاعل $f(x)$ کا حاصل ضرب نقطہ a کے علاوہ ہر مقام پر صفر ہوگا لہذا $\delta(x - a)$ کو $f(x)$ سے ضرب دینا، اسے $f(a)$ سے ضرب دینے کے مترادف ہے:

$$(۲.۱۱۲) \quad f(x)\delta(x - a) = f(a)\delta(x - a)$$

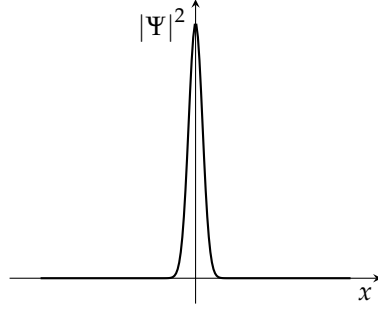
^{۲۷} آپ کو یہاں پریشانی کا سامنا ہو سکتا ہے کیونکہ عمومی مسئلہ جس کے لئے $V > E$ درکار ہے (سوال ۲.۲)، بکھراو حال، جو معمول پر لانے کے قابل نہیں ہیں، پر لاگو نہیں ہوگا۔ اگر آپ اس سے مطمئن نہیں ہیں تب $E \leq 0$ کے لئے مساوات شروع کر کے آزاد ذرہ کے لئے حل کر کے دیکھیں کہ اس کے خطی جوڑ بھی معمول پر لانے کے قابل نہیں ہیں۔ صرف مثبت مخفی توانائی حل مکمل سلسلہ دیں گے۔

^{۲۸} Dirac delta function

^{۲۹} generalized function

^{۳۰} generalized distribution

^{۳۱} ڈیلٹا تفاعل کو ایسے مستطیل (یا شائش) کی تصدیق صورت تصور کیا جاسکتا ہے جس کی چوڑائی بتدریج کم اور قد بتدریج بڑھتا ہے۔



شکل ۲.۱۳: ڈیلٹا فنکشن (مساوات ۲.۱۱۱)

بالخصوص درج ذیل لکھا جاسکتا ہے جو ڈیلٹا فنکشن کی اہم ترین خاصیت ہے۔

$$(۲.۱۱۳) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta(x-a) dx = f(a) \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x-a) dx = f(a)$$

تکمل کی علامت کے اندر یہ نقطہ a پر فنکشن $f(x)$ کی قیمت ”اٹھاتا“ ہے۔ (لازمی نہیں کہ تکمل $-\infty$ تا $+\infty$ ہو، صرف اتنا ضروری ہے کہ تکمل کے دائرہ کار میں نقطہ a شامل ہو لہذا $a - \epsilon$ تا $a + \epsilon$ تکمل لینا کافی ہوگا جہاں $\epsilon > 0$ ہے۔)

آئیں درج ذیل روپ کے مخفیہ پر غور کریں جہاں α ایک مثبت مستقل ہے۔^۸

$$(۲.۱۱۴) \quad V(x) = -\alpha \delta(x)$$

یہ جان لینا ضروری ہے کہ (لامستناہی چکور کنواں کی مخفیہ کی طرح) یہ ایک مصنوعی مخفیہ ہے، تاہم اس کے ساتھ کام کرنا نہایت آسان ہے، اور جو کم سے کم تحلیلی پریشانیاں پیدا کیے بغیر، بنیادی نظریہ پر روشنی ڈالنے میں مددگار ثابت ہوتا ہے۔ ڈیلٹا فنکشن کنواں کے لیے شرودنگر مساوات درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$(۲.۱۱۵) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \alpha \delta(x) \psi = E \psi$$

جو مقید حالات ($E < 0$) اور بکھراؤ حالات ($E > 0$) دونوں پیدا کرتی ہے۔

ہم پہلے مقید حالات پر غور کرتے ہیں۔ خطہ $x < 0$ میں $V(x) = 0$ ہوگا لہذا

$$(۲.۱۱۶) \quad \frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2} \psi = k^2 \psi$$

^۸ ڈیلٹا فنکشن عمل کی اکائی ایک بٹ البائی ہے (مساوات ۲.۱۱۱ دیکھیں) لہذا α کا بُعد توانائی ضرب البائی ہوگا۔

لکھا جاسکتا ہے جہاں k درج ذیل ہے (مقید حال کے لئے E منفی ہوگا لہذا k حقیقی اور مثبت ہے۔)

$$k \equiv \frac{\sqrt{-2mE}}{\hbar} \quad (۲.۱۱۷)$$

مساوات ۲.۱۱۶ کا عمومی حل

$$\psi(x) = Ae^{-kx} + Be^{kx} \quad (۲.۱۱۸)$$

ہوگا جہاں $x \rightarrow -\infty$ پر پہلا جزو لامتناہی کی طرف بڑھتا ہے لہذا ہمیں $A = 0$ منتخب کرنا ہوگا:

$$\psi(x) = Be^{kx}, \quad (x < 0) \quad (۲.۱۱۹)$$

خطہ $x > 0$ میں بھی $V(x)$ صفر ہے اور عمومی حل $Fe^{-kx} + Ge^{kx}$ ہوگا: اب $x \rightarrow +\infty$ پر دوسرا جزو لامتناہی کی طرف بڑھتا ہے لہذا $G = 0$ منتخب کرتے ہوئے درج ذیل لیا جائے گا۔

$$\psi(x) = Fe^{-kx}, \quad (x > 0) \quad (۲.۱۲۰)$$

ہمیں نقطہ $x = 0$ پر سرحدی شرائط استعمال کرتے ہوئے ان دونوں انفعل کو ایک دوسرے کے ساتھ جوڑنا ہوگا۔ میں ψ کے معیاری سرحدی شرائط پہلے بیان کر چکا ہوں

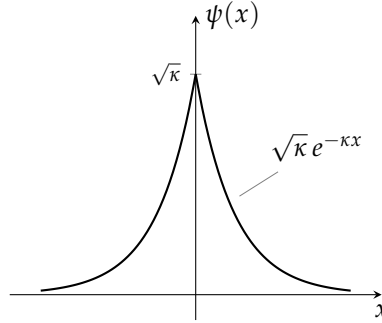
$$\begin{cases} 1. & \psi \text{ لازماً استمراری} \\ 2. & \frac{d\psi}{dx} \text{ استمراری، مساوائے ان نقاط پر جہاں مخفیہ لامتناہی ہو} \end{cases} \quad (۲.۱۲۱)$$

یہاں اول سرحدی شرط کے تحت $F = B$ ہوگا لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$\psi(x) = \begin{cases} Be^{kx}, & (x \leq 0) \\ Be^{-kx}, & (x \geq 0) \end{cases} \quad (۲.۱۲۲)$$

انفعل $\psi(x)$ کو شکل ۲.۱۴ میں ترسیم کیا گیا ہے۔ دوم سرحدی شرط ہمیں ایسا کچھ نہیں بتاتی ہے؛ (لا متناہی چکور کنواں کی طرح) جوڑ پر مخفیہ لامتناہی ہے اور انفعل کی ترسیل سے واضح ہے کہ $x = 0$ پر اس میں بل پایا جاتا ہے۔ مزید اب تک کی کہانی میں ڈیٹک انفعل کا کوئی کردار نہیں پایا گیا۔ ظاہر ہے کہ $x = 0$ پر ψ کے تفرق میں عدم استمرار ہی ڈیٹک انفعل تعین کرے گا۔ میں یہ عمل آپ کو کر کے دکھاتا ہوں جہاں آپ یہ بھی دیکھ پائیں گے کہ کیوں $\frac{d\psi}{dx}$ عموماً استمراری ہوتا ہے۔

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \frac{d^2\psi}{dx^2} dx + \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} V(x)\psi(x) dx = E \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \psi(x) dx \quad (۲.۱۲۳)$$



شکل ۲.۱۳: ڈیلتا تفاعل محفہ (مساوات ۲.۱۲۲) کے لئے مقید حال تفاعل موج۔

پہلا مکمل درحقیقت دونوں آخری نقاط پر $\frac{d\psi}{dx}$ کی قیمتیں ہوں گی، آخری مکمل اس پٹی کا رقبہ ہوگا، جس کا قدمتناہی، اور $\epsilon \rightarrow 0$ کی تحدیدی صورت میں، چوڑائی صفر کو پہنچتی ہو، لہذا یہ مکمل صفر ہوگا۔ یوں درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۱۲۴) \quad \Delta\left(\frac{d\psi}{dx}\right) \equiv \frac{\partial\psi}{\partial x}\Big|_{+\epsilon} - \frac{\partial\psi}{\partial x}\Big|_{-\epsilon} = \frac{2m}{\hbar^2} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} V(x)\psi(x) dx$$

عمومی طور پر دائیں ہاتھ پر حد صفر کے برابر ہوگا لہذا $\frac{d\psi}{dx}$ عموماً استمراری ہوگا۔ لیکن جب سرحہ پر $V(x)$ لامتناہی ہو تب یہ دلیل متبادل مقبول نہیں ہوگی۔ بالخصوص $V(x) = -\alpha\delta(x)$ کی صورت میں مساوات ۲.۱۱۳ درج ذیل دے گی:

$$(۲.۱۲۵) \quad \Delta\left(\frac{d\psi}{dx}\right) = -\frac{2m\alpha}{\hbar^2} \psi(0)$$

یہاں درج ذیل ہوگا (مساوات ۲.۱۲۲):

$$\begin{cases} \frac{d\psi}{dx} = -Bke^{-kx}, & (x > 0) \\ \frac{d\psi}{dx} = +Bke^{+kx}, & (x < 0) \end{cases} \implies \begin{cases} \frac{d\psi}{dx}\Big|_{+} = -Bk \\ \frac{d\psi}{dx}\Big|_{-} = +Bk \end{cases}$$

لہذا $\Delta(d\psi/dx) = -2Bk$ ہوگا۔ ساتھ ہی $\psi(0) = B$ ہے۔ اس طرح مساوات ۲.۱۲۵ درج ذیل کہتی ہے:

$$(۲.۱۲۶) \quad k = \frac{m\alpha}{\hbar^2}$$

اور اجبازتی توانائیاں درج ذیل ہوں گی (مساوات ۲.۱۱۷)۔

$$(۲.۱۲۷) \quad E = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m} = -\frac{m\alpha^2}{2\hbar^2}$$

آخسر میں ψ کو معمول پر لاتے ہوئے

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x)|^2 dx = 2|B|^2 \int_0^{\infty} e^{-2kx} dx = \frac{|B|^2}{k} = 1$$

(اپنی آسانی کے لیے مثبت حقیقی جذور کا انتخاب کر کے) درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$(۲.۱۲۸) \quad B = \sqrt{k} = \frac{\sqrt{m\alpha}}{\hbar}$$

آپ دیکھ سکتے ہیں کہ ڈیٹا انفاسل، کی ”زور“ α کے قطع نظر، ٹھیک ایک مقید حال دیتا ہے۔

$$(۲.۱۲۹) \quad \psi(x) = \frac{\sqrt{m\alpha}}{\hbar} e^{-m\alpha|x|/\hbar^2}; \quad E = -\frac{m\alpha^2}{2\hbar^2}$$

ہم $E > 0$ کی صورت میں بکھراو حالات کے بارے میں کیا کہہ سکتے ہیں؟ شعرو ڈنگر مساوات $x < 0$ کے لئے درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2} \psi = -k^2 \psi$$

جہاں

$$(۲.۱۳۰) \quad k \equiv \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

حقیقی اور مثبت ہے۔ اس کا عمومی حل درج ذیل ہے

$$(۲.۱۳۱) \quad \psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}$$

جہاں کوئی بھی جبزوبے متاثر نہیں ہڑھتا ہے لہذا انہیں رد نہیں کیا جاسکتا ہے۔ اسی طرح $x > 0$ کے لئے درج ذیل ہوگا۔

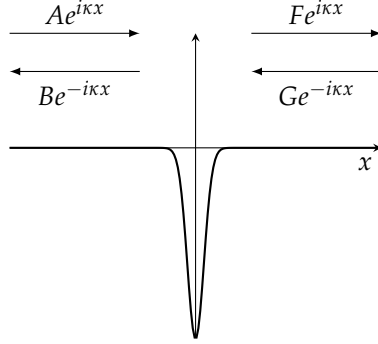
$$(۲.۱۳۲) \quad \psi(x) = Fe^{ikx} + Ge^{-ikx}$$

نقطہ $x = 0$ پر $\psi(x)$ کے استمرار کی بنا درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۱۳۳) \quad F + G = A + B$$

تغیروں درج ذیل ہوں گے۔

$$\begin{cases} \frac{d\psi}{dx} = ik(Fe^{ikx} - Ge^{-ikx}), & (x > 0), \implies \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_+ = ik(F - G) \\ \frac{d\psi}{dx} = ik(Ae^{ikx} - Be^{-ikx}), & (x < 0), \implies \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_- = ik(A - B) \end{cases}$$



شکل ۲.۱۵: ڈیلٹا فنکشن کے عمل کنواں سے بکھراؤ۔

لہذا $\Delta(d\psi/dx) = ik(F - G - A + B)$ ہوگا۔ ساتھ ہی $\psi(0) = (A + B)$ ہوگا لہذا دوسری سرحدی شرط (مساوات ۲.۱۲۵) کہتی ہے

$$(۲.۱۳۲) \quad ik(F - G - A + B) = -\frac{2m\alpha}{\hbar^2}(A + B)$$

یا مختصراً:

$$(۲.۱۳۵) \quad F - G = A(1 + 2i\beta) - B(1 - 2i\beta), \quad \beta \equiv \frac{m\alpha}{\hbar^2 k}$$

دونوں سرحدی شرائط مسلط کرنے کے بعد ہمارے پاس دو مساوات (مساوات ۲.۱۳۳ اور ۲.۱۳۵) جبکہ چار نا معلوم مستقلات A ، B ، C اور D بلکہ k شامل کرتے ہوئے پانچ نا معلوم مستقل ہوں گے۔ یہ معمول پر لانے کے قابل حال نہیں ہے لہذا معمول پر لانا مددگار ثابت نہیں ہوگا۔ بہتر ہوگا کہ ہم رک کر ان مستقلات کی انفرادی طبعی اہمیت پر غور کریں۔ آپ کو یاد ہوگا کہ e^{ikx} (کے ساتھ تایم وقت جزو ضربی $e^{-iEt/\hbar}$ منسلک کرنے سے) دائیں رخ حرکت کرتا ہوا متعلقہ موج پیدا ہوتا ہے۔ اسی طرح e^{-ikx} بائیں رخ حرکت کرتا ہوا موج دیتا ہے۔ یوں مساوات ۲.۱۳۱ میں مستقل A بائیں سے آمدی موج کا جیٹ ہے، B بائیں رخ واپس لوٹتے ہوئے موج کا جیٹ ہے، F (مساوات ۲.۱۳۲) دائیں رخ نکل کر چلتے ہوئے موج کا جیٹ جبکہ H دائیں سے آمدی موج کا جیٹ ہے (شکل ۲.۱۵ دیکھیں)۔ بکھراؤ کے عمومی تجربہ میں عموماً ایک رخ (مثلاً بائیں) سے ذرات پھینکے جاتے ہیں۔ ایسی صورت میں دائیں جانب سے آمدی موج کا جیٹ صفر ہوگا:

$$(۲.۱۳۶) \quad G = 0, \quad \text{بائیں سے بکھراؤ}$$

آمدی موج^۹ کا جیٹ A ، منعکس موج^{۱۰} کا جیٹ B جبکہ ترسیل موج^{۱۱} کا جیٹ F ہوگا۔ مساوات ۲.۱۳۳ اور ۲.۱۳۵ کو B اور F

incident wave^۹
reflected wave^{۱۰}
transmitted wave^{۱۱}

کے لیے حل کر کے درج ذیل حاصل ہوں گے۔

$$(۲.۱۳۷) \quad B = \frac{i\beta}{1-i\beta}A, \quad F = \frac{1}{1-i\beta}A$$

(اگر آپ دائیں سے بکھراؤ کا مطالعہ کرنا چاہیں تب $A = 0$ ہوگا؛ G آمدی جیٹ، F منعکس جیٹ، اور B ترسیلی جیٹ ہوں گے۔)

چونکہ کسی مخصوص مقام پر ذرے کی موجودگی کا احتمال $|\psi|$ ہوتا ہے لہذا آمدی ذرہ کے انعکاس کا تناسبی A^* احتمال درج ذیل ہوگا

$$(۲.۱۳۸) \quad R = \frac{|B|^2}{|A|^2} = \frac{\beta^2}{1+\beta^2}$$

جہاں R کو شرح انعکاس^{۸۳} کہتے ہیں۔ (اگر آپ کے پاس ذرات کی ایک شعاع ہو تو R آپ کو بتائے گا کہ ٹکرائے کے بعد ان میں سے کتنے ذرات واپس لوٹ کر آئیں گے۔) ترسیل کا احتمال درج ذیل ہوگا جسے شرح ترسیل^{۸۴} کہتے ہیں۔

$$(۲.۱۳۹) \quad T = \frac{|F|^2}{|A|^2} = \frac{1}{1+\beta^2}$$

ظاہر ہے ان احتمال کا مجموعہ ایک (1) ہوگا۔

$$(۲.۱۴۰) \quad R + T = 1$$

دھیان رہے کہ R اور T متغیر β کے اور لہذا (مساوات ۲.۱۳۰ اور ۲.۱۳۵) E کے تفاع عمل ہوں گے۔

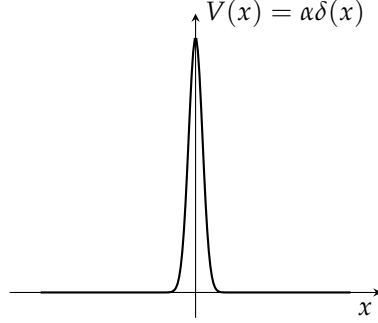
$$(۲.۱۴۱) \quad R = \frac{1}{1 + \frac{2\hbar^2 E}{m\alpha^2}}, \quad T = \frac{1}{1 + \frac{m\alpha^2}{2\hbar^2 E}}$$

توانائی جتنی زیادہ ہو، ترسیل کا احتمال اتنا ہی زیادہ ہوگا (جیسا کہ ظاہری طور پر ہونا چاہیے)۔

یہاں تک باقی سب ٹھیک ہے تاہم ایک اصولی مسئلہ باقی ہے جسے ہم نظر انداز نہیں کر سکتے ہیں۔ چونکہ بکھراؤ موج کے تفاعل معمول پر لانے کے قابل نہیں ہیں لہذا یہ کسی صورت بھی حقیقی ذرے کے حال کو ظاہر نہیں کر سکتے ہیں۔ تاہم ہم اس مسئلہ کا حل جانتے ہیں۔ جیسا ہم نے آزاد ذرہ کے لیے کیا تھا، ہمیں ساکن حالات کے ایسے خطی جوڑ تیار کرنے ہوں گے جو معمول پر لائے جانے کے قابل ہوں۔ حقیقی طبی ذرات کو یوں تیار کردہ موجی اکٹھے ظاہر کرے گا۔ یہ ظاہری طور پر سیدھا سادہ اصول ہے جو عملی استعمال میں پیچیدہ ثابت ہوتا ہے لہذا یہاں سے آگے مسئلے کو کمپیوٹر کی مدد

^{۸۳} یہ معمول پر لانے کے قابل تفاعل نہیں ہے لہذا کسی ایک مخصوص نقطہ پر ذرہ پایا جانے کا احتمال بے معنی ہوگا؛ بہر حال آمدی اور منعکس امواج کے احتمالات کا تناسب معنی خیز ہے۔ اگلے پیاراگراف میں اس پر مزید بات کی جائے گی۔

^{۸۴} reflection coefficient
^{۸۴} transmission coefficient



شکل ۲.۱۶: ڈیلٹا تفاعل رکاوٹ۔

سے حل کرنا بہتر ہوگا۔^{۸۵} چونکہ توانائی کی قیمتوں کا پورا سلسلہ استعمال کیے بغیر آزاد ذرے کے تفاعل موج کو معمول پر نہیں لایا جاسکتا ہے لہذا R اور T کو (بالترتیب) E کے متضرب ذرات کی تخمینی شرح انکاس اور شرح ترسیل سمجھنا چاہیے۔

یہ ایک عجیب بات ہے کہ ہم اب باب وقت کے تاجع مسئلہ (جہاں ایک آمدی ذرہ مخفیہ سے بھڑک کر لامتناہی کی طرف رواں ہوتا ہے) پر غور، ساکن حالات استعمال کرتے ہوئے کر پاتے ہیں۔ آخر کار (مساوات ۲.۱۳۱ اور ۲.۱۳۲ میں) ψ ایک مخلوط، غیر تاجع وقت، ساکن تفاعل ہے جو (مستقل جیٹ کے ساتھ) دونوں اطراف لامتناہی تک پھیلا ہوا ہے۔ اس کے باوجود اس تفاعل پر موزوں سرحدی شرائط مسلط کر کے ہم ایک ذرہ (جسے مقامی موجی اکٹھ سے ظاہر کیا گیا ہو) کی مخفیہ سے انکاس یا ترسیل کا احتمال تعین کر پاتے ہیں۔ اس ریاضیاتی کرامت کی وجہ میرے خیال میں یہ حقیقت ہے کہ ہم پوری فضا میں پھیلے ہوئے تفاعل موج، جن کی تابعیت وقت نہ ہونے کے برابر ہو، کے خطی جوڑ لے کر ایک (سرکت پذیر) نقطہ کے گرد ایسا تفاعل موج تیار کر سکتے ہیں جس پر وقت کے لحاظ سے تفصیلاً غور کیا جاسکتا ہے (سوال ۲.۴۳)۔

متعلقہ مساوات جانتے ہوئے آئیں ڈیلٹا تفاعل رکاوٹ (شکل ۲.۱۶) کے مسئلہ پر غور کریں۔ ہمیں صرف α کی علامت تبدیل کرنی ہوگی۔ ظاہر ہے یہ تحدیدی حال کو ختم کرے گا (سوال ۲.۲)۔ دوسری جانب، شرح انکاس اور شرح ترسیل جو α^2 پر منحصر ہیں تبدیل نہیں ہوں گے۔ کتنی عجیب بات ہے کہ ذرہ ایک رکاوٹ کے اندر سے یا ایک کنواں کے اوپر سے ایک جیسی آسانی کے ساتھ گزرتا ہے۔ کلاسیکی طور پر جیسا کہ آپ جانتے ہیں، ایک ذرہ کبھی بھی لامتناہی فضا کے رکاوٹ کو عبور نہیں کر سکتا، چاہے اس کی توانائی کتنی ہی کیوں نہ ہو۔ حقیقتاً کلاسیکی مسائل بھڑاو غیر دلچسپ ہوتے ہیں: اگر $E > V$ ہو تب $R = 0$ اور $T = 1$ ہوگا اور ذرہ ہر صورت رکاوٹ عبور کر پائے گا؛ اگر $E < V$ ہو تب $T = 0$ اور $R = 1$ ہوگا اور ذرہ پہاڑی پر وہاں تک چڑھے گا جہاں تک اس میں دم ہو اور اس کے بعد اسی راستے واپس لوٹے گا۔ کوانٹائی بھڑاو زیادہ دلچسپ ہوتے ہیں: اگر $E < V$ ہو تب بھی ایک ذرے کا مخفیہ عبور کرنے کا احتمال غیر صفر ہوگا۔ اس مظہر کو سرنگے زنی^{۸۶} کہتے

^{۸۵} کنواں اور رکاوٹوں سے موجی اکٹھ کے بھڑاو کے عددی مطالعہ دلچسپ معلومات فراہم کرتے ہیں۔
^{۸۶} tunneling

ہیں جس پر جدید برقیات کا بیشتر حصہ منحصر ہے اور جو خوردبین میں حیرت انگیز ترقی کا سبب بنا ہے۔ اس کے برعکس بلند تر $E > V$ کی صورت میں بھی ذرے کے انعکاس کا احتمال غیر صفر ہوگا؛ اگرچہ میں آپ کو کبھی بھی مشورہ نہیں دوں گا کہ چھت سے نیچے کودیں اور توقع رکھیں کہ کوانٹم میکانیٹ آپ کی جان بچا پائے گی (سوال ۲.۳۵ دیکھیے)۔

سوال ۲.۲۳: درج ذیل کھلات کی قیمتیں تلاش کریں۔

$$۱. \int_{-3}^{+1} (x^3 - 3x^2 + 2x - 1) \delta(x + 2) dx$$

$$ب. \int_0^{\infty} [\cos(3x) + 2] \delta(x - \pi) dx$$

$$ج. \int_{-1}^{+1} e^{(|x|+3)} \delta(x - 2) dx$$

سوال ۲.۲۴: ڈیلٹا فنکشنات زیر علامت مکمل رہتے ہیں اور دو فترے $D_1(x)$ اور $D_2(x)$ جو ڈیلٹا فنکشنات پر مبنی ہیں صرف درج صورت میں ایک دوسرے کے برابر ہوں گے

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) D_1(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) D_2(x) dx$$

جہاں $f(x)$ کوئی بھی سادہ فنکشن ہو سکتا ہے۔

۱. درج ذیل دکھائیں

$$(۲.۱۴۲) \quad \delta(cx) = \frac{1}{|c|} \delta(x)$$

جہاں c ایک حقیقی مستقل ہے۔ (منفی c کی صورت میں بھی تصدیق کریں۔)

ب. سیڈھ تفاعل $\theta(x)$ درج ذیل ہے۔

$$(۲.۱۴۳) \quad \theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$$

(اس نایاب صورت میں جہاں اس کی ضرورت پیش آتی ہو، ہم $\theta(0)$ کی تعریف $\frac{1}{2}$ کرتے ہیں۔) دکھائیں کہ $d\theta/dx = \delta(x)$ ہوگا۔

سوال ۲.۲۵: عدم یقینیت کے اصول کو ۲.۱۴۹ کے تفاعل موج کے لئے پرکھیں۔ اشارہ چونکہ ψ کے تفرق کا $x = 0$ پر عدم استمرار پایا جاتا ہے لہذا $\langle p^2 \rangle$ کا حساب پیچیدہ ہوگا۔ سوال ۲.۲۴-ب کا نتیجہ استعمال کریں۔ جزوی جواب: $\langle p^2 \rangle = (m\alpha/\hbar)^2$

سوال ۲.۲۶: تفاعل $\delta(x)$ کا فوریئر تبدل کیا ہوگا؟ مسئلہ پلانشرل استعمال کر کے درج ذیل دکھائیں۔

$$(۲.۱۴۴) \quad \delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikx} dk$$

تبصرہ: اس کلیہ دیکھ کر ایک عزت مند ریاضی دان پریشان ضرور ہوگا۔ اگرچہ $x = 0$ کے لئے یہ مکمل لامتناہی ہے اور $x \neq 0$ کی صورت میں چونکہ مکمل ہمیشہ کے لئے ارتعاش پذیر رہتا ہے لہذا یہ (صفر یا کسی دوسرے عدد کو) مرکوز نہیں ہوتا ہے۔ اس کی پیوند کاری کے طریقے پائے جاتے ہیں (مثلاً، ہم $L -$ تا $L +$ مکمل لے کر، مساوات ۲.۱۴۴ کو، $L \rightarrow \infty$ کرتے ہوئے متناہی مکمل کی اوسط قیمت تصور کر سکتے ہیں)۔ یہاں دشواری کا سبب یہ ہے کہ مسئلہ پلانشرل کے (مربع مکالمیت) کی بنیادی شرط کو ڈیلٹا انف عمل مطمئن نہیں کرتا ہے (صفحہ ۶۲ پر مربع مکالمیت کی شرط حاشیہ میں پیش کی گئی ہے)۔ اس کے باوجود مساوات ۲.۱۴۴ نہایت مددگار ثابت ہو سکتا ہے اگر اس کو احتیاط سے استعمال کیا جائے۔

سوال ۲.۲: درج ذیل حبڑواں ڈیلٹا انف عمل مخفیہ پر غور کریں جہاں α اور a مثبت مستقل ہیں۔

$$V(x) = -\alpha[\delta(x+a) + \delta(x-a)]$$

۱. اس مخفیہ کا حنا کہ کھینچیں۔

ب. یہ کتنی مقید حالات پیدا کرتا ہے؟ $\alpha = \hbar^2/ma$ اور $\alpha = \hbar^2/4ma$ کیلئے اجازتی توانائیاں تلاش کریں اور تفصیلات موع کا حنا کہ کھینچیں۔

سوال ۲.۲۸: حبڑواں ڈیلٹا انف عمل کے مخفیہ (سوال ۲.۲) کے لئے شرح ترسیل تلاش کریں۔

۲.۶ متناہی چپکور کنواں

ہم آخری مثال کے طور پر متناہی چپکور کنواں کا مخفیہ

$$V(x) = \begin{cases} -V_0 & -a < x < a \\ 0 & |x| > a \end{cases} \quad (۲.۱۴۵)$$

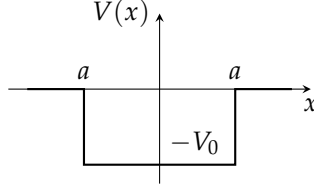
لیتے ہیں جہاں V_0 ایک (مثبت) مستقل ہے (شکل ۲.۱۷)۔ ڈیلٹا انف عمل کنواں کی طرح یہ مخفیہ مقید حالات (جہاں $E < 0$ ہوگا) کے ساتھ ساتھ نکھر احوالات (جہاں $E > 0$ ہوگا) بھی پیدا کرتا ہے۔ ہم پہلے مقید حالات پر غور کرتے ہیں۔

خط $x < -a$ میں جہاں مخفیہ صفر ہے، شرودنگر مساوات درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = \kappa^2 \psi \quad \text{یا} \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = E \psi$$

جہاں

$$\kappa \equiv \frac{\sqrt{-2mE}}{\hbar} \quad (۲.۱۴۶)$$



شکل ۲.۱: مستثنائی چپ کور کنواں (مساوات ۲.۱۴۵)۔

حقیقی اور مثبت ہے۔ اس کا عمومی حل $\Psi(x) = Ae^{-kx} + Be^{kx}$ ہے لیکن $x \rightarrow -\infty$ کے صورت میں اس کا پہلا جزو بے فتابو بڑھتا ہے لہذا ہمیشہ طرح؛ مساوات ۲.۱۱۹ دیکھیں) طبعی طور پر فتابل مقبول حل درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۱۴۷) \quad \psi(x) = Be^{kx}, \quad x < -a$$

خط $-a < x < a$ میں جہاں $V(x) = -V_0$ ہے مساوات شر وڈنگ درج ذیل روپ اختیار کرے گی

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -l^2 \psi \quad \text{یا} \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = -V_0 \psi$$

جہاں l درج ذیل ہے۔

$$(۲.۱۴۸) \quad l \equiv \frac{\sqrt{2m(E + V_0)}}{\hbar}$$

اگرچہ مقید حالات کے لئے E منفی ہے تاہم سر $E > V$ کی بن (سوال ۲.۲ دیکھیں) اس کو $-V_0$ سے بڑا ہونا ہوگا؛ لہذا l بھی حقیقی اور مثبت ہوگا۔ اس کا عمومی حل درج ذیل ہوگا^{۸۸}

$$(۲.۱۴۹) \quad \psi(x) = C \sin(lx) + D \cos(lx), \quad -a < x < a$$

جہاں C اور D اختیاری مستقلات ہیں۔ آخر میں، خط $x > a$ جہاں ایک بار پھر مخفیہ صفر ہے؛ عمومی حل $\psi(x) = Fe^{-kx} + Ge^{kx}$ ہوگا تاہم $x \rightarrow \infty$ کی صورت میں دوسرا جزو بے فتابو بڑھتا ہے لہذا فتابل مقبول حل درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۱۵۰) \quad \psi(x) = Fe^{-kx}, \quad x > a$$

اگلے قدم میں ہمیں سرحدی شرائط مط کرنے ہوں گے: ψ اور $\frac{d\psi}{dx}$ نقاط $-a$ اور a پر استمراری ہیں۔ یہ جاننے ہوئے کہ دیگیا مخفیہ جفت تفاعل ہے، ہم کچھ وقت بچا سکتے ہیں اور فرض کر سکتے ہیں کہ حل مثبت یا طاق

^{۸۸} آپ جابہیں تو عمومی حل کو قوت نائی روپ $(C'e^{ilx} + D'e^{-ilx})$ میں لکھ سکتے ہیں۔ اس سے بھی دبی اختتامی نتائج حاصل ہوں گے، تاہم تعلق مخفیہ کی بن ہم جاننے ہیں کہ حل جفت یا طاق ہوں گے، اور \sin اور \cos کا استعمال اس حقیقت کو بلا واسطہ بروئے کار لاسکتا ہے۔

ہوں گے (سوال ۲.۱-ج)۔ اس کا فائدہ یہ ہے کہ ہمیں صرف ایک جانب (مثلاً $a +$) پر سرحدی شرائط مسلط کرنی ہوں گی؛ چونکہ $\psi(-x) = \pm \psi(x)$ ہے لہذا دوسری جانب کا حل ہمیں خود بخود حاصل ہوگا۔ میں جفت-حل حاصل کرتا ہوں جبکہ آپ کو سوال ۲.۲۹ میں طاق حل تلاش کرنے کو کہا گیا ہے۔ \cos جفت ہے (جبکہ \sin طاق ہے) لہذا میں درج ذیل روپ کے حلوں کی تلاش میں ہوں۔

$$(۲.۱۵۱) \quad \psi(x) = \begin{cases} Fe^{-\kappa x} & x > a \\ D \cos(lx) & 0 < x < a \\ \psi(-x) & x < 0 \end{cases}$$

نقطہ $x = a$ پر $\psi(x)$ کی استمراریت درج ذیل کہتی ہے

$$(۲.۱۵۲) \quad Fe^{-\kappa a} = D \cos(la)$$

جبکہ $\frac{d\psi}{dx}$ کی استمراریت درج ذیل کہتی ہے۔

$$(۲.۱۵۳) \quad -\kappa Fe^{-\kappa a} = -lD \sin(la)$$

مساوات ۲.۱۵۳ کو مساوات ۲.۱۵۲ سے تقسیم کرتے ہوئے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$(۲.۱۵۴) \quad \kappa = l \tan(la)$$

چونکہ κ اور l دونوں E کے تعلق میں ہیں لہذا اس کلیہ سے اجبازتی توانائیاں حاصل کی جاسکتی ہیں۔ اجبازتی توانائی E کے لئے حل کرنے سے پہلے ہم درج ذیل بہتر علائقوں میں متعارف کرتے ہیں۔

$$(۲.۱۵۵) \quad z \equiv la \quad \text{اور} \quad z_0 \equiv \frac{a}{\hbar} \sqrt{2mV_0}$$

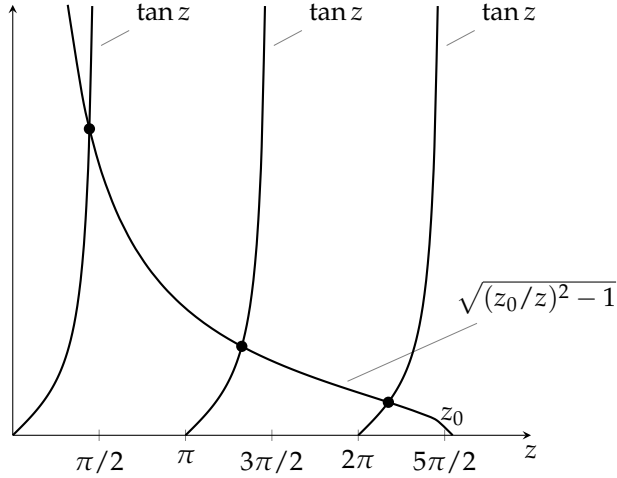
مساوات ۲.۱۴۶ اور ۲.۱۴۸ کے تحت $(\kappa^2 + l^2) = 2mV_0/\hbar^2$ ہوگا لہذا $\kappa a = \sqrt{z_0^2 - z^2}$ ہوگا اور مساوات ۲.۱۵۳ درج ذیل روپ اختیار کرے گی۔

$$(۲.۱۵۶) \quad \tan z = \sqrt{(z_0/z)^2 - 1}$$

یہ z (لہذا E) کی مادی مساوات ہے جس کا متغیر z_0 ہے (جو کنواں کی ”جامت“ کی ناپ ہے)۔ اس کو اعدادی طریقہ سے کمپیوٹر کے ذریعے حل کیا جاسکتا یا $\tan z$ اور $\sqrt{(z_0/z)^2 - 1}$ کو ایک ساتھ ترسیم کر کے ان کے نقاط تقاطع لیتے ہوئے حل کیا جاسکتا ہے (شکل ۲.۱۸)۔ دو تحدیدی صورتیں زیادہ دلچسپی کے حامل ہیں۔

۱. چوڑا اور گہرا کنواں۔ بہت بڑی z_0 کی صورت میں طاق n کے لئے نقاط تقاطع $z_n = n\pi/2$ سے معمولی نیچے ہوں گے؛ یوں درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۱۵۷) \quad E_n + V_0 \cong \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m(2a)^2}$$



شکل ۲.۱۸: تریسیمی حل برائے مساوات ۲.۱۵۶ جہاں $z_0 = 8$ لیا گیا ہے (جفت حالات)۔

اب $E + V_0$ کنواں کی تہ سے زیادہ توانائی کو ظاہر کرتی ہے اور مساوات کا دایاں ہاتھ ہمیں $2a$ چوڑائی کے لامستثنای چکور کنواں کی توانائیاں دیتا ہے (مساوات ۲.۲۷ دیکھیں)؛ بلکہ n یہاں طاق ہے لہذا توانائیوں کی نصف تعداد حاصل ہوگی۔ (جیسا آپ سوال ۲.۲۹ میں دیکھیں گے کل توانائیوں کی باقی نصف تعداد طاق نصف عمل موج سے حاصل ہوگی۔) یوں $V_0 \rightarrow \infty$ کرنے سے مستثنای چکور کنواں سے لامستثنای چکور کنواں حاصل ہوگا؛ تاہم کسی بھی مستثنای V_0 کی صورت میں مقید حالات کی تعداد مستثنای ہوگی۔

ب۔ کم گہرا کم چوڑا کنواں جیسے جیسے z_0 کی قیمت کم کی جاتی ہے مقید حالات کی تعداد کم ہوتی جاتی ہے حتیٰ کہ آخر کار ($z_0 < \pi/2$) کیلئے جہاں کم ترین طاق حال بھی نہیں پایا جاتا (صرف ایک مقید حال رہ جائے گا۔ دلچسپ بات یہ ہے، کنواں جتنا بھی ”کنزور“ کیوں نہ ہو، ایک عدد مقید حال ضرور پایا جائے گا۔

اگر آپ ψ (مساوات ۲.۱۵۱) کو معمول پر لانے میں دلچسپی رکھتے ہیں (سوال ۲.۳۰) تو ایسا ضرور کریں جبکہ میں اب بکھراؤ حالات ($E > 0$) کی طرف بڑھنا چاہوں گا۔ بائیں ہاتھ جہاں $V(x) = 0$ ہے درج ذیل ہوگا

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \quad (x < -a) \quad (2.158)$$

جہاں ہمیشہ کی طرح درج ذیل ہوگا۔

$$k \equiv \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \quad (2.159)$$

کنواں کے اندر جہاں $V(x) = -V_0$ ہے درج ذیل ہوگا

$$\psi(x) = C \sin(lx) + D \cos(lx) \quad (-a < x < a) \quad (2.160)$$

جہاں پہلے کی طرح درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۱۶۱) \quad l \equiv \frac{\sqrt{2m(E + V_0)}}{\hbar}$$

دائیں جانب، جہاں ہم فرض کرتے ہیں کہ کوئی آمدی موج نہیں پائی جاتی، درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۱۶۲) \quad \psi(x) = Fe^{ikx}$$

یہاں آمدی جیٹ A ، انعکاسی جیٹ B اور ترسیلی جیٹ F ہے۔^{۸۹}

یہاں چار سرحدی شرائط پائے جاتے ہیں: نقطہ $-a$ پر $\psi(x)$ کے استمرار کے تحت درج ذیل ہوگا

$$(۲.۱۶۳) \quad Ae^{-ika} + Be^{ika} = -C \sin(la) + D \cos(la)$$

نقطہ $-a$ پر $\frac{d\psi}{dx}$ کا استمرار درج ذیل دے گا

$$(۲.۱۶۴) \quad ik[Ae^{-ika} - Be^{ika}] = l[C \cos(la) + D \sin(la)]$$

نقطہ $+a$ پر $\psi(x)$ کا استمرار درج ذیل دے گا

$$(۲.۱۶۵) \quad C \sin(la) + D \cos(la) = Fe^{ika}$$

اور $+a$ پر $\frac{d\psi}{dx}$ کا استمرار درج ذیل دے گا۔

$$(۲.۱۶۶) \quad l[C \cos(la) - D \sin(la)] = ikFe^{ika}$$

ہم ان میں سے دو کو استعمال کرتے ہوئے C اور D حراج کر کے باقی دو کو B اور F کے لئے حل کر سکتے ہیں (سوال ۲.۳۲ دیکھیے)۔

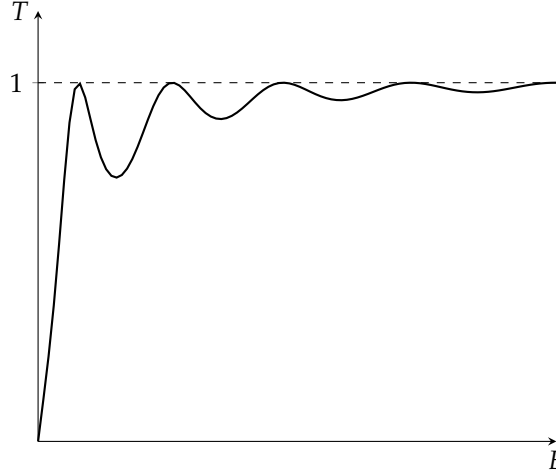
$$(۲.۱۶۷) \quad B = i \frac{\sin(2la)}{2kl} (l^2 - k^2) F$$

$$(۲.۱۶۸) \quad F = \frac{e^{-2ika} A}{\cos(2la) - i \frac{(k^2 + l^2)}{2kl} \sin(2la)}$$

شرح ترسیل $(T = |F|^2 / |A|^2)$ کو اصل متغیرات کی صورت میں لکھتے ہوئے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$(۲.۱۶۹) \quad T^{-1} = 1 + \frac{V_0^2}{4E(E + V_0)} \sin^2 \left(\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(E + V_0)} \right)$$

^{۸۹} مقید حالات کی صورت میں ہم نے طاق اور جفت تفعلات تلاش کیے۔ ہم یہاں بھی ایسا کر سکتے ہیں، تاہم مسئلہ بچر او میں امواج صرف ایک رخ سے آتے ہیں لہذا یہ مسئلہ ذاتی طور پر غیر تشکیلی ہے اور سیاق و سباق کے لحاظ سے (حسرت پذیر امواج کے اظہار کے لئے) قوت نسائی علامت کا استعمال زیادہ موثر ہے۔



شکل ۲.۱۹: ترسیلی مستقل بطور توانائی کا تفاعل (مساوات ۲.۱۶۹)۔

دھیان رہے کہ جہاں بھی سائن کی قیمت صفر ہو، یعنی درج ذیل نقطوں پر جہاں n عدد صحیح ہے

$$(۲.۱۷۰) \quad \frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(E_n + V_0)} = n\pi$$

وہاں $T = 1$ (اور کنواں ”مکمل شفاف“ ہوگا۔ یوں مکمل ترسیل کے لیے درکار توانائیاں درج ذیل ہوں گی

$$(۲.۱۷۱) \quad E_n + V_0 = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m(2a)^2}$$

جو عین لامستثنائی چپور کنواں کی اجازتی توانائیاں ہیں۔ شکل ۲.۱۹ میں توانائی کے لحاظ سے T ترسیم کیا گیا ہے۔^{۹۰}

سوال ۲.۲۹: مستثنائی چپور کنواں کے طاق مقید حال کے تفاعل موج کا تجزیہ کریں۔ اجازتی توانائیوں کی ماورائی مساوات اخذ کر کے اسے ترسیبی طور پر حل کریں۔ اس کے دونوں تحدیدی صورتوں پر غور کریں۔ کیا ہر صورت ایک طاق مقید حال پایا جائے گا؟

سوال ۲.۳۰: مساوات ۲.۱۵۱ میں دیا گیا $\psi(x)$ معمول پر لا کر مستقل D اور F تعین کریں۔

سوال ۲.۳۱: ڈیراک ڈیلٹا تفاعل کو ایک ایسی مستطیل کی تحدیدی صورت تصور کیا جاسکتا ہے، جس کا رقبہ اکائی (1) رکھتے ہوئے اس کی چوڑائی صفر تک اور فت لامستثنائی تک پہنچائی جائے۔ دکھائیں کہ ڈیلٹا تفاعل کنواں (مساوات ۲.۱۱۳) لامستثنائی گہرا ہونے کے باوجود $0 \rightarrow z_0$ کی بنا ایک ”مکزور“ مخفیہ ہے۔ ڈیلٹا تفاعل مخفیہ کو مستثنائی چپور کنواں کی تحدیدی صورت لیتے ہوئے اس کی مقید حال کی توانائی تعین کریں۔ تصدیق کریں کہ آپ

^{۹۰} اس حیرت کن مظہر کا مشاہدہ تجربہ گاہ میں بطور مزاور وٹاؤنسنڈ اثر (Ramsauer-Townsend effect) کیا گیا ہے۔

باب ۲. غیر تاجع وقت شرودنجر مساوات

کا جواب مساوات ۲.۱۲۹ کے مطابق ہے۔ دکھائیں کہ موزوں حد کی صورت میں مساوات ۲.۱۶۹ کی تخفیف مساوات ۲.۱۴۱ دے گی۔

سوال ۲.۳۲: مساوات ۲.۱۶۷ اور ۲.۱۶۸ اخذ کریں۔ اشارہ: مساوات ۲.۱۶۵ اور ۲.۱۶۶ سے C اور D کو F کی صورت میں حاصل کر کے

$$C = [\sin(la) + i \frac{k}{l} \cos(la)] e^{ika} F; \quad D = [\cos(la) - i \frac{k}{l} \sin(la)] e^{ika} F$$

انہیں واپس مساوات ۲.۱۶۳ اور ۲.۱۶۴ میں پر کریں۔ شرح ترسیل حاصل کر کے مساوات ۲.۱۲۹ کی تصدیق کریں۔

سوال ۲.۳۳: مستطیلی رکاوٹ (جسے خطہ $-a < x < a$ میں $V(x) = +V_0 > 0$ سے مساوات ۲.۱۴۵ دیتی ہے) کے لئے شرح ترسیل تعیین کریں۔ تین صورتوں $E < V_0$ ، $E = V_0$ اور $E > V_0$ کو علیحدہ علیحدہ حل کریں۔ (آپ دیکھیں گے کہ رکاوٹ کے اندر تینوں صورتوں میں تصاعلی موج ایک دوسرے سے مختلف ہوں گے۔) جزوی جواب: $E < V_0$ کے لئے درج ذیل ہوگا۔^۹

$$T^{-1} = 1 + \frac{V_0^2}{4E(V_0 - E)} \sinh^2 \left(\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)} \right)$$

سوال ۲.۳۴: درج ذیل سیڑھی مخفیہ پر غور کریں۔

$$V(x) = \begin{cases} 0 & x \leq 0 \\ V_0 & x > 0 \end{cases}$$

ا. شرح انعکاس $E < V_0$ کی صورت کیلئے حاصل کر کے جواب پر تبصرہ کریں۔

ب. شرح انعکاس $E > V_0$ کی صورت کے لئے حاصل کریں۔

ج. ایسے مخفیہ کے لئے جو رکاوٹ کے دائیں جانب واپس صفر نہیں ہو جاتا، ترسیلی موج کی رفتار مختلف ہوگی لہذا شرح ترسیل $|F|^2 / |A|^2$ نہیں ہوگی (جہاں A آمدی جیٹ اور F ترسیلی جیٹ ہے)۔ دکھائیں کہ $E > V_0$ کے لئے درج ذیل ہوگا۔

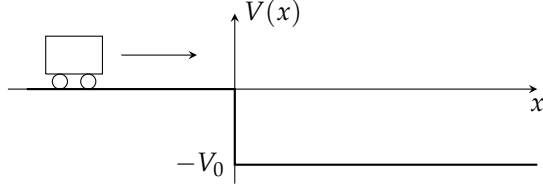
$$T = \sqrt{\frac{E - V_0}{E}} \frac{|F|^2}{|A|^2} \quad (۲.۱۷۲)$$

اشارہ: آپ اسے مساوات ۲.۹۸ سے حاصل کر سکتے ہیں؛ یا زیادہ خوبصورتی لیکن کم معلومات کے ساتھ احتمال رد (سوال ۲.۱۹) سے حاصل کر سکتے ہیں۔ $E < V_0$ کی صورت میں T کیا ہوگا؟

د. صورت $E > V_0$ کے لئے سیڑھی مخفیہ کے لئے شرح ترسیل تلاش کر کے $T + R = 1$ کی تصدیق کریں۔

سوال ۲.۳۵: ایک ذرہ جس کی کمیت m اور حرکی توانائی $E > 0$ ہو مخفیہ کی ایک اچانک گہرائی (شکل ۲.۲۰) کی طرف بڑھتا ہے۔

^۹ یہ سرنگ زنی کی ایک اچھی مثال ہے۔ کلاسیکی طور پر ذرہ رکاوٹ سے ٹکرانے کے بعد واپس لوٹے گا۔



شکل ۲.۲۰: عمودی چٹان سے بکھراؤ (سوال ۲.۳۵)۔

۱. صورت $E = V_0/3$ میں اس کے انعکاس کا احتمال کیا ہوگا؟ اشارہ: یہ بالکل سوال ۲.۳۴ کی طرح ہے، بس یہاں سیڑھی اوپر کی بجائے نیچے کو ہے۔

ب. میں نے محفّیہ کی شکل و صورت یوں پیش کی ہے گویا ایک گاڑی افقی چٹان سے نیچے گرنے والی ہے تاہم ایسی کھائی سے گاڑی کا ٹکراؤ واپس لوٹنے کا احتمال حبزو-۱ کے نتیجے سے بہت کم ہوگا۔ یہ محفّیہ کیوں ایک افقی چٹان کی صحیح ترجمانی نہیں کرتا ہے؟ اشارہ: شکل ۲.۲۰ میں جیسے ہی گاڑی نقطہ $x = 0$ پر سے گزرتی ہے، اس کی توانائی عدم استمرار کے ساتھ گر کر $-V_0$ ہو جاتی ہے؛ کیا یہ نیچے گرتے ہوئی گاڑی کے لیے درست ہوگا؟

ج. ایک نیوٹران مرکزہ میں داخل ہوتے ہوئے محفّیہ میں اچانک کمی محسوس کرتا ہے۔ باہر $V = 0$ جبکہ مرکزہ کے اندر $V = -12 \text{ MeV}$ ہوتا ہے۔ فرض کریں بذریعہ اشتقاق خارج ایک نیوٹران جس کی حرکی توانائی 4 MeV ہو ایک ایسے مرکزہ کو ٹکراتا ہے۔ اس نیوٹران کا جذب ہو کر دوسرا اشتقاق پیدا کرنے کا احتمال کیا ہوگا؟ اشارہ: آپ نے حبزو-۱ میں انعکاس کا احتمال تلاش کیا؛ کلیہ $T = 1 - R$ استعمال کر کے سطح سے ترسیل کا احتمال حاصل کریں۔

مزید سوالات برائے باب ۲

سوال ۲.۳۶: عین مبداء پر $-a < x < +a$ کے بیچ لامستثنائی چپکوروکنواں کے اندر $V(x) = 0$ اور اس کے باہر $V(x) = \infty$ ہے۔ غیر تابع وقت شرودنگر مساوات پر موزوں سرحدی شرائط کر کے اسے حل کریں۔ تصدیق کریں کہ آپ کی توانائیاں عین میری حاصل کردہ توانائیوں (مساوات ۲.۲۷) کے مطابق ہیں اور تصدیق کریں کہ میری ψ (مساوات ۲.۲۸) میں $(x+a)/2 \rightarrow x$ پر کر کے، موزوں معمول زنی سے آپ کی تمام ψ حاصل ہوتی ہیں۔ اپنے اولین تین حل ترسیم کریں اور ان کا موازنہ شکل ۲.۲ سے کریں۔ دھیان رہے کہ یہاں کنواں کی چوڑائی $2a$ ہے۔

سوال ۲.۳۷: لامستثنائی چپکوروکنواں (مساوات ۲.۱۹) میں ایک ذرے کا ابتدائی تفاعل موج درج ذیل ہے۔

$$\Psi(x, 0) = A \sin^3(\pi x/a) \quad (0 \leq x \leq a)$$

مستقل A اور $\Psi(x, t)$ تلاش کر کے وقت کے لحاظ سے $\langle x \rangle$ کا حساب لگائیں۔ توانائی کی توقعاتی قیمت کیا ہو گی؟ اشارہ: $\sin^n \theta$ اور $\cos^n \theta$ کو تخفیف کے بعد $\sin(m\theta)$ اور $\cos(m\theta)$ کے خطی جوڑ لکھا جاسکتا ہے جہاں $m = 0, 1, 2, \dots, n$ ہوگا۔

باب ۲. غیر تاج وقت شروع و نگر مساوات

سوال ۲.۳۸: کمیت m کا ایک ذرہ لامستثنائی چپکور کنواں (مساوات ۲.۱۹) میں زمینی حال میں ہے۔ اچانک کنویں کا دایاں دیوار a سے $2a$ منتقل ہوتا ہے جس سے کنواں کی چوڑائی دگنی ہو جاتی ہے۔ لحاتی طور پر اس عمل سے تقا عمل موج اثر انداز نہیں ہوتا۔ اس ذرہ کی توانائی کی پینا نشان اب کی جاتی ہے۔

ا. کون نتیجہ سب سے زیادہ امکان رکھتا ہے؟ اس نتیجے کے حصول کا احتمال کیا ہوگا؟

ب. کون نتیجہ اس کے بعد زیادہ امکان رکھتا ہے اور اس کا احتمال کیا ہوگا؟

ج. توانائی کی توقعاتی قیمت کیا ہوگی؟ اشارہ: اگر آپ کو لامستثنائی تسلسل کا سامن ہو تب کوئی دوسری ترکیب استعمال کریں۔

سوال ۲.۳۹:

ا. دکھائیں کہ لامستثنائی چپکور کنواں میں ایک ذرہ کا تقا عمل موج کوانٹائی تجدیدی عرصہ $T = 4ma^2 / \pi \hbar$ کے بعد دوبارہ اپنے اصل روپ میں واپس آتا ہے۔ یعنی (نہ صرف ساکن حال) بلکہ کسی بھی حال کے لئے $\Psi(x, T) = \Psi(x, 0)$ ہوتا ہے۔

ب. دیواروں سے ٹکرا کر دائیں سے بائیں اور بائیں سے دائیں حرکت کرتے ہوئے ایک ذرہ جس کی توانائی E ہو کا کلاسیکی تجدیدی عرصہ کیا ہوگا؟

ج. کس توانائی کیلئے یہ تجدیدی عرصہ ایک دوسرے کے برابر ہوں گے؟^{۹۳}

سوال ۲.۴۰: ایک ذرہ جس کی کمیت m ہے درج ذیل مخفی کو میں پایا جاتا ہے۔

$$V(x) = \begin{cases} \infty & (x < 0) \\ -32\hbar^2 / ma^2 & (0 \leq x \leq a) \\ 0 & (x > a) \end{cases}$$

ا. اس کے مقید حلوں کی تعداد کیا ہوگی؟

ب. مقید حال میں سب سے زیادہ توانائی کی صورت میں کنواں کے باہر ($x > a$) ذرہ پائے جانے کا احتمال کیا ہوگا؟ جواب: 0.542، اگر چہ یہ کنواں میں مقید ہے، تاہم اس کا کنواں سے باہر پائے جانے کا امکان زیادہ ہے۔

سوال ۲.۴۱: ایک ذرہ جس کی کمیت m ہے ہارمونی مرتعش کی مخفی (مساوات ۲.۴۳) میں درج ذیل حال سے آغاز کرتا ہے جہاں A کوئی مستقل ہے۔

$$\Psi(x, 0) = A \left(1 - 2\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} x \right)^2 e^{-\frac{m\omega}{2\hbar} x^2}$$

ا. توانائی کی توقعاتی قیمت کیا ہے؟

revival time^{۹۴}

^{۹۳} یہ غور طلب تضاد ہے کہ کلاسیکی اور کوانٹائی تجدیدی عرصوں کا ہر ایک دوسرے کے ساتھ کوئی تعلق نہیں پایا جاتا ہے (اور کوانٹائی تجدیدی عرصہ توانائی پر منحصر بھی نہیں ہے۔)

ب. مستقبل کے لمحہ T پر تفاعل موج درج ذیل ہوگا

$$\Psi(x, T) = B \left(1 + 2\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} x \right)^2 e^{-\frac{m\omega}{2\hbar} x^2}$$

جہاں B کوئی مستقل ہے۔ لمحہ T کی کم سے کم ممکن قیمت کیا ہوگی؟

سوال ۲.۴۲: درج ذیل نصف ہارمونی سر تعیش کی اجبازتی توانائیاں تلاش کریں۔

$$V(x) = \begin{cases} (1/2)m\omega^2 x^2 & x > 0 \\ \infty & x < 0 \end{cases}$$

(مثلاً ایک ایسا سپرنگ جس کو کھینچ تو جاسکتا ہے لیکن دبایا نہیں جاسکتا ہے۔) اشارہ: اس کو حل کرنے کے لئے آپ کو ایک بار اچھی طرح معزماری کرنی ہوگی جبکہ حقیقی حساب بہت کم درکار ہوگی۔

سوال ۲.۴۳: آپ نے سوال ۲.۲۲ میں ساکن گاوسی آزاد ذرہ موجی اکٹھ کا تجزیہ کیا۔ اب ابتدائی تفاعل موج

$$\Psi(x, 0) = Ae^{-ax^2} e^{ilx}$$

جہاں l ایک حقیقی مستقل ہے سے آغاز کرتے ہوئے متحرک گاوسی موجی اکٹھ کے لیے یہی مسئلہ دوبارہ حل کریں۔

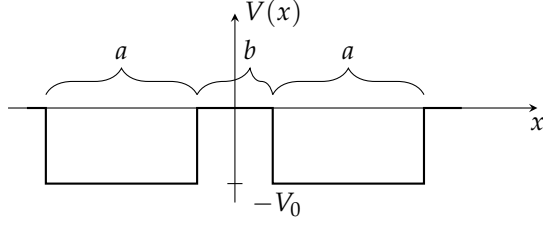
سوال ۲.۴۴: مبدأ پر لامتناہی چکور کنواں، جس کے وسط پر درج ذیل ڈیلٹا تفاعل رکاوٹ ہو، کے لیے غیر متابع وقت شرودنگر مساوات حل کریں۔

$$V(x) = \begin{cases} \alpha\delta(x) & -a < x < +a \\ \infty & |x| \geq a \end{cases}$$

جفت اور طاق تفاعل امواج کو علیحدہ علیحدہ حل کریں۔ انہیں معمول پر لانے کی ضرورت نہیں ہے۔ اجبازتی توانائیوں کو (اگر ضرورت پیش آئے) ترمیمی طور پر تلاش کریں۔ ان کا موازنہ ڈیلٹا تفاعل کی غیر موجودگی میں مطابقتی توانائیوں کے ساتھ کریں۔ طاق حلوں پر ڈیلٹا تفاعل کا کوئی اثر نہ ہونے پر تبصرہ کریں۔ تحدیدی صورتیں $0 \rightarrow a$ اور $\infty \rightarrow a$ پر تبصرہ کریں۔

سوال ۲.۴۵: ایسے دو یا دو سے زیادہ غیر متابع وقت شرودنگر مساوات کے منفرد^{۹۴} حل جن کی توانائی E ایک دوسرے جیسی ہو کو **انحطاطی**^{۹۵} کہتے ہیں۔ مثال کے طور پر آزاد ذرہ کے حال دوہری انحطاطی ہیں۔ ان میں سے ایک حل دائیں رخ اور دوسرا بائیں رخ حرکت کو ظاہر کرتا ہے۔ تاہم ہم نے ایسے کوئی انحطاطی حل نہیں دیکھے جو معمول پر لانے کے قابل ہوں اور یہ محض ایک اتفاق نہیں ہے۔ درج ذیل مسئلہ ثابت کریں: یک بعدی مقید انحطاطی حال نہیں پائے

^{۹۴} ایسے دو حل جن میں صرف جبزو ضربی کا مندرجہ پایا جاتا ہو (جن میں ایک مرتبہ معمول پر لانے کے بعد صرف دوری جبزو ϕ کا مندرجہ پایا جاتا ہو) در حقیقت ایک ہی حل کو ظاہر کرتے ہیں لہذا انہیں یہاں منفرد نہیں کہا جاسکتا ہے۔ یہاں ”منفرد“ سے مراد ”خطی طور پر غیر متابع“ ہے۔
degenerate^{۹۵}



شکل ۲.۲۱: دوہرا چکور کنواں (سوال ۲.۴۷)۔

جاتے ہیں۔^{۹۶} اشارہ: مندرجہ ذیل ψ_1 اور ψ_2 ایسے دو حل ہوں جن کی توانائی، E ، ایک دوسری جیسی ہو۔ حل ψ_1 کی شرودنگر مساوات کو ψ_2 سے ضرب دیں اور اس سے ψ_2 کی شرودنگر مساوات کو ψ_1 سے ضرب دے کر منفی کر کے دکھائیں کہ $\psi_1 \frac{d\psi_2}{dx} - \psi_2 \frac{d\psi_1}{dx}$ ایک مستقل ہوگا۔ اب $\pm\infty$ پر معمول پر لائے جانے کے متبادل ہر حل $0 \rightarrow \psi$ ہوگا۔ اس حقیقت کو استعمال کرتے ہوئے دکھائیں کہ یہ مستقل درحقیقت صفر ہوگا جس سے آپ نتیجہ اخذ کر سکتے ہیں کہ ψ_2 دراصل ψ_1 کا مضرب ہے لہذا یہ حل دو الگ الگ حل نہیں ہو سکتے ہیں۔

سوال ۲.۴۶: فرض کریں کہ m کا ایک موتی ایک دائری چھلا پر بے رگڑ حرکت کرتا ہے۔ چھلے کا محیط L ہے۔ (یہ ایک آزاد ذرہ کی مانند ہے تاہم یہاں $\psi(x+L) = \psi(x)$ ہوگا۔) اس کے ساکن حالت تلاش کر کے انہیں معمول پر لائیں اور ان کی مطابقتی اجزائی توانائیاں دریافت کریں۔ آپ دیکھیں گے کہ ہر ایک توانائی E_n کے لئے دو آپس میں غیر تاج حل پائے جائیں گے جن میں سے ایک گھڑی وار اور دوسرا خلاف گھڑی حرکت کے لیے ہوگا، جنہیں آپ $\psi_n^+(x)$ اور $\psi_n^-(x)$ کہہ سکتے ہیں۔ سوال ۲.۴۵ کے مسئلہ کو مد نظر رکھتے ہوئے آپ اس انحطاط کے بارے میں کیا کہیں گے (اور یہ مسئلہ یہاں کارآمد کیوں نہیں ہے)؟

سوال ۲.۴۷: آپ کو صرف کئی تجزیہ کی اجازت ہے حساب کر کے نتیجہ اخذ کرنے کی اجازت نہیں ہے۔ شکل ۲.۲۱ میں دکھائے گئے ”دوہرا چکور کنواں“ پر غور کریں جہاں گہرائی V_0 اور چوڑائی a مقررہ ہیں جو اتنے بڑے ضرور ہیں کہ کئی مقید حالت ممکن ہوں۔

۱. زمینی قاع عمل موج ψ_1 اور پہلا جعبان حال ψ_2 کا x کہ درج ذیل صورت میں کھینچیں۔

۱. $b = 0$ ،

۲. $b \approx a$ ،

۳. $b \gg a$.

^{۹۶} جیسا کہ باب ۳ میں دیکھیں گے، بلند ابعاد میں ایسی انحطاط عام پائی جاتی ہیں۔ فرض کریں کہ مخفیہ علیحدہ علیحدہ حصوں پر مشتمل نہیں ہے جن کے پچھلے میں $V = \infty$ ہو۔ مثلاً دو تنہا لامتناہی کنویں مقید انحطاطی حال دیں گے جہاں ذرہ ایک یا دوسرے کنواں میں پایا جائے گا۔

ب۔ b کی قیمت صفر سے لامتناہی تک بڑھتے ہوئے توانائیاں (E_1 اور E_2) کس طرح تبدیل ہوتی ہیں، اس کا کیفی جواب دیں۔ $E_1(b)$ اور $E_2(b)$ کو ایک ساتھ ترسیم کریں۔

ج۔ دو جوہری سالمہ میں الیکٹران پر اثر انداز مخفی توانائی کا تاریخی ایک دوری نمونہ دوہرا کنواں پیش کرتا ہے (سمرکزوں کی قوت کشش کو دو کنویں ظاہر کرتی ہیں)۔ اگر سمرکزوں کی آزادی سے حرکت کر سکتے ہوں تب یہ کم سے کم توانائی کی تنظیم اختیار کریں گے۔ جزو- (ب) میں حاصل نتائج کے تحت کیا الیکٹران ان سمرکزوں کو ایک دوسرے کے قریب کھینچے گا یا انہیں ایک دوسرے سے دور رہنے پر مجبور کرے گا۔ (اگرچہ دو سمرکزوں کے بیچ قوت دفع بھی پایا جاتا ہے تاہم اس کی بات یہاں نہیں کی جا رہی ہے۔)

سوال ۲.۴۸: آپ نے مساوات ۲.۳۹ کے تسلسل کا مجموعہ لیتے ہوئے سوال ۲.۷-۲ میں توانائی کی توقعاتی قیمت تلاش کی جہاں حاشیہ میں آپ کو میں نے آگاہ کیا کہ اس کو $\langle H \rangle = \int \psi(x, 0)^* H \psi(x, 0) dx$ کے پرانے طریقے سے حاصل نہ کریں چونکہ $\psi(x, 0)$ کے پہلے تفرق میں عدم استمرار دوسرے تفرق کو پریشان کن بناتا ہے۔ حقیقت میں آپ مکمل بالخصوص کے ذریعے اسے حل کر سکتے تھے لیکن ڈیراک ڈیلٹا تفاعل اس طرح کے انوکھے مسائل حل کرنے کا ایک بہترین طریقہ فراہم کرتا ہے۔

ا۔ آپ سوال ۲.۷ میں $\psi(x, 0)$ کا پہلا تفرق حاصل کر کے اس کو سیدھی تفاعل $\theta(x - a/2)$ کی صورت میں لکھیں جسے مساوات ۲.۱۴۳ میں پیش کیا گیا ہے۔ (آخری سروں کی منکر نہ کریں، صرف اندرونی خط $0 < x < a$ کے لیے لکھیں۔)

ب۔ ابتدائی موجی تفاعل $\psi(x, 0)$ کے دوہرا تفرق کو سوال ۲.۲۴-ب کا نتیجہ استعمال کرتے ہوئے ڈیلٹا تفاعل کی صورت میں لکھیں۔

ج۔ مکمل $\int \psi(x, 0)^* H \psi(x, 0) dx$ کو حل کر کے اس کی قیمت حاصل کر کے تصدیق کریں کہ یہ وہی نتیجہ ہے جو آپ پہلے حاصل کر چکے ہیں۔

سوال ۲.۴۹:

ا۔ دکھائیں کہ ہارمونک سر تعیش کی مخفی توانائی (مساوات ۲.۴۳) کے لئے

$$\psi(x, t) = \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar} \right)^{1/4} e^{-\frac{m\omega}{2\hbar} \left(x^2 + \frac{a^2}{2} (1 + e^{-2i\omega t}) + \frac{i\hbar t}{m} - 2axe^{-i\omega t} \right)}$$

تابع وقت شروڈنگر مساوات پر پورا اترتا ہے جہاں a ایک حقیقی مستقل ہے جس کا بُعد لمبائی ہے۔^{۹۷}

ب۔ $|\psi(x, t)|^2$ تلاش کریں اور موجی اکٹھ کی حرکت پر تبصرہ کریں۔

ج۔ $\langle x \rangle$ اور $\langle p \rangle$ کا حساب لگائیں اور دیکھیں آیا مسئلہ اہر نفٹ (مساوات ۱.۳۸) پر یہ پورا اترتے ہیں۔

سوال ۲.۵۰: درج ذیل حرکت کرتے ہوئے ڈیلٹا تفاعل کنواں پر غور کریں

$$V(x, t) = -\alpha \delta(x - vt)$$

^{۹۷} تابع وقت شروڈنگر مساوات کے ٹیکہ ٹیکہ ہندروپ میں حل کی یہ ایک نایاب مثال ہے۔

جہاں کنواں کی (غیر تغیر) سمتی رفتار کو v ظاہر کرتا ہے۔
۱. دکھائیں کہ تاجع وقت شرودنگر مساوات کا حل درج ذیل ہے

$$\psi(x, t) = \frac{\sqrt{m\alpha}}{\hbar} e^{-m\alpha|x-vt|/\hbar^2} e^{-i[(E+(1/2)mv^2)t-mvx]/\hbar}$$

جہاں $E = -m\alpha^2/2\hbar^2$ ساکن ڈیلٹا تفاعل کے مقید حال کی توانائی ہے۔ اشارہ: اس حل کو شرودنگر مساوات میں پڑ کر کے آپ تصدیق کر سکتے ہیں۔ سوال ۲۰.۲۴-ب کا نتیجہ استعمال کریں۔

ب. اس حال میں ہیملٹن کی توقعاتی قیمت تلاش کر کے نتیجہ پر تبصرہ کریں۔
سوال ۲۰.۵۱: درج ذیل مخفیہ پر غور کریں

$$V(x) = -\frac{\hbar^2 a^2}{m} \operatorname{sech}^2(ax)$$

جہاں a ایک مثبت مستقل ہے۔
۱. اس مخفیہ کو ترسیم کریں۔

ب. تصدیق کریں کہ اس مخفیہ کا زمینی حال درج ذیل ہے

$$\psi_0(x) = A \operatorname{sech}(ax)$$

اور اسکی توانائی تلاش کریں۔ ψ_0 کو معمول پر لا کر اس کی ترسیم کا حث کہ بنائیں۔

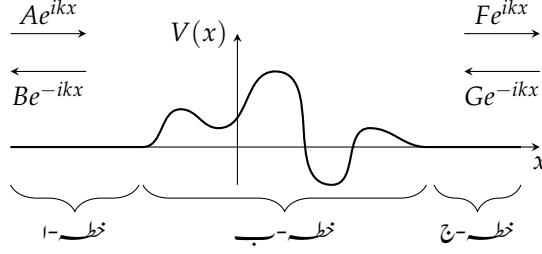
ج. دکھائیں کہ درج ذیل تفاعل کسی بھی (مثبت) توانائی E کے لیے شرودنگر مساوات کو حل کرتا ہے (جہاں ہمیشہ کی طرح $k \equiv \sqrt{2mE}/\hbar$ ہے)۔

$$\psi_k(x) = A \left(\frac{ik - a \tanh(ax)}{ik + a} \right) e^{ikx}$$

چونکہ $z \rightarrow -\infty$ سے $z \rightarrow -1$ $\tanh z$ ہوگا لہذا x کی بہت بڑی منفی قیمتوں کے لیے درج ذیل ہوگا

$$\psi_k(x) \approx A e^{ikx} \text{ بڑی منفی } x \text{ کے لیے}$$

جو e^{-ikx} کی عدم موجودگی کی بنا، بائیں سے آمد ایک موج کو ظاہر کرتا ہے جس میں کوئی انعکاسی موج نہیں پائی جاتی ہے۔ x کی بڑی مثبت قیمتوں کے لیے $\psi_k(x)$ کی متعارف روبرو کیا ہوگی؟ اس مخفیہ کے لیے R اور T کیا ہوں گے؟ تبصرہ: بلا انعکاس مخفیہ^{۹۸} کی ایک بہت مشہور مثال ہے؛ ہر ذرہ، اس سے قطع نظر کہ اس کی توانائی کتنی ہے، اس مخفیہ سے سیدھا گزرتا ہے۔



شکل ۲.۲۲: معتمی اختیاری مخفیہ (جو خط-۲ کے علاوہ $V(x) = 0$ ہے) سے بکھراؤ (سوال ۲.۵۲)۔

سوال ۲.۵۲: قالبے بکھراؤ۔^{۹۹} معتمی مخفیہ کے لیے بکھراؤ کا نظریہ ایک عمومی صورت اختیار کرتا ہے (شکل ۲.۲۲)۔ بائیں ہاتھ خط-۱ میں $V(x) = 0$ ہے لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$(۲.۱۴۳) \quad \psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}, \quad k \equiv \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \text{ جہاں}$$

دائیں ہاتھ خط-۲ میں بھی $V(x) = 0$ ہے لہذا ایسا درج ذیل ہوگا

$$(۲.۱۴۴) \quad \psi(x) = Fe^{ikx} + Ge^{-ikx}$$

ان دونوں کے بیچ خط-۲ میں مخفیہ جانے بغیر میں آپ کو ψ کے بارے میں کچھ نہیں بتا سکتا، تاہم چونکہ شرودنگر مساوات خطی اور دور تہی تفسر قی ہے لہذا اس کا عمومی حل لازماً درج ذیل روپ کا ہوگا

$$\psi(x) = Cf(x) + Dg(x)$$

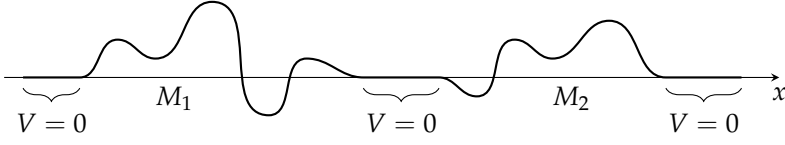
جہاں $f(x)$ اور $g(x)$ دو خطی غیر تابع مخصوص حل ہیں۔ یہاں چار عدد سرحدی شرائط ہوں گے جن میں سے دو خط-۱ اور ۲ کو جوڑیں گے اور باقی دو خط-۲ اور ۳ کو جوڑیں گے۔ ان میں سے دو کو استعمال کر کے C اور D کو حصار کرتے ہوئے باقی دو کو حل کر کے A اور G کی صورت میں B اور F تلاش کیے جاسکتے ہیں:

$$B = S_{11}A + S_{12}G, \quad F = S_{21}A + S_{22}G$$

یہ چار عددی سر S_{ij} جو k (لہذا E) پر منحصر ہیں 2×2 متالب S دیتے ہیں جس کو قالبے بکھراؤ^{۱۰۰} یا مختصر قالبے S ^{۱۰۱} کہتے ہیں۔ متالب S آپ کو آمدی حیطوں (A اور G) کی صورت میں رخصتی حیطوں (B اور F) کی قیمت دیتا ہے:

$$(۲.۱۴۵) \quad \begin{pmatrix} B \\ F \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ G \end{pmatrix}$$

^{۹۹} scattering matrix
^{۱۰۰} scattering matrix
^{۱۰۱} S-matrix



شکل ۲.۲۳: دو تہا حصوں پر مبنی مخفیہ (سوال ۲.۵۳)۔

بائیں سے بھراؤ کی صورت میں $G = 0$ ہوگا لہذا انعکاسی اور ترسیلی شرح درج ذیل ہوں گی۔

$$(۲.۱۷۶) \quad R_l = \frac{|B|^2}{|A|^2} \Big|_{G=0} = |S_{11}|^2, \quad T_l = \frac{|F|^2}{|A|^2} \Big|_{G=0} = |S_{21}|^2$$

دائیں سے بھراؤ کی صورت میں $A = 0$ ہوگا لہذا درج ذیل ہوں گے۔

$$(۲.۱۷۷) \quad R_r = \frac{|F|^2}{|G|^2} \Big|_{A=0} = |S_{22}|^2, \quad T_r = \frac{|B|^2}{|G|^2} \Big|_{A=0} = |S_{12}|^2$$

۱. ڈیٹا تفسیر عمل کنواں (مساوات ۲.۱۱۴) کے لیے بھراؤ کا متالاب S تیار کریں۔

ب. لامتناہی چکور کنواں (مساوات ۲.۱۳۵) کے لیے متالاب S تیار کریں۔ اشارہ: مسئلہ کی تشاکلی پن بروئے کار لائیں۔
نئے کام کی ضرورت نہیں ہوگی۔

سوال ۲.۵۳: **قالب ترسیل**۔ S (سوال ۲.۵۲) آپ کو رخصتی حیطوں (B اور F) کو آمدی حیطوں (A اور G) کی صورت میں پیش کرتا ہے (مساوات ۲.۱۷۵)۔ بعض اوقات ترسیلی و متالاب M کے ساتھ کام کرنا زیادہ آسان ثابت ہوتا ہے جو مخفیہ کے دائیں جانب حیطوں (F اور G) کو بائیں جانب حیطوں (A اور B) کی صورت میں پیش کرتا ہے:

$$(۲.۱۷۸) \quad \begin{pmatrix} F \\ G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ m_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}$$

۱. متالاب S کے اجزاء کی صورت میں متالاب M کے چار اجزاء تلاش کریں۔ اسی طرح متالاب M کے چار اجزاء کی صورت میں متالاب S کے اجزاء تلاش کریں۔ مساوات ۲.۱۷۶ اور مساوات ۲.۱۷۷ میں دیے گئے R_l, T_l, R_r اور T_r کو M متالاب کے ارکان کی صورت میں لکھیں۔

ب. فرض کریں آپ کے پاس ایک ایسا مخفیہ ہو جو دو تہا ٹکڑوں پر مشتمل ہو (شکل ۲.۲۳)۔ دکھائیں کہ اس پورے نظام کا M متالاب ان دو حصوں کے انفرادی M متالاب کا حاصل ضرب ہوگا۔

$$(۲.۱۷۹) \quad M = M_2 M_1$$

(ظاہر ہے کہ آپ دو سے زیادہ عدد انفرادی مخفیہ بھی استعمال کر سکتے تھے۔ یہی M متالب کی اہمیت کا سبب ہے۔)

ج. نقطہ a پر (درج ذیل) واحد ایک ڈیلٹا فنکشن عمل مخفیہ سے بکھراؤ کا M متالب تلاش کریں۔

$$V(x) = -\alpha\delta(x - a)$$

د. جب دو-ب کا طریقہ استعمال کرتے ہوئے دو ہر ڈیلٹا فنکشن عمل

$$V(x) = -\alpha[\delta(x + a) + \delta(x - a)]$$

کے لیے M متالب تلاش کریں۔ اس مخفیہ کی ترسیمی شرح کیا ہوگی؟

سوال ۲.۵۴: دم ہلانے کی ترکیب سے ہارمونی سرعش کی زمینی حال توانائیوں کو پانچ معنی خیز ہندسوں تک تلاش کریں۔ یعنی K کو تبدیل کرتے ہوئے مساوات ۲.۴۲ کو اعدادی طریقہ سے یوں حل کریں کہ ϵ کی بڑی قیمت کے لیے حاصل فنکشن موج صفر تک پہنچنے کی کوشش کرے۔ مائیکمپیک میں درج ذیل پُر کرنے سے ایسا ہوگا

$$\text{Plot[Evaluate}[u[x] /. \text{NDSolve}[u''[x] - (x^2 - K) * u[x] == 0, u[0] == 1, u'[0] == 0, \\ u[x], x, 10^{-8}, 10, \text{MaxSteps} \rightarrow 10\,000]], x, a, b, \text{PlotRange} \rightarrow c, d]$$

یہاں a, b ترسیم کی افقی سمت جبکہ c, d انتہائی سمت ہے (ابتدا $a = 0, b = 10, c = -10$ اور $d = 10$ سے کریں)۔ ہم جانتے ہیں کہ اس کا درست جواب $K = 1$ ہے لہذا آپ $K = 0.9$ سے شروع کر سکتے ہیں۔ فنکشن موج کی ”دم“ پر نظر رکھیں۔ اب $K = 1.1$ لیں، آپ دیکھیں گے کہ دم دوسری طرف پلٹ جائے گی۔ ان دونوں کے بیچ کہیں درست حل موجود ہے۔ K کی قیمت کو درست قیمت کے دونوں اطراف متعریب سے متعریب لانے سے درست جواب حاصل ہوگا۔

سوال ۲.۵۵: دم ہلانے کا طریقہ (سوال ۲.۵۴) استعمال کرتے ہوئے ہارمونی سرعش کے ہیجان حال توانائی کو پانچ با معنی ہندسوں تک تلاش کریں۔ پہلی اور تیسری ہیجان حال کے لیے آپ کو $u[0] = 0$ اور $u'[0] = 1$ لینا ہوگا۔

سوال ۲.۵۶: دم ہلانے کی ترکیب سے لامستثنای چکور کنواں کی اولین چار توانائیوں کی قیمتیں پانچ با معنی ہندسوں تک تلاش کریں۔ اشارہ: سوال ۲.۵۴ کی تفسیقی مساوات میں درکار تبدیلیاں لائیں۔ اس بار آپ کو $u(1) = 0$ چاہتے ہیں۔

باب ۳

قواعد و ضوابط

۳.۱ ہلبرٹ فضا

گزشتہ دو ابواب میں سادہ ہارمونی نظاموں کے چند دلچسپ خواص ہماری نظروں سے گزرے۔ ان میں سے چند ایک مخصوص مخفیہ کی ”ناگہاں“ خدمتِ حال کی بنائے تھے (مثلاً ہارمونی سرعش میں توانائی کی سطح میں جفت وصال) جبکہ باقی (مثلاً عدم یقینیت کا اصول اور ساکن حالات کی عمودیت) زیادہ عمومی معلوم ہوتے ہیں، جنہیں ایک ہی مرتبہ ثابت کرنا مفید ثابت ہوگا۔ اس کو مد نظر رکھتے ہوئے اس باب میں نظریہ کو زیادہ مضبوط روپ میں پیش کیا جائے گا۔ یہاں کوئی نئی بات نہیں کی جائے گی بلکہ مخصوص صورتوں میں دیکھے گئے خواص سے معقول نتائج اخذ کیے جائیں گے۔

کوانٹائی نظریہ کا دار و مدار تناسل موج اور عاملین کے تصور پر مبنی ہے۔ نظام کے حال کو تناسل موج ظاہر کرتا ہے جبکہ متبادل مشاہدہ کو عاملین ظاہر کرتے ہیں۔ ریاضیاتی طور پر تصوراتی سمیت^۱ کے تعریفی شرائط پر تناسل موج پورا اترتے ہیں جبکہ عاملین ان پر خطی متبادل^۲ کے طور پر عمل کرتے ہیں۔ یوں کوانٹم میکانیات کی متدرج زبان خطی الجبرا^۳ ہے۔

مجھے خدشہ ہے کہ یہاں مستعمل خطی الجبرا سے آپ واقف نہیں ہوں گے۔ سمتیہ $|\alpha\rangle$ کو N بعدی فضا میں کسی مخصوص

^۱vectors

^۲linear transformations

^۳linear algebra

^۴آگے بڑھنے سے پہلے بہتر ہوگا کہ آپ ضمیمہ پڑھ کر خطی الجبرا سیکھیں۔

معیاری عمودی اساس کے لحاظ سے N عدد اجزاء $\{a_n\}$ سے ظاہر کرنا سادہ ترین ثابت ہوتا ہے:

$$|\alpha\rangle \rightarrow \mathbf{a} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix} \quad (۳.۱)$$

دو سمتیات کا اندرونی ضرب^۵ $\langle\alpha|\beta\rangle$ (تین ابعادی نقطہ ضرب کو وسط دیتے ہوئے) درج ذیل مخلوط عدد ہوگا۔

$$\langle\alpha|\beta\rangle = a_1^* b_1 + a_2^* b_2 + \dots + a_N^* b_N \quad (۳.۲)$$

خطی تبادلہ، T ، کو (کسی مخصوص اساس کے لحاظ سے) قوالجے^۶ سے ظاہر کیا جاتا ہے، جو تالیی ضرب کے سادہ قواعد کے تحت سمتیات پر عمل کرتے (ہوئے نئے سمتیات پیدا کرتے) ہیں:

$$|\beta\rangle = T|\alpha\rangle \rightarrow \mathbf{b} = \mathbf{T} \mathbf{a} = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} & \dots & t_{1N} \\ t_{21} & t_{22} & \dots & t_{2N} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ t_{N1} & t_{N2} & \dots & t_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix} \quad (۳.۳)$$

کو انٹرمیکانیات میں پائے جانے والے ”سمتیات“ درحقیقت (زیادہ تر) تفاعللات ہوتے ہیں جو لامستثنائی بُعدی فضا میں بستے ہیں۔ انہیں N اجزائی و تالیی علامت سے ظاہر کرنا زیادہ ٹھیک نہیں ہوگا اور مستثنائی ابعادی صورت میں درست رویہ رکھنے والے ریاضیاتی عمل، لامستثنائی ابعادی صورت میں پریشان کن ثابت ہو سکتے ہیں۔ (اس کی بنیادی وجہ یہ ہے کہ اگرچہ مساوات ۳.۲ کا مستثنائی مجموعہ ہر صورت موجود ہوتا ہے، لامستثنائی مجموعہ؛ یا مکمل، عدم سرکوزیت کا شکار ہو سکتا ہے، اور ایسی صورت میں اندرونی ضرب غیر موجود ہوگا لہذا اندرونی ضرب پر مبنی کوئی بھی دلیل مشکوک ہوگا۔) یوں اگرچہ خطی الجبرا کی اصطلاحات اور علاقیت سے آپ واقف ہوں گے، بہر حال ہوشیار رہنا بہتر ہوگا۔

متغیر x کے تمام تفاعللات مل کر مستحق فضا قائم کرتے ہیں، جو ہمارے مقصد کے لئے یہ ضرورت سے زیادہ بڑی فضا ہے۔ کسی بھی ممکنہ طبعی حال کو ظاہر کرنے کے لیے لازم ہے کہ تفاعل عمل موج Ψ معمول شدہ ہو:

$$\int |\Psi|^2 dx = 1$$

کسی مخصوص وقفہ پر تمام مربع متکامل تفاعلات^۸

$$f(x) \quad \text{جس} \quad \int_a^b |f(x)|^2 dx < \infty \quad \text{ہو} \quad (۳.۴)$$

inner product^۵
matrices^۶

ہمارے لئے حد (a اور b) تقریباً ہر مرتبہ $\pm\infty$ ہوں گے، تاہم یہاں چیزوں کو زیادہ عمومی رکھنا بہتر ہوگا۔
square-integrable functions^۸

مسئلہ (۱) اس سے بہت چھوٹی) سمتی فضا قائم کرتے ہیں (سوال ۳.۱-۳ ادیکھیں)۔ ریاضی دان اسے $L_2(a, b)$ جبکہ ماہر طبیعیات اسے ہلبیرٹ فضا^۹ کہتے ہیں۔ یوں کو انٹرمیکانیات میں

(۳.۵) **تفاعلات موج ہلبیرٹ فضا میں لیتے ہیں۔**

ہم دو تفاعلات کے اندرونی ضربے کی تعریف درج ذیل لیتے ہیں جہاں $f(x)$ اور $g(x)$ تفاعلات ہیں۔

$$(۳.۶) \quad \langle f|g \rangle \equiv \int_a^b f(x)^* g(x) dx$$

اگر f اور g دونوں مربع متکا مسل ہوں (یعنی دونوں ہلبیرٹ فضا میں پائے جاتے ہوں)، تب ہم ضمانت کے ساتھ کہہ سکتے ہیں کہ ان کا اندرونی ضرب موجود ہوگا (مساوات ۳.۶ کا مکمل ایک مستثنیٰ عدد^{۱۱} پر مرکوز ہوگا)۔ ایسا شواہد عدم مساوات^{۱۲} کی درج ذیل مکملی روپ^{۱۳} کے پیش نظر ہوگا۔

$$(۳.۷) \quad \left| \int_a^b f(x)^* g(x) dx \right| \leq \sqrt{\int_a^b |f(x)|^2 dx} \sqrt{\int_a^b |g(x)|^2 dx}$$

آپ تصدیق کر سکتے ہیں کہ مساوات ۳.۶ اندرونی ضرب کی تمام شرائط پر پورا اترتا ہے (سوال ۳.۱-ب)۔ بالخصوص درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۸) \quad \langle g|f \rangle = \langle f|g \rangle^*$$

مزید $f(x)$ کا پنےی ساتھ اندرونی ضرب

$$(۳.۹) \quad \langle f|f \rangle = \int_a^b |f(x)|^2 dx$$

Hilbert space^۹

۱۰. تکنیکی طور پر، ہلبیرٹ فضا سے مراد مکمل اندرونی ضرب فضا ہے، اور مربع متکا مسل تفاعلات کا ذخیرہ ہلبیرٹ فضا کی قطع ایک مثال ہے؛ درحقیقت، ہر متناہی ابعادی سمتی فضا ایک حقیر ہلبیرٹ فضا ہوگی۔ چونکہ کو انٹرمیکانیات کا اکھٹا L_2 ہے لہذا ماہر طبیعیات اسی کو "ہلبیرٹ فضا" کہتے ہیں۔ ویسے یہاں لفظ مکمل سے مراد یہ ہے کہ ہلبیرٹ فضا میں تفاعلات کا ہر کوئی ترتیب ایک تفاعل پر مرکوز ہوگا جو از خود اسی فضا میں پایا جائے گا؛ اس میں کوئی "سوراخ" نہیں پائے جاتے ہیں، جیسا کہ تمام حقیقی اعداد کے سلسلہ میں کوئی سوراخ نہیں پائے جاتے ہیں (اس کے برعکس، مثلاً، تمام کشیر رکنیوں کی فضا میں اور تمام ناقل اعداد کے سلسلہ میں یقیناً سوراخ پائے جاتے ہیں)۔ فضا کی مکملیت کا (بد قسمتی سے، ایک ہی لفظ استعمال کیے جانے کے باوجود) تفاعلات کے سلسلہ کی مکملیت کے ساتھ کوئی تعلق نہیں۔ تفاعلات کی مکملیت سے مراد یہ ہے کہ کسی بھی تفاعل کو ان تفاعلات کا قطعی جوڑ لکھا جاسکتا ہے۔
۱۱. باب ۲ میں بعض اوقات ہمیں مجبوراً معمول پر نہ لانے کے قابل تفاعلات کے ساتھ کام کرنا پڑا۔ ایسے تفاعلات ہلبیرٹ فضا سے باہر لیتے ہیں، اور جیسا آپ جلد دیکھیں گے، انہیں استعمال کرتے ہوئے ہمیں احتیاط کرنا ہوگا۔ اب کے لئے میں مندرجہ کرنا ہوں کہ جن تفاعلات سے ہمیں واسطہ ہے وہ ہلبیرٹ فضا میں لیتے ہیں۔

Schwarz inequality^{۱۲}

۱۳. متناہی ابعادی سمتی فضا میں شواہد عدم مساوات $\langle \alpha|\alpha \rangle \langle \beta|\beta \rangle \geq |\langle \alpha|\beta \rangle|^2$ کو ثابت کرنا آسان ہے (صفحہ ۲۲۵ پر سوال ۱.۱ دیکھیں)۔ تاہم ایسا ثبوت مندرجہ کرنا ہے کہ جن تفاعلات سے ہمیں واسطہ ہے وہ ہلبیرٹ فضا میں پائے جاتے ہیں، جبکہ ہم یہاں اسی حقیقت کو ثابت کرنا چاہتے ہیں۔

حقیقی اور غیر منفی ہوگا: یہ صرف اس صورت^{۱۴} میں ہوگا جب $f(x) = 0$ ہو۔

ایک تفاعل اس صورت میں^{۱۵} کہلاتا ہے جب اس کا اپنے ہی ساتھ اندرونی ضرب ایک (1) کے برابر ہو؛ دو تفاعلات اس صورت میں^{۱۶} عمودی ہوں گے جب ان کا اندرونی ضرب صفر (0) ہو؛ اور تفاعلات کا سلسلہ $\{f_n\}$ اس صورت میں^{۱۷} معیاری عمودی ہوگا جب تمام تفاعلات میں^{۱۸} عمودی ہو:

$$(3.10) \quad \langle f_m | f_n \rangle = \delta_{mn}$$

آخر میں، تفاعلات کا ایک سلسلہ اس صورت میں^{۱۸} ہوگا جب (ہلبرٹ فضا میں) ہر تفاعل کو ان کا خطی جوڑ لکھا جاسکے:

$$(3.11) \quad f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n f_n(x)$$

معیاری عمودی تفاعلات $\{f_n(x)\}$ کے عددی سر فورسیر تسلسل کے عددی سروں کی طرح حاصل کیے جاتے ہیں:

$$(3.12) \quad c_n = \langle f_n | f \rangle$$

جس کی تصدیق آپ خود کر سکتے ہیں۔ میں نے باب ۲ میں یہی اصطلاح استعمال کی تھی۔ (لامتناہی چکوروں کے ساکن حالات) (ساوا ۲.۲۸) وقفہ $(0, a)$ پر مکمل معیاری عمودی سلسلہ دیتے ہیں؛ ہارمونی مرتعش کے ساکن حالات (ساوا ۲.۶۷ یا ساوا ۲.۸۵) وقفہ $(-\infty, \infty)$ پر مکمل معیاری عمودی سلسلہ دیتے ہیں۔

سوال ۳.۱:

ا. دکھائیں کہ تمام مرتعش میکا مکمل تفاعلات کا سلسلہ سمتی فضا دے گا (صفحہ ۴۲۵ پر ضمیمہ ۱.۱ میں تعریف کا موازنہ کریں)۔ اشارہ: آپ نے دکھانا ہوگا کہ دو مرتعش میکا مکمل تفاعلات کا مجموعہ از خود مرتعش میکا مکمل تفاعل ہوگا۔ ساوا ۷.۱۳ استعمال کریں۔ کیا تمام عمودی تفاعلات کا سلسلہ سمتی فضا ہوگا؟

ب. دکھائیں کہ ساوا ۳.۶ کا عمل، اندرونی ضرب (ضمیمہ ۲.۱) کے تمام شعرا انط پر پورا اترتا ہے۔

سوال ۳.۲:

^{۱۴} ایسے تفاعل کے لئے کہ کیا کہا جاسکتا ہے جو چند مخصوص تہا تفاعل کے علاوہ ہر معیار پر صفر ہوں؟ مکمل (ساوا ۳.۹) اب بھی معدوم ہوگا، اگرچہ تفاعل از خود ایسا نہیں۔ اگر آپ کو اس بات پر تشویش ہو تب آپ کو ریاضیات کا مضمون پڑھنا چاہیے۔ طبیعیات میں ایسے عمیق تفاعلات نہیں پائے جاتے ہیں، تاہم ہلبرٹ فضا میں ایسے دو تفاعلات جن کے مرتعش عمل ایک دوسرے جیتنے ہوں کو معادل تصور کیا جاتا ہے۔ تکنیکی طور پر ہلبرٹ فضا میں ترسیات در حقیقت تفاعلات کی تعداد کا مجموعہ کو ظاہر کرتے ہیں۔

normalized^{۱۵}

orthogonal^{۱۶}

orthonormal^{۱۷}

complete^{۱۸}

- ا. وقفہ $(0, 1)$ کے بچ متغیر v کے کس خطہ پر تفاعل $f(x) = x^v$ ہلبرٹ فضا میں پایا جاتا ہے؟
- ب. کیا $v = \frac{1}{2}$ کی مخصوص صورت میں $f(x)$ ہلبرٹ فضا میں پایا جائے گا؟ تفاعل $x f(x)$ کے بارے میں آپ کیا کہیں گے؟ تفاعل $(\frac{d}{dx})f(x)$ کے بارے میں آپ کیا کہہ سکتے ہیں؟

۳.۲ قابل مشاہدہ

۳.۲.۱ ہر مشی عاملین

قابل مشاہدہ $Q(x, p)$ کی توقعاتی قیمت کو نہایت خوش اسلوبی سے اندرونی ضرب علامتیت^{۱۹}:

$$\langle Q \rangle = \int \Psi^* \hat{Q} \Psi dx = \langle \Psi | \hat{Q} \Psi \rangle \quad (۳.۱۳)$$

کی صورت میں پیش کیا جاسکتا ہے۔ اب پیش کش کا نتیجہ ہر صورت حقیقی ہوگا، لہذا ابھی کچھ بہت ساری پیشکشوں کی اوسط کے لئے بھی درست ہوگا۔

$$\langle Q \rangle = \langle Q \rangle^* \quad (۳.۱۴)$$

اب اندرونی ضرب کا جوڑی دار مخلوط ترتیب کو الٹ کرتا ہے (مساوات ۳.۸) لہذا درج ذیل ہوگا

$$\langle \Psi | \hat{Q} \Psi \rangle = \langle \hat{Q} \Psi | \Psi \rangle^* \quad (۳.۱۵)$$

جو لازماً کسی بھی تفاعل موج Ψ کے لئے درست ہوگا۔ یوں قابل مشاہدہ کو ظاہر کرنے والے عاملین کی درج ذیل مخصوص خاصیت پائی جاتی ہے۔

$$\langle f | \hat{Q} f \rangle = \langle \hat{Q} f | f \rangle \quad \text{تمام } f(x) \quad (۳.۱۶)$$

ایسے عاملین کو ہم ہر مشی^{۲۰} کہتے ہیں۔

درحقیقت زیادہ تر کتابوں میں (درج ذیل) بظاہر زیادہ سخت شرط مسلط کی جاتی ہے۔

$$\langle f | \hat{Q} g \rangle = \langle \hat{Q} f | g \rangle \quad \text{تمام } f(x) \text{ اور تمام } g(x) \text{ کے لئے} \quad (۳.۱۷)$$

تاہم بظاہر مختلف نظر آنے کے، جیسا آپ سوال ۳.۳ میں ثابت کریں گے، یہ شرط عین میری پیش کردہ تعریف (مساوات ۳.۱۶) کا معادل ہے۔ یوں جو تعریف آپ کو آسان لگتی ہو، آپ اسی کو استعمال کر سکتے ہیں۔

^{۱۹} یاد رہے کہ $\hat{p} = (\hbar/i) d/dx$ پر p کے Q سے عامل \hat{Q} حاصل کیا جاتا ہے۔ یہ عاملین اس لحاظ سے خطہ ہوتے ہیں کہ کسی بھی مخلوط اعداد a اور b اور تفاعل f اور g کے لئے $a\hat{Q}f(x) + b\hat{Q}g(x) = \hat{Q}[af(x) + bg(x)]$ ہوگا۔ یہ تمام تفاعل علامت کی فضا پر خطی تبادلہ (غیمہ ۳.۱) قائم کرتے ہیں۔ اگرچہ بعض اوقات یہ ہلبرٹ فضا کے اندر تفاعل کو باہر تفاعل میں منتقل کرتے ہیں (سوال ۳.۲-ب)، اور ایسی صورت میں ہمیں عامل کے دائرہ کار پر پابندی عائد کرنے کی ضرورت پیش آسکتی ہے۔

اصل نقطہ یہ ہے کہ ہر مشی عامل کو اندرونی ضرب کے اول یا دوم رکن پر لاگو کرنے سے نتیجہ تبدیل نہیں ہوتا، اور کو انٹیم میکانیات میں ہر مشی عاملین اس لئے قدرتی طور پر رونما ہوتے ہیں کہ ان کی توقعاتی قیمتیں حقیقی ہوتی ہیں۔

قابل مشاہدہ کو ہر مشی عاملین ظاہر کرتے ہیں۔ (۳.۱۸)

آئیں اس کی تصدیق کرتے ہیں۔ مثلاً، کیا معیاری حرکت کا عامل ہر مشی ہے؟

$$(۳.۱۹) \quad \langle f | \hat{p}g \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f^* \frac{\hbar}{i} \frac{dg}{dx} dx = \frac{\hbar}{i} f^* g \Big|_{-\infty}^{\infty} + \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\hbar}{i} \frac{df}{dx} \right)^* g dx = \langle \hat{p}f | g \rangle$$

میں نے مکمل بالخصوص استعمال کیا ہے اور چونکہ $f(x)$ اور $g(x)$ مربع یکساں ہیں لہذا $\pm\infty$ پر یہ دونوں صفر تک پہنچتے ہیں^{۲۱} جس کی بنا مکمل میں سرحدی اجزاء کو رد کیا گیا ہے۔ آپ نے دیکھا کہ مکمل بالخصوص سے پیدا منفی کی علامت کو i کے مخلوط جوڑی دار سے حاصل منفی کی علامت ختم کرتی ہے۔ عامل d/dx (جس میں i نہیں پایا جاتا) غیر ہر مشی ہے اور یہ کسی بھی قابل مشاہدہ کو ظاہر نہیں کرتا۔

سوال ۳.۳: دکھائیں کہ اگر ہلبرٹ فضا میں تمام تفاعل h لیے $\langle \hat{Q}h | h \rangle = \langle \hat{Q}h | h \rangle$ ہو تب تمام f اور g کے لیے $\langle f | \hat{Q}g \rangle = \langle \hat{Q}f | g \rangle$ ہوگا (یعنی مساوات ۳.۱۶ اور مساوات ۳.۱۷ میں ہر مشی کی تعریفات معادل ہیں)۔ اشارہ: پہلے $h = f + g$ اور بعد میں $h = f + ig$ لیں۔

سوال ۳.۴:

ا. دکھائیں کہ دو ہر مشی عاملین کا مجموعہ از خود ہر مشی ہوگا۔

ب. فرض کریں \hat{Q} ہر مشی ہے اور α ایک مخلوط عدد ہے۔ α پر کیا شرائط مسلط کرنے سے $\alpha \hat{Q}$ بھی ہر مشی ہوگا؟

ج. دو ہر مشی عاملین کا حاصل ضرب کب ہر مشی ہوگا؟

د. دکھائیں کہ عامل معتام ($\hat{x} = x$) اور ہیلیمنی عامل ($\hat{H} = -(\hbar^2/2m) d^2/dx^2 + V(x)$) ہر مشی ہیں۔

سوال ۳.۵: عامل \hat{Q} کا ہر مشی جوڑی دار^{۲۲} یا شریکے عامل^{۲۳} \hat{Q}^+ درج ذیل کو مطمئن کرتا ہے۔

$$(۳.۲۰) \quad \langle f | \hat{Q}g \rangle = \langle \hat{Q}^+f | g \rangle \quad \text{تمام } f \text{ اور } g \text{ کے لئے}$$

یوں ہر مشی عامل اپنے ہر مشی جوڑی دار کے برابر ہوگا $\hat{Q} = \hat{Q}^+$ ۔

^{۲۱} حقیقت میں ایسا ضروری نہیں ہے۔ جیسا میں نے باب ۱ میں ذکر کیا، ایسے ٹکڑے تفاعل پائے جاتے ہیں جو مربع یکساں ہونے کے باوجود لامستثنائی پر صفر کو نہیں پہنچتے ہیں۔ اگرچہ ایسے تفاعل طبیعیات میں نہیں پائے جاتے ہیں، لیکن اگر آپ اس کے باوجود اس حقیقت کو نظر انداز نہیں کر سکتے ہیں تب ہم عاملین کے دائرہ کار کو یوں پابند کرتے ہیں کہ یہ شامل نہ ہوں۔ مستثنائی وقفہ پر آپ کو سرحدی اجزاء پر زیادہ دھیان رکھنا ہوگا چونکہ $(-\infty, \infty)$ پر ہر مشی عامل، $(0, \infty)$ یا $(-\pi, \pi)$ پر غیر ہر مشی ہو سکتا ہے۔ اگر آپ لامستثنائی چیکور کو ال کے بارے میں سوچ رہے ہوں تب تصور کریں کہ تفاعل موج لامستثنائی لکیر پر پائے جاتے ہیں؛ جو کسی وجہ سے $(0, a)$ کے باہر صفر ہیں۔

hermitian conjugate^{۲۲}
adjoint^{۲۳}

۱. x, i اور d/dx کے ہر مشی جوڑی دار تلاش کریں۔

ب. ہارمونی سر تعش کے عامل رفت a_+ (مساوات ۲.۴۷) کا ہر مشی جوڑی دار تیار کریں۔

ج. دکھائیں کہ $(\hat{Q}\hat{R})^\dagger = \hat{R}^\dagger\hat{Q}^\dagger$ ہوگا۔

۳.۲.۲ تعیین حال

عام طور پر بالکل یکساں تیار کردہ نظاموں کا مفروضہ، جس میں تمام ψ حال میں ہوں، پر متبادل مشاہدہ Q کی پیمائش سے ہر مرتبہ ایک جیسے نتائج حاصل نہیں ہوں گے؛ یہ ہے کو انٹرمیکانیات کی عدم تعینیت^{۲۴}۔ سوال: کیا ایسا ممکن ہوگا کہ ہم کوئی ایسا حال تیار کریں جہاں عددی Q کی ہر پیمائش کوئی مخصوص قیمت (جسے ہم q کہہ سکتے ہیں) دیگا؟ اس کو آپ متبادل مشاہدہ Q کا تعیین حال^{۲۵} کہہ سکتے ہیں۔ (درحقیقت، ہم ایسی ایک مثال دیکھ چکے ہیں: ساکن حالات ہیلٹنی کے تعیین حالات ہیں؛ ساکن حال Ψ_n میں ایک ذرہ کی کل توانائی کی پیمائش ہر صورت مطابقتی اجازتی توانائی E_n دیگی۔)

تعیین حال میں Q کی معیاری انحراف صفر ہوگی جسے درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$(۳.۲۱) \quad \sigma^2 = \langle (\hat{Q} - \langle Q \rangle)^2 \rangle = \langle \Psi | (\hat{Q} - q)^2 | \Psi \rangle = \langle (\hat{Q} - q) | (\hat{Q} - q) | \Psi \rangle = 0$$

(اب اگر ہر پیمائش q دے تب ظاہر ہے کہ اوسط قیمت بھی q ہوگی: $\langle Q \rangle = q$ ۔ چونکہ \hat{Q} ہر مشی ہے لہذا $\hat{Q} - q$ بھی ہر مشی عامل ہوگا؛ میں نے اندرونی ضرب میں اس حقیقت کو استعمال کرتے ہوئے ایک جبڑو ضربی کو بائیں منتقل کیا۔) تاہم ایسا واحد تعامل جس کا خود کے ساتھ اندرونی ضرب معدوم ہو 0 ہے لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۲۲) \quad \hat{Q}\Psi = q\Psi$$

یہ عامل \hat{Q} کی امتیازی متدر مساوات ہے؛ \hat{Q} کا امتیازی تعامل Ψ اور مطابقتی امتیازی متدر q ہے۔ یوں درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۲۳) \quad \text{تعیین حالات } \hat{Q} \text{ کے امتیازی تعاملاتے ہوں گے۔}$$

ایسے حال پر Q کی پیمائش لازماً امتیازی متدر q دیگی۔

دھیان رہے کہ امتیازی متدر ایک عدد ہے (تاکہ عامل یا تعامل)۔ امتیازی تعامل کو کسی منتقل سے ضرب دینے سے امتیازی تعامل ہی حاصل ہوتا ہے، جس کا امتیازی متدر وہی ہوگا۔ صفر کو امتیازی تعامل نہیں لیا جاسکتا ہے؛ (ہم تعریفاً اس کو امتیازی تعاملات میں شامل نہیں کرتے ہیں؛ ورنہ کسی بھی عامل \hat{Q} اور تمام q کے لیے $q0 = 0 = \hat{Q}0$ ہوگا جس کی بنا پر عدد ایک امتیازی متدر ہوگا۔) ہاں امتیازی

^{۲۴} ظاہر ہے، میں مبادی پیمائش کی بات کر رہا ہوں؛ کسی عملی کی بنا عمل پیمائش کی بات نہیں کی جا رہی ہے، اور جس کو کو انٹرمیکانیات سے نہیں جوڑا جاسکتا ہے

determinate state^{۲۵}

وتدر کا صنف ہونے میں کوئی قباحت نہیں ہے۔ کسی عامل کے تمام امتیازی اوتدار کو اکٹھا کرنے سے اس عامل کا طیف^{۲۶} حاصل ہوگا۔ بعض اوقات دو (یا دو سے زیادہ) خطی غیر تابع امتیازی تفاعلات کے امتیازی وتدر ایک دوسرے جتنے ہوں گے؛ ایسی صورت میں ہم کہتے ہیں کہ طیف انحطاط^{۲۷} ہے۔

مشال کے طور پر، کل توانائی کے تعین حالات، ہمیشگی کے امتیازی تفاعلات ہوں گے

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (۳.۲۴)$$

جو عین غیر تابع وقت شر و ڈنگر مساوات ہے۔ اس سیاق و سباق میں ہم امتیازی وتدر کے لیے حرف E اور امتیازی تفاعل کے لیے (یونانی چھوٹا حرف) ψ استعمال کرتے ہیں (جس کے ساتھ $e^{-iEt/\hbar}$ چسپاں کر کے Ψ حاصل کیا جاسکتا ہے؛ جواب بھی H کا امتیازی تفاعل ہوگا)۔

مشال ۳.۱: درج ذیل عامل پر غور کریں جہاں ϕ ، ہمیشگی کی طرح، دو ابعادی قطبی محدود کا متغیر ہے۔

$$\hat{Q} \equiv i \frac{d}{d\phi} \quad (۳.۲۵)$$

(یہ عامل سوال ۲.۳۶ میں کارآمد ثابت ہو سکتا تھا۔) کیا \hat{Q} ہر مشی ہے؟ اس کے امتیازی تفاعلات اور امتیازی اوتدار تلاش کریں۔

حل: یہاں ہم مستحالی وقف $0 \leq \phi \leq 2\pi$ پر تفاعلات $f(\phi)$ کے ساتھ کام کر رہے ہیں جہاں ϕ اور $\phi + 2\pi$ ایک ہی طبی نقطہ کو ظاہر کرتے ہیں لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$f(\phi + 2\pi) = f(\phi) \quad (۳.۲۶)$$

تکمل بالخص استعمال کرتے ہوئے درج ذیل ہوگا

$$\langle f | \hat{Q}g \rangle = \int_0^{2\pi} f^* \left(i \frac{dg}{d\phi} \right) d\phi = i f^* g \Big|_0^{2\pi} - \int_0^{2\pi} i \left(\frac{df^*}{d\phi} \right) g d\phi = \langle \hat{Q}f | g \rangle$$

لہذا \hat{Q} ہر مشی ہے (یہاں مساوات ۳.۲۶ کی بنا سرحدی جزو خارج ہوگا)۔

امتیازی وتدر مساوات

$$i \frac{d}{d\phi} f(\phi) = q f(\phi) \quad (۳.۲۷)$$

عامی حل درج ذیل ہوگا۔

$$f(\phi) = A e^{-iq\phi} \quad (۳.۲۸)$$

q کی ممکنہ قیمتوں کو مساوات ۳.۲۶ درج ذیل پر رہنے کا پابند بناتی ہے۔

$$e^{-iq2\pi} = 1 \Rightarrow q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.29)$$

□

اس عامل کا طیف تمام عدد صحیح پر مشتمل ہوگا اور یہ غیر انحطاطی ہے۔

سوال ۳.۶: عامل $\hat{Q} = d^2 / d\phi^2$ پر غور کریں جہاں (مثال ۳.۱ کی طرح) تفاعلات مساوات ۳.۲۶ پر پورا اترتے ہیں اور ϕ قطبی محدد میں استی زاویہ ہے۔ کیا \hat{Q} ہر مثنیٰ ہے؟ اس کے امتیازی تفاعلات اور امتیازی اقتدار تلاش کریں۔ عامل \hat{Q} کا طیف تلاش کریں۔ کیا طیف انحطاطی ہے؟

۳.۳ ہر مثنیٰ عامل کے امتیازی تفاعل

یوں ہم ہر مثنیٰ عاملین کے امتیازی تفاعل کی طرف متوجہ ہوتے ہیں (جو طبعی طور پر متبادل مشاہدہ کے تعین حالات ہوں گے)۔ ان کے دو اقسام ہیں: اگر طیف غیر مسلسل^{۲۸} ہو (یعنی امتیازی اقتدار الگ الگ ہوں) تب امتیازی تفاعلات بلبرٹ فضا میں پائے جائیں گے اور یہ طبعی طور پر متبادل حصول حالات ہوں گے۔ اگر طیف استمراری^{۲۹} ہو (یعنی امتیازی اقتدار ایک پوری سعت کو بھرتے ہوں) تب امتیازی تفاعلات معمول پر لانے کے متبادل نہیں ہوں گے اور یہ کسی بھی ممکنہ تفاعل موج کو ظاہر نہیں کر سکتے ہیں (اگرچہ ان کے خطی جوڑ، جن میں لازماً امتیازی اقتدار کی ایک وسعت موجود ہوگی، معمول پر لانے کے متبادل ہو سکتے ہیں)۔ کچھ عاملین کا صرف غیر مسلسل طیف ہوگا (مثلاً ہارمونی سرکش کی ہیملٹنی، کچھ کا صرف استمراری طیف ہوگا (مثلاً آزاد ذرہ کی ہیملٹنی)، اور کچھ کا ایک حصہ غیر مسلسل اور دوسرا حصہ استمراری ہوگا (مثلاً مستثنیٰ چکور کنواں کی ہیملٹنی)۔ ان میں غیر مسلسل صورت نہایت زیادہ آسان ہے چونکہ ان کے متعلقہ اندرونی ضرب لازماً موجود ہوں گے؛ درحقیقت یہ مستثنیٰ ابعادی نظریہ سے بہت مشابہت رکھتا ہے (ہر مثنیٰ متالب کے امتیازی سمتیات)۔ میں پہلے غیر مسلسل صورت کو اور اس کے بعد استمراری صورت کو دیکھوں گا۔

۳.۳.۱ غیر مسلسل طیف

ریاضیاتی طور پر ہر مثنیٰ عامل کے معمول پر لانے کے متبادل امتیازی تفاعل کی دو اہم خصوصیات پائے جاتے ہیں:

مسئلہ ۳.۱: ان کے امتیازی اقتدار حقیقی ہوں گے۔

ثبوت: فرض کریں

$$\hat{Q}f = qf$$

ہو (یعنی \hat{Q} کا امتیازی تفاعل f اور امتیازی مقدار q ہو) اور ^{۳۰}

$$\langle f | \hat{Q} f \rangle = \langle \hat{Q} f | f \rangle$$

ہو (\hat{Q} ہر مشی ہے)۔ تب درج ذیل ہوگا۔

$$q \langle f | f \rangle = q^* \langle f | f \rangle$$

(چونکہ q ایک عدد ہے لہذا اس کو عمل سے باہر نکالا جاسکتا ہے، اور چونکہ اندرونی ضرب میں پہلا تفاعل عمل مخلوط جوڑی دار ہے) (ساوا 6.3) لہذا دائیں طرف q بھی جوڑی دار ہوگا۔ تاہم $\langle f | f \rangle$ صفر نہیں ہو سکتا ہے (قوانین کے تحت $f(x) = 0$ امتیازی تفاعل نہیں ہو سکتا ہے) لہذا $q = q^*$ یعنی q حقیقی ہوگا۔

□

یہ باعث اطمینان ہے: تعین حال میں ایک ذرہ کی متابل مشاہدہ کی پیمائش ایک حقیقی عدد دے گی۔

مسئلہ ۳.۲: انفرادی امتیازی مقدار کے متعلقہ امتیازی تفاعلات عمودی ہوں گے۔

ثبوت: درج ذیل کے ساتھ ساتھ مندرج کریں \hat{Q} ہر مشی ہے۔

$$\hat{Q}f = qf \quad \text{اور} \quad \hat{Q}g = q'g$$

تب $\langle f | \hat{Q}g \rangle = \langle \hat{Q}f | g \rangle$ ہوگا لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$q' \langle f | g \rangle = q^* \langle f | g \rangle$$

(یہاں بھی چونکہ ہم نے فرض کیا ہے کہ امتیازی تفاعلات ہلبرٹ فضا میں پائے جاتے ہیں لہذا ان کے اندرونی ضرب موجود ہوں گے)۔ اب (مسئلہ ۳.۱ کے تحت) q حقیقی ہے، لہذا $q' \neq q$ کی صورت میں $\langle f | g \rangle = 0$ ہوگا۔

□

یہی وجہ ہے کہ لامستثنائی چپکور کنواں یا مثال کے طور پر ہارمونی سر تعش کے امتیازی حالات عمودی ہیں؛ یہ منفرد امتیازی مقدار والے ہیملٹنی کے امتیازی تفاعلات ہیں۔ تاہم یہ خاصیت صرف انہیں یا ہیملٹنی کے لئے مخصوص نہیں بلکہ کسی بھی متابل مشاہدہ کے تعین حالات کی بھی ہوگی۔

بد قسمتی سے مسئلہ ۳.۲ ہمیں انخطاطی حالات ($q' = q$) کے بارے میں کوئی معلومات فراہم نہیں کرتا۔ تاہم، اگر دو (یا دو سے زیادہ) امتیازی حالات ایک ہی (ایک دوسرے جیسا) امتیازی مقدار رکھتے ہوں، تب ان کا ہر خطی جوڑ بھی اسی امتیازی مقدار والا امتیازی حال ہوگا (سوال ۳.۷-۱) اور ہم گرام شد ترکیبے عمودیتے! (سوال ۱A4) استعمال کرتے ہوئے ہر ایک

^{۳۰} یہ وہ موقع ہے جہاں ہم مندرج کرتے ہیں کہ امتیازی تفاعلات ہلبرٹ فضا میں پائے جاتے ہیں۔ دیگر صورت اندرونی ضرب غیر موجود ہو سکتا ہے۔

اخطاطی ذیلی فضا میں عمودی امتیازی تفاعلات تشکیل دے سکتے ہیں۔ اصولاً ایسا کرنا ہر صورت ممکن ہوگا، تاہم (شکر اللہ کا) ہمیں عموماً ایسا کرنے کی ضرورت پیش نہیں آئے گی۔ یوں اخطاط کی صورت میں بھی ہم عمودی امتیازی تفاعلات منتخب کر سکتے ہیں، اور کو انٹرمیکانیات کے ضوابط طے کرتے ہوئے ہم فرض کریں گے کہ ہم ایسا کر چکے ہیں۔ یوں ہم فورسز کی ترکیب استعمال کر سکتے ہیں جو اساس تفاعلات کی معیاری عمودیت پر مبنی ہے۔

مستثنای بعدی سمتی فضا میں ہر مشی متالب کے امتیازی سمتیات تیسری بنیادی خاصیت بھی رکھتے ہیں۔ یہ فضا کو احاطہ کرتے ہیں (یعنی ہر سمتیہ کو ان کا خطی جوڑ لکھا جاسکتا ہے)۔ بد قسمتی سے اس کے ثبوت کو لامستثنای بعدی فضاوں تک وسعت نہیں دی جاسکتی ہے۔ تاہم یہ خاصیت کو انٹرمیکانیات کی اندرونی ہم آہنگی کیلئے لازم ہے لہذا (ذیراک کی طرح) ہم اسے ایک مسلمہ (بلکہ متبادل مشاہدہ کو ظاہر کرنے والے ہر مشی عاملین پر اس کو مطلق شرط) لیتے ہیں۔

مسلمہ: متبادل مشاہدہ کے امتیازی تفاعلات مکمل ہوں گے: (ہلبرٹ فضا میں) ہر تفاعل کو ان کا خطی جوڑ لکھا جاسکتا ہے۔^{۳۲}

سوال ۳.۷:

ا. فرض کریں کہ عامل \hat{Q} کے دو امتیازی تفاعلات $f(x)$ اور $g(x)$ ہیں اور ان دونوں کا امتیازی قدر q ہے۔ دکھائیں کہ f اور g کا ہر خطی جوڑ ان خود \hat{Q} کا امتیازی تفاعل ہوگا اور اس کا امتیازی قدر q ہوگا۔

ب. تصدیق کریں کہ $f(x) = e^x$ اور $g(x) = e^{-x}$ عامل d^2/dx^2 کے امتیازی تفاعل ہیں اور ان کا امتیازی اقدار ایک دوسرے جیسا ہے۔ تفاعل f اور g کے ایسے دو خطی جوڑ تشکیل دیں جو وقفہ $(-1, 1)$ پر عمودی امتیازی تفاعلات ہوں۔

سوال ۳.۸:

ا. تصدیق کریں کہ مثال 1.3 میں ہر مشی عامل کے امتیازی اقدار حقیقی ہیں۔ دکھائیں کہ (منفرد امتیازی اقدار کے) امتیازی تفاعلات عمودی ہیں۔

ب. یہی کچھ سوال 6.3 کے عامل کے لیے کریں۔

۳.۳.۲ استمراری طیف

ہر مشی عامل کا طیف استمراری ہونے کی صورت میں عین ممکن ہے کہ ان کے اندرونی ضرب غیر موجود ہوں، لہذا مسئلہ ۳.۱ اور مسئلہ ۳.۲ کے ثبوت کارآمد نہیں ہوں گے اور امتیازی تفاعلات معمول پر لانے کے متبادل نہیں ہوں گے۔ اس کے باوجود ایک لحاظ سے تین لازم خصوصیات (حقیقی ہونا، عمودیت اور مکملیت) اب بھی کارآمد ہوں گے۔ اس پر اسرار صورت کو ایک مخصوص مثال کی مدد سے سمجھنا بہتر ہوگا۔

مثال ۳.۲: معیار حرکت عامل کے امتیازی تفاعلات اور امتیازی اقدار تلاش کریں۔

^{۳۲} چند مخصوص صورتوں میں مکملیت کو ثابت کیا جاسکتا ہے (مثلاً ہم جانتے ہیں کہ مسئلہ ڈرشلے کے تحت، لامستثنای چیکورکواں کے ساکن حالات مکمل ہیں)۔ چند صورتوں میں متبادل ثبوت پہلو کو مسلمہ کہنا درست نظر نہیں آتا لیکن مجھے اس سے بہتر اصطلاح نہیں ملی۔

مثلاً: فرض کریں کہ p امتیازی متدر اور $f_p(x)$ امتیازی تفاعل ہے۔

$$(۳.۳۰) \quad \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} f_p(x) = p f_p(x)$$

اس کا عمومی حل درج ذیل ہوگا۔

$$f_p(x) = A e^{ipx/\hbar}$$

چونکہ p کی کسی بھی (مخلوط) قیمت کے لیے یہ مربع مکمل نہیں ہے؛ عامل معیار حرکت کے بلبرٹ فضا میں کوئی امتیازی تفاعلات نہیں پائے جاتے ہیں۔ اس کے باوجود، اگر ہم حقیقی امتیازی افتدار تک اپنے آپ کو محدود رکھیں، ہمیں متبادل ”معیاری عمودیت“ حاصل ہوتی ہے۔ سوال ۲.۲۴-الف اور ۲.۲۶ کو دیکھ کر درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۳۱) \quad \int_{-\infty}^{\infty} f_{p'}^*(x) f_p(x) dx = |A|^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(p-p')x/\hbar} dx = |A|^2 2\pi\hbar \delta(p-p')$$

اگر ہم $A = 1/\sqrt{2\pi\hbar}$ لیں تب

$$(۳.۳۲) \quad f_p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{ipx/\hbar}$$

لہذا

$$(۳.۳۳) \quad \langle f_{p'} | f_p \rangle = \delta(p-p')$$

ہوگا جو حقیقی معیاری عمودیت (مساوات 10.3) یاد دلاتی ہے؛ یہاں اشاریہ استمراری متغیرات ہیں، اور کرونیکر ڈیلٹا کی جگہ ڈیراک ڈیلٹا پایا جاتا ہے؛ تاہم ان کے علاوہ یہ ایک دوسرے جیسے نظر آتے ہیں۔ میں مساوات ۳.۳۳ کو ڈیراک معیاری عمودیت^{۳۳} کہوں گا۔

سب سے اہم بات یہ ہے کہ یہ امتیازی تفاعلات مکمل ہیں اور ان کے مجموعہ (مساوات 11.3) کی جگہ اب مکمل استعمال ہوتا ہے: کسی بھی (مربع مکمل) تفاعل $f(x)$ کو درج ذیل روپ میں لکھا جاسکتا ہے۔

$$(۳.۳۴) \quad f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} c(p) f_p(x) dp = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} c(p) e^{ipx/\hbar} dp$$

پھیلاو عددی سر (جواب تفاعل $c(p)$ ہوگا) کو فورسٹر ترکیب سے حاصل کیا جاسکتا ہے۔

$$(۳.۳۵) \quad \langle f_{p'} | f \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} c(p) \langle f_{p'} | f \rangle dp = \int_{-\infty}^{\infty} c(p) \delta(p-p') dp = c(p')$$

چونکہ یہ پھیلاؤ (مساوات ۳.۳۲) درحقیقت ایک فورسز تبدیل ہے لہذا انہیں مسئلہ پلانشرال (مساوات ۲.۱۰۲) سے بھی حاصل کیا جاسکتا ہے۔ □

معیار حرکت کے امتیازی تفاعلات (مساوات ۳.۳۲) سائنس ہیں جن کی طول موج درج ذیل ہے۔

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} \quad (3.36)$$

یہ وہ ڈی بروگلی کلیہ (مساوات ۱.۳۹) ہے جس کا ثبوت موزوں وقت پر پیش کرنے کا وعدہ میں نے کیا تھا۔ یہ کلیہ ڈی بروگلی کے تصور سے زیادہ پراسرار ہے، چونکہ ہم اب جانتے ہیں کہ حقیقت میں ایسا کوئی ذرہ نہیں پایا جاتا جس کا معیار حرکت تعین ہو۔ ہاں ہم تنگ سعت کی معیار حرکت کا ایسا موجی اکٹھ تشکیل دے سکتے ہیں جو معمول پر لانے کے قابل ہو اور جس پر ڈی بروگلی کا تعلق لاگو ہوگا۔

ہم مثال ۳.۲ سے کیا مطلب لیں؟ اگرچہ \hat{p} کا کوئی بھی امتیازی تفاعل لمبرٹ فضا میں نہیں رہتا، ان کا ایک مخصوص کنبہ (جن کے امتیازی اقدار حقیقی ہوں گے) تدریجی ”مضافات“ میں رہتے ہیں اور یہ بظاہر معمول پر لانے کے متبادل ہیں۔ یہ طبعی طور پر ممکنہ حالات کو ظاہر نہیں کرتے لیکن اس کے باوجود کارآمد ثابت ہوتے ہیں (جیسا کہ بعد کی تفسیر اور پر غور کے دوران ہم نے دیکھا)۔^{۳۳}

مثال ۳.۳: عامل مقام کے امتیازی اقدار اور امتیازی تفاعلات تلاش کریں۔

حل: فرض کریں کہ y امتیازی متدر اور $g_y(x)$ امتیازی تفاعل ہے۔

$$xg_y(x) = yg_y(x) \quad (3.37)$$

یہاں (کسی بھی ایک امتیازی تفاعل کے لیے) y ایک مقررہ عدد، جبکہ x استمراری متغیر ہے۔ متغیر x کا ایسا کون سا تفاعل ہوگا جس کی خاصیت یہ ہو کہ اسے x سے ضرب دینا، اس کو y سے ضرب دینے کے مترادف ہو؟ ظاہر ہے کہ ماسوائے نقطہ $x = y$ کے ایسی خاصیت والا تفاعل عمل صفر ہی ہوگا؛ درحقیقت یہ ڈیراک ڈیلٹا تفاعل ہوگا۔

$$g_y(x) = A\delta(x - y)$$

^{۳۳}غیر حقیقی امتیازی اقدار والے امتیازی تفاعلات کے بارے میں کیا کہا جاسکتا ہے؟ یہ ناصرف معمول پر لانے کے متبادل نہیں بلکہ $\pm\infty$ پر بے فتاویٰ ہوتے ہیں۔ اس خطے میں، جس کو میں ”مضافات“ کہہ چکا ہوں، اگرچہ تفاعلات کاپٹ (مستانی) اندرونی ضرب نہیں پایا جاتا، تاہم یہ لمبرٹ فضا میں تمام ارکان کے ساتھ اندرونی ضرب دیتے ہیں۔ ایسا \hat{p} کے ان امتیازی تفاعلات کے لئے درست نہیں ہوگا جن کے امتیازی اقدار غیر حقیقی ہوں۔ بالخصوص، میں دکھا چکا ہوں کہ لمبرٹ فضا میں تفاعلات کے لئے معیار حرکت عامل ہر مشی ہوگا، اگرچہ اس کا دلیل پیش کرتے ہوئے (مساوات 9.3 میں) سرحدی حبز کو رد کیا گیا۔ (جب تک f لمبرٹ فضا میں پایا جاتا ہو) یہ رکن تب بھی صفر ہوگا جب \hat{p} کا امتیازی تفاعل g ہو جس کا امتیازی متدر حقیقی ہو، تاہم امتیازی متدر کا خیالی حصہ ہونے کی صورت میں ایسا نہیں ہوگا۔ اس نقطہ نظر سے ہر مخلوط عدد، عامل \hat{p} کا امتیازی متدر ہوگا، تاہم صرف حقیقی اعداد ہر مشی عامل \hat{p} کے امتیازی اقدار ہوں گے؛ باقی اعداد اس خطے سے باہر پائے جاتے ہیں جس میں \hat{p} ہر مشی ہو۔

اس مرتبہ امتیازی قدر کو لازماً حقیقی ہونا ہوگا؛ امتیازی تفاعلات مربع مکمل نہیں ہیں، تاہم اب بھی یہ ڈیراک معیاری عمودیت پر پورا اترتے ہیں۔

$$(۳.۳۸) \quad \int_{-\infty}^{\infty} g_{y'}^* g_y(x) dx = |A|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - y') \delta(x - y) dx = |A|^2 \delta(y - y')$$

اگر ہم $A = 1$ لیں تاکہ

$$(۳.۳۹) \quad g_y(x) = \delta(x - y)$$

ہو تب درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۴۰) \quad \langle g_{y'} | g_y \rangle = \delta(y - y')$$

یہ امتیازی تفاعلات بھی مکمل ہیں:

$$(۳.۴۱) \quad f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} c(y) g_y(x) dy = \int_{-\infty}^{\infty} c(y) \delta(x - y) dy,$$

جہاں درج ذیل ہوگا

$$(۳.۴۲) \quad c(y) = f(y)$$

(جس کا حصول اس مثال میں نہایت آسان تھا، تاہم آپ اس کو ترکیب فورسیر سے بھی حاصل کر سکتے ہیں)۔ □

اگر ایک ہر مٹی عامل کا طیف استمراری ہو (لہذا اس کے امتیازی اقدار کو استمراری متغیر p یا یہاں پیش مثالوں میں y ، اور بعد ازاں عموماً z سے نام دیا جائے)، امتیازی تفاعلات معمول پر لانے کے قابل نہیں ہوں گے، یہ ہلبرٹ فضا میں نہیں پائے جاتے اور یہ کسی بھی ممکنہ طبعی حالات کو ظاہر نہیں کرتے ہیں؛ ہاں حقیقی امتیازی اقدار والے امتیازی تفاعلات ڈیراک معیاری عمودیت پر پورا اترتے اور مکمل ہوں گے (جہاں مجموعہ کی جگہ اب مکمل ہوگا)۔ خوش قسمتی سے ہمیں صرف اتنا ہی چاہیے تھا۔ سوال ۳.۹:

ا. باب ۲ سے (ہارمونی سر تعش کے علاوہ) ایک ایسے ہیملٹنی کی نشاندہی کریں جس کا طیف صرف غیر مسلسل ہو۔

ب. باب ۲ سے (آزاد ذرہ کے علاوہ) ایک ایسے ہیملٹنی کی نشاندہی کریں جس کا طیف صرف استمراری ہو۔

ج. باب ۲ سے (مستثنیٰ چکور کٹوں کے علاوہ) ایک ایسے ہیملٹنی کی نشاندہی کریں جس کے طیف کا کچھ حصہ غیر مسلسل اور کچھ استمراری ہو۔

سوال ۳.۱۰: کیا لامستثنیٰ چکور کٹوں کا زمینی حال معیار حرکت کا امتیازی تفاعل ہے؟ اگر ایسا ہے تب اس کا معیار حرکت کیا ہوگا؟ اگر ایسا نہیں ہے تب ایسا کیوں نہیں ہے؟

۳.۴. متعمم شمارتی مفہوم

ایک ذرے کا کسی مخصوص مقام پر پائے جانے کے احتمال کا حساب، اور کسی قابل مشاہدہ مقدار کی توقعاتی قیمت تعین کرنا میں نے آپ کو باب ۱ میں دکھایا۔ باب ۲ میں آپ نے توانائی کی پیمائش کے ممکن نتائج اور ان کا احتمال حاصل کرنا سیکھا۔ میں اب متعمم شمارتی مفہوم^{۳۵} پیش کر سکتا ہوں جس میں یہ تمام شامل ہیں اور جو ہمیں ہر پیمائش کے ممکن نتائج اور ان کا احتمال حاصل کرنے کے قابل بناتی ہے۔ متعمم شمارتی مفہوم اور شرودنگر مساوات (جو وقت کے ساتھ تفاعل موج کی ارتقا کے بارے میں ہمیں بتاتی ہے) کو انٹرمیکانیات کی بنیاد ہے۔

متعمم شمارتی مفہوم: حال $\Psi(x, t)$ میں ایک ذرے کی ایک قابل مشاہدہ $Q(x, P)$ کی پیمائش ہر صورت ہر مشی حاصل $\hat{Q}(x, -i\hbar d/dx)$ کی کوئی ایک امتیازی مقدار دے گی۔ اگر \hat{Q} کا طیف غیر مسلسل ہو تب معیاری عمودی امتیازی تفاعل $f_n(x)$ سے منسلک کوئی مخصوص امتیازی مقدار q_n کے حصول کا احتمال

$$|c_n|^2 \text{ ہوگا جہاں } c_n = \langle f_n | \Psi \rangle \text{ ہے۔} \quad (۳.۴۳)$$

استمراری طیف کی صورت میں جہاں امتیازی مقدار $q(z)$ حقیقی ہوں اور منسلک ڈیراک معیاری عمودی امتیازی تفاعلات $f_z(x)$ ہوں، سعت dz میں نتیجہ حاصل ہونے کا احتمال

$$|c(z)|^2 dz \text{ ہوگا جہاں } c(z) = \langle f_z | \Psi \rangle \text{ ہوگا۔} \quad (۳.۴۴)$$

پیمائشی عمل کے بن تفاعل موج مطابقتی امتیازی حال پر منہدم^{۳۶} ہوتا ہے۔^{۳۷}

شمارتی مفہوم ان تمام تصورات سے یکسر مختلف ہے جو کلاسیکی طبیعیات میں پائے جاتے ہیں۔ اس کو ایک مختلف نقطہ نظر سے دیکھنا بہتر ہوگا: چونکہ ایک قابل مشاہدہ عامل کے امتیازی تفاعلات مکمل ہوں گے لہذا تفاعل موج کو ان کا ایک خطی جوڑ لکھا جاسکتا ہے۔

$$\Psi(x, t) = \sum_n c_n f_n(x) \quad (۳.۴۵)$$

(اپنی آسانی کے لیے میں فرض کرتا ہوں کہ طیف غیر مسلسل ہے؛ اس دلیل کو باآسانی وسعت دے کر استمراری صورت کے لئے پیش کیا جاسکتا ہے۔) چونکہ امتیازی تفاعلات معیاری عمودی ہیں لہذا ان کے عددی سر کو فورسٹر ترکیب سے حاصل کیا جاسکتا ہے۔^{۳۸}

$$c_n = \langle f_n | \Psi \rangle = \int f_n(x)^* \Psi(x, t) dx \quad (۳.۴۶)$$

generalized statistical interpretation^{۳۵}
collapse^{۳۶}

^{۳۷} استمراری طیف کی صورت میں پیمائشی قیمت کے گرد دو نواہ میں، پیمائشی آلہ کی حتمیت پر منحصر محدود وسعت پر، تفاعل موج منہدم ہوگا۔
^{۳۸} دھیان رہے کہ تاہجیت وقت، جو یہاں مسئلہ خیز نہیں ہے، عددی سروں کا حصہ ہے۔ اس کو واضح رکھنے کی خاطر ہمیں $c_n(t)$ لکھنا چاہیے۔

کافی طور پر ” Ψ میں f_n کی مقدار“ کو c_n ظاہر کرتی ہے اور چونکہ کوئی ایک پیمائش Q کی کوئی ایک امتیازی قدر دے گی لہذا ہم توقع کرتے ہیں کہ اس مخصوص امتیازی قدر q_n کے حصول کا احتمال Ψ میں ” f_n کی مقدار“ پر منحصر ہوگا۔ اب چونکہ احتمال کو تفاعل موج کی مطلق قیمت کا مربع تعین کرتا ہے لہذا پیمائش کی ٹھیک ٹھیک قیمت $|c_n|^2$ ہوگی۔ متعمم شماریاتی مفہوم کا یہ ایک اثر ہے۔^{۳۹}

ہاں (تمام ممکن نتائج کا) کل احتمال اکائی کے برابر ہوگا

$$\sum_n |c_n|^2 = 1 \quad (۳.۴۷)$$

جو یقیناً تفاعل موج کو معمول پر لانے سے حاصل ہوتا ہے۔

$$\begin{aligned} 1 = \langle \Psi | \Psi \rangle &= \left\langle \left(\sum_{n'} c_{n'} f_{n'} \right) \middle| \left(\sum_n c_n f_n \right) \right\rangle = \sum_{n'} \sum_n c_{n'}^* c_n \langle f_{n'} | f_n \rangle \\ (۳.۴۸) \quad &= \sum_{n'} \sum_n c_{n'}^* c_n \delta_{n'n} = \sum_n c_n^* c_n = \sum_n |c_n|^2 \end{aligned}$$

اسی طرح تمام ممکن امتیازی اقدار کو انفرادی طور پر اس قدر کے حصول کے احتمال کے ساتھ ضرب دے کر تمام کا مجموعہ لینے سے Q کی توقعاتی قیمت حاصل ہوگی۔

$$\langle Q \rangle = \sum_n q_n |c_n|^2. \quad (۳.۴۹)$$

یقیناً درج ذیل ہوگا

$$\langle Q \rangle = \langle \Psi | \hat{Q} \Psi \rangle = \left\langle \left(\sum_{n'} c_{n'} f_{n'} \right) \middle| \left(\hat{Q} \sum_n c_n f_n \right) \right\rangle \quad (۳.۵۰)$$

جسے $\hat{Q} f_n = q_n f_n$ کی بدولت درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$\langle Q \rangle = \sum_{n'} \sum_n c_{n'}^* c_n q_n \langle f_{n'} | f_n \rangle = \sum_{n'} \sum_n c_{n'}^* c_n q_n \delta_{n'n} \sum_n q_n |c_n|^2. \quad (۳.۵۱)$$

کم از کم یہاں تک، چیزیں ٹھیک نظر آرہی ہیں۔

کیا ہم معام کی پیمائش کی اصل شماریاتی مفہوم کو اس زبان میں پیش کر سکتے ہیں؟ جی ہاں؛ اگرچہ یہ توپ سے چومامارنے والی بات ہوگی، آئیں اس کی تصدیق کرتے ہیں۔ حال Ψ میں ایک ذرے کے لیے x کی پیمائش لازماً

^{۳۹} یہاں بھی احتیاط سے کام لیتے ہوئے میں یہ دعویٰ نہیں کرتا کہ ”اس ذرے کا حال f_n میں پائے جانے کا احتمال $|c_n|^2$ ہے۔“ یہ کہنا بالکل غلط ہوگا۔ صرف یہ کہنا درست ہوگا کہ ذرہ حال Ψ میں ہے۔ ہاں Q کی پیمائش سے قیمت q_n کے حصول کا احتمال $|c_n|^2$ ہوگا۔ ایسی پیمائش اس حال کو تفاعل موج f_n پر مہدم کرتی ہے لہذا ہم کہہ سکتے ہیں کہ ایک ذرہ جو حال Ψ میں ہے، اس کا Q کی پیمائش کے بعد حال f_n میں ہونے کا احتمال $|c_n|^2$ ہے، وغیرہ وغیرہ، تاہم یہ ایک بالکل مختلف دعویٰ ہے۔

عامل مقام کا کوئی ایک امتیازی تدر دے گا۔ ہم مثال ۳.۳ میں دیکھ چکے ہیں کہ ہر (حقیقی) عدد y متغیر x کا امتیازی تدر ہوگا، اور اس کا مطابقتی (ڈیراک معیاری عمودی) امتیازی تفاعل $\delta(x - y) = g_y(x)$ ہوگا۔ ظاہر ادرج ذیل ہوگا

$$(۳.۵۲) \quad c(y) = \langle g_y | \Psi \rangle \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - y) \Psi(x, t) dx = \Psi(y, t)$$

لہذا سمت dy میں نتیجہ حاصل ہونے کا احتمال $|\Psi(y, t)|^2$ ہوگا جو ٹھیک اصل شرابیاتی مفہوم ہے۔

معیار حرکت کے لیے کی ہوگا؟ ہم مثال ۳.۲ میں دیکھ چکے ہیں کہ عامل معیار حرکت کے امتیازی تفاعلات $f_p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{ipx/\hbar}$ ہوں گے لہذا ادرج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۵۳) \quad c(p) = \langle f_p | \Psi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ipx/\hbar} \Psi(x, t) dx$$

یہ اتنی اہم مقدار ہے کہ ہم اسے ایک مخصوص نام سے پکارتے اور ایک مخصوص علامت سے ظاہر کرتے ہیں: اس کو معیار حرکت فضا تفاعل موج پکارا اور $\Phi(p, t)$ سے ظاہر کیا جاتا ہے۔ یہ درحقیقت (مقامی فضا) تفاعل موج $\Psi(x, t)$ کا فورسٹر بدل ہے جو مسئلہ پلانشرال کے تحت اس کا الٹ فورسٹر بدل ہے ہوگا۔

$$(۳.۵۴) \quad \Phi(p, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ipx/\hbar} \Psi(x, t) dx,$$

$$(۳.۵۵) \quad \Psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ipx/\hbar} \Phi(p, t) dp,$$

متمم شرابیاتی مفہوم کے تحت سمت dp میں معیار حرکت کی پیمائش کے حصول کا احتمال ادرج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۵۶) \quad |\Phi(p, t)|^2 dp$$

مثال ۳.۴: ایک ذرہ جس کی کمیت m ہے ذیل تفاعل کنواں $V(x) = -\alpha\delta(x)$ میں مقید ہے۔ معیار حرکت کی پیمائش کا $p_0 = m\alpha/\hbar$ سے بڑی قیمت دینے کا احتمال کیا ہے؟

حل: اس کا (مقامی فضا) تفاعل موج (مساوات ۲.۱۲۹) ادرج ذیل ہے (جہاں $E = -m\alpha^2/2\hbar^2$ ہے)۔

$$\Psi(x, t) = \frac{\sqrt{m\alpha}}{\hbar} e^{-m\alpha|x|/\hbar^2} e^{-iEt/\hbar}$$

یوں معیار حرکت کی فضا تفاعل موج ادرج ذیل ہوگا۔

$$\Phi(p, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \frac{\sqrt{m\alpha}}{\hbar} e^{-iEt/\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ipx/\hbar} e^{-m\alpha|x|/\hbar^2} dx = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{p_0^{3/2} e^{-iEt/\hbar}}{p^2 + p_0^2}$$

momentum space wave function*

(میں نے مکمل کا حل جدول سے دیکھ کر لکھا ہے)۔ یوں احتمال درج ذیل ہوگا

$$\begin{aligned} \frac{2}{\pi} p_0^3 \int_{p_0}^{\infty} \frac{1}{(p^2 + p_0^2)^2} dp &= \frac{1}{\pi} \left[\frac{pp_0}{p^2 + p_0^2} + \tan^{-1} \left(\frac{p}{p_0} \right) \right] \Big|_{p_0}^{\infty} \\ &= \frac{1}{4} - \frac{1}{2\pi} = 0.0908 \end{aligned}$$

□

(اور یہاں بھی میں نے مکمل کا حل جدول سے دیکھ کر لکھا ہے)۔

سوال ۳.۱۱: ہارمونی مرتبہ کے زمینی حال میں ایک ذرے کی معیاری حرکی فضا تقاضا عمل موج $\Phi(p, t)$ تلاش کریں۔ اس حال میں (اسی توانائی کے) ایک ذرہ کے p کی پیش کش کا کلاسیکی سرعت کے باہر نتیجہ کا احتمال (دو یا معنی ہندسوں تک) کیا ہوگا؟ اشارہ: جواب کے عددی حصہ کے لئے ”عمومی تقسیم“ یا ”تقسیم عمل حنل“ کے جدول سے مدد لیں یا کمپیوٹر استعمال کریں۔

سوال ۳.۱۲: درج ذیل دکھائیں۔

$$(۳.۵۷) \quad \langle x \rangle = \int \Phi^* \left(-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial p} \right) \Phi dp.$$

اشارہ: دھیان رہے کہ $xe^{(ipx/\hbar)} = -i\hbar \left(\frac{d}{dp} \right) e^{(ipx/\hbar)}$ ہے۔

یوں معیار حرکی فضا میں عامل متعام $i\hbar \partial / \partial p$ ہوگا۔ عمومی طور پر درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۵۸) \quad \langle Q(x, p) \rangle = \begin{cases} \int \Psi^* \hat{Q} \left(x, \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} \right) \Psi dx, & \text{مقامی فضا میں} \\ \int \Phi^* \hat{Q} \left(-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial p}, p \right) \Phi dp, & \text{معیار حرکی فضا میں} \end{cases}$$

اصولی طور پر آپ تمام حساب و کتاب مقامی فضا کی بجائے معیار حرکی فضا میں کر سکتے ہیں (اگر چاہیں)۔ عموماً اتنا آسان نہیں ہوگا۔

۳.۵ اصول عدم یقینیت

میں نے عدم یقینیت کے اصول کو $\sigma_x \sigma_p \geq \hbar/2$ کی صورت میں حصہ ۱.۶ میں بیان کیا جس کو آپ کئی سوالات حل کرتے ہوئے دیکھ چکے ہیں۔ تاہم اس کا ثبوت ہم نے ابھی تک پیش نہیں کیا ہے۔ اس حصہ میں ہم اصول عدم یقینیت کی عمومی صورت پیش کریں گے اور اس کے چند مضمضرات جانیں گے۔ ثبوت کا ذلیل خوبصورت ضرور ہے لیکن ساتھ ہی پیچیدہ بھی ہے لہذا اتنا خوب رکھیں۔

۳.۵.۱ اصول عدم یقینیت کا ثبوت

کسی بھی متابل مشاہدہ A کے لیے درج ذیل ہوگا (ساوات 21.3):

$$\sigma_A^2 = \langle (\hat{A} - \langle A \rangle) \Psi | (\hat{A} - \langle A \rangle) \Psi \rangle = \langle f | f \rangle$$

جہاں $f \equiv (\hat{A} - \langle A \rangle) \Psi$ ہے۔ اسی طرح کسی دوسرے متابل مشاہدہ B کے لیے

$$\sigma_B^2 = \langle g | g \rangle \quad \text{ہوگا جہاں} \quad g \equiv (\hat{B} - \langle B \rangle) \Psi$$

یوں (شوارز عدم مساوات مساوات 7.3 کے تحت) درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۵۹) \quad \sigma_A^2 \sigma_B^2 = \langle f | f \rangle \langle g | g \rangle \geq |\langle f | g \rangle|^2$$

اب کسی بھی مخلوط عدد z کے لیے درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۶۰) \quad |z|^2 = [(\text{حقیقی}(z))]^2 + [(\text{خیالی}(z))]^2 \geq [(\text{خیالی}(z))]^2 = \left[\frac{1}{2i} (z - z^*) \right]^2$$

یوں $z = \langle f | g \rangle$ لیتے ہوئے

$$(۳.۶۱) \quad \sigma_A^2 \sigma_B^2 \geq \left(\frac{1}{2i} [\langle f | g \rangle - \langle g | f \rangle] \right)^2$$

ہوگا لیکن $\langle f | g \rangle$ کو درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$\begin{aligned} \langle f | g \rangle &= \langle (\hat{A} - \langle A \rangle) \Psi | (\hat{B} - \langle B \rangle) \Psi \rangle = \langle \Psi | (\hat{A} - \langle A \rangle) (\hat{B} - \langle B \rangle) \Psi \rangle \\ &= \langle \Psi | (\hat{A} \hat{B} - \hat{A} \langle B \rangle - \hat{B} \langle A \rangle + \langle A \rangle \langle B \rangle) \Psi \rangle \\ &= \langle \Psi | (\hat{A} \hat{B} \Psi) - \langle B \rangle \langle \Psi | \hat{A} \Psi \rangle - \langle A \rangle \langle \Psi | \hat{B} \Psi \rangle + \langle A \rangle \langle B \rangle \langle \Psi | \Psi \rangle \\ &= \langle \hat{A} \hat{B} \rangle - \langle B \rangle \langle A \rangle - \langle A \rangle \langle B \rangle + \langle A \rangle \langle B \rangle \\ &= \langle \hat{A} \hat{B} \rangle - \langle A \rangle \langle B \rangle \end{aligned}$$

اسی طرح درج ذیل بھی لکھا جاسکتا ہے

$$\langle g | f \rangle = \langle \hat{B} \hat{A} \rangle - \langle A \rangle \langle B \rangle$$

لہذا

$$\langle f | g \rangle - \langle g | f \rangle = \langle \hat{A} \hat{B} \rangle - \langle \hat{B} \hat{A} \rangle = \langle [\hat{A}, \hat{B}] \rangle,$$

ہوگا جہاں

$$[\hat{A}, \hat{B}] \equiv \hat{A} \hat{B} - \hat{B} \hat{A}$$

ان دو عاملین کا مقابلہ ہے (مسوات ۲.۴۸)۔ نتیجتاً درج ذیل ہوگا۔

$$\sigma_A^2 \sigma_B^2 \geq \left(\frac{1}{2i} \langle [\hat{A}, \hat{B}] \rangle \right)^2 \quad (۳.۶۲)$$

یہ اصول عدم یقینیت^{۴۱} کی عمومی صورت ہے۔ آپ یہاں سوچ سکتے ہیں کہ اس مساوات کا دایاں ہاتھ منفی ہے؟ یقیناً ایسا نہیں ہے؛ دو ہر مشی عاملین کے مقابلہ میں بھی i کا بذریعہ پایا جاتا ہے جو اس مساوات میں موجود i کے ساتھ کٹ جاتا ہے۔^{۴۲}

مشال کے طور پر، فرض کریں مقام ($\hat{A} = x$) پہلا اور معیار حرکت ($\hat{B} = \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx}$) دوسرا تابل مشاہدہ ہے۔ ہم باب ۲ (مسوات ۲.۵۱) میں ان کا مقابلہ

$$[\hat{x}, \hat{p}] = i\hbar$$

حاصل کر چکے ہیں لہذا

$$\sigma_x^2 \sigma_p^2 \geq \left(\frac{1}{2i} i\hbar \right)^2 = \left(\frac{\hbar}{2} \right)^2$$

یا، چونکہ تعریف کی رو سے معیاری انحراف مثبت ہوتے ہیں، درج ذیل ہوگا۔

$$\sigma_x \sigma_p \geq \frac{\hbar}{2} \quad (۳.۶۳)$$

یہ اصل ہیزنبرگ اصول عدم یقینیت ہے، جو زیادہ عمومی مسئلے کی ایک مخصوص صورت ہے۔

حقیقتاً ہر دو تابل مشاہدہ جوڑی جن کے عاملین غیر مقلوب ہوں گے لیے ایک عدد ”اصول عدم یقینیت“ پایا جاتا ہے؛ ہم انہیں غیر ہم آہنگے قابل مشاہدہ^{۴۳} کہتے ہیں۔ غیر ہم آہنگے قابل مشاہدہ کے مشترکہ امتیازی تفاعل نہیں پائے جاتے؛ کم از کم ان کے مشترکہ امتیازی تفاعلات کا مکمل سلسلہ نہیں ہوگا (سوال ۳.۱۵ دیکھیں)۔ اس کے برعکس ہم آہنگے (مقلوب) قابل مشاہدہ کے مشترکہ امتیازی تفاعلات کا مکمل سلسلہ ممکن ہے۔^{۴۴}

مشال کے طور پر، (جیسا ہم باب ۴ میں دیکھیں گے) ہائیڈروجن جوہر کا ہیلیمیٹی، اس کی زاویائی معیار حرکت کی مقدار، اور زاویائی معیار حرکت کا z جزو باہمی ہم آہنگے قابل مشاہدہ ہیں، اور ہم ان تینوں کے بیک وقت امتیازی تفاعل تیار کر کے انہیں متعلقہ امتیازی اقدار کے لحاظ سے نام دیں گے۔ اس کے برعکس، چونکہ مقام اور معیار

uncertainty principle^{۴۱}

^{۴۲} یہ کہنا زیادہ درست ہوگا کہ دو ہر مشی عاملین کا مقابلہ از خود متضاد ہر مشی ($\hat{Q}^+ = -\hat{Q}$) ہوگا اور اس کی توقعاتی قیمت خیالی ہوگی (سوال ۳.۲۶)۔

incompatible observables^{۴۳}

^{۴۴} یہ اس حقیقت کے ساتھ مطابقت رکھتا ہے کہ غیر مقابلہ تابلوں کو بسکوقت وتری نہیں بنایا جاسکتا ہے (یعنی، انہیں ایک دوسرے جیسی میثابہ تبادلہ سے وتری نہیں بنایا جاسکتا ہے)، جبکہ مقلوب ہر مشی تابلوں کو بسکوقت وتری بنایا جاسکتا ہے۔ حصہ ۵.۱ دیکھیں۔

حرکت عاملین غیر ہم آہنگ ہیں لہذا امتیام کا ایسا کوئی امتیازی تفاعل نہیں پایا جاتا جو معیار حرکت کا بھی امتیازی تفاعل ہو۔

یاد رہے کہ اصول عدم یقینیت کو انٹرنل نظریہ میں ایک اضافی مفروضہ نہیں ہے، بلکہ یہ شماراتی مفہوم کا ایک نتیجہ ہے۔ آپ تعجب سے پوچھ سکتے ہیں کہ تجربہ گاہ میں ہم ایک ذرے کا امتیام اور معیار حرکت دونوں کیوں تعین نہیں کر سکتے ہیں؟ آپ یقیناً ایک ذرے کا امتیام ناپ سکتے ہیں تاہم اس پیمائش سے تفاعل موج ایک نقطے پر نوکیلی صورت اختیار کرتے ہوئے منہدم ہوتا ہے، اور آپ (فوریئر نظریہ سے) جانتے ہیں کہ طول موج کی وسعت نوکیلی تفاعل موج پیدا کرتی ہے، لہذا اس کے معیار حرکت کی وسعت بھی زیادہ ہوگی۔ اب اگر آپ ذرے کی معیار حرکت کی پیمائش کریں تو یہ حال ایک لمبی سائنس موج پر منہدم ہوگا، جس کا طول موج (اب) پوری طرح معین لیکن امتیام پہلی پیمائش سے مختلف ہوگا۔^{۳۵} مسئلہ یہ ہے کہ دوسری پیمائش پہلی پیمائش کے نتیجہ کو غیر متمثل کرتی ہے۔ صرف اس صورت دوسری پیمائش ذرے کے حال پر اثر انداز نہیں ہوگی جب تفاعل موج بیک وقت دونوں متابل مشاہدہ کا امتیازی حال ہو (ایسی صورت میں دوسری پیمائش سے کچھ بھی تبدیل نہیں ہوگا)۔ تاہم ایسا عموماً متائب ممکن ہوگا جب دونوں متابل مشاہدہ ہم آہنگ ہوں۔

سوال ۳.۱۳:

۱. درج ذیل مسائل مقلب ثابت کریں۔

(۳.۶۴)

$$[AB, C] = A[B, C] + [A, C]B$$

ب. درج ذیل دکھائیں۔

$$[x^n, p] = i\hbar n x^{n-1}$$

ج. دکھائیں کہ زیادہ عمومی طور پر کسی بھی تفاعل $f(x)$ کے لئے پر درج ذیل ہوگا۔

(۳.۶۵)

$$[f(x), p] = i\hbar \frac{df}{dx}$$

سوال ۳.۱۴: امتیام ($A = x$) میں عدم یقینیت اور توانائی ($B = p^2/2m + V$) میں عدم یقینیت کا درج ذیل اصول عدم یقینیت ثابت کریں۔

$$\sigma_x \sigma_H \geq \frac{\hbar}{2m} |\langle p \rangle|$$

^{۳۵} جناب بوہر کو یہ ڈھونڈنے میں کافی دشواری پیش آئی کہ (مثلاً) x کی پیمائش کی طرح اس سے قبل موجود p کی قیمت کو تباہ کرتی ہے۔ حقیقت یہ ہے کہ کسی بھی پیمائش کے لئے ضروری ہے کہ ذرے کو کسی طرح کریداجائے، مثلاً اس پر شعاع روشن کی جائے۔ تاہم ایسے فوٹان اس ذرے کو معیار حرکت منتقل کرتے ہیں جو آپ کے فتابو میں نہیں ہے۔ اب آپ ذرے کا امتیام جانتے ہیں لیکن اس کا معیار حرکت نہیں جانتے۔

ساکن حالات کیلئے یہ آپ کو کوئی زیادہ معلومات فراہم نہیں کرتا؛ ایسا کیوں ہے؟

سوال ۳.۱۵: دکھائیں کہ دو غیر متقارب عاملین کے مشترکہ امتیازی تفاعلات کا مکمل سلسلہ نہیں پایا جاتا ہے۔ اشارہ: دکھائیں اگر \hat{P} اور \hat{Q} کے مشترکہ امتیازی تفاعلات کا مکمل سلسلہ پایا جاتا ہو، تب ہلبرٹ فضا میں کسی بھی تفاعل کیلئے $f = 0$ $[\hat{P}, \hat{Q}]$ ہوگا۔

۳.۵.۲ کم سے کم عدم یقینیت کا موجی اکٹھ

ہم ہارمونی سرقتش کی زمینی حال (سوال ۲.۱۱) اور آزاد ذرے کی گاوسی موجی اکٹھ (سوال ۲.۲۲) کے تفاعل موج دیکھ چکے ہیں جو مقام و معیار حرکت کی عدم یقینیت کی حد $(\sigma_x \sigma_p = \hbar/2)$ کو چھوتے ہیں۔ اس سے ایک دلچسپ سوال پیدا ہوتا ہے: کم سے کم عدم یقینیت کا سب سے زیادہ عمومی موجی اکٹھ کیا ہوگا؟ اصول عدم یقینیت کے ثبوت کے دلائل میں عدم مساوات دو نقطوں پر پیش آیا: مساوات ۳.۵۹ اور مساوات ۳.۶۰۔ ہم دونوں کو عدم مساوات کی بجائے مساوات لیتے ہوئے دیکھتے ہیں کہ Ψ کے بارے میں کیا معلومات فراہم ہوتی ہے۔

جب ایک تفاعل دوسرے تفاعل کا مضرب ہو: $g(x) = cf(x)$ ، جہاں c کوئی مخلوط عدد ہے تب شمار عدم مساوات ایک مساوات بن جاتی ہے (سوال A5 دیکھیں)۔ ساتھ ہی میں مساوات ۳.۶۰ میں z کے حقیقی جزو کو رد کرتا ہوں؛ جب $0 = \text{حقیقی}(z)$ ہو، یعنی جب

$$\langle f|g \rangle_{\text{حقیقی}} = \langle cf|f \rangle_{\text{حقیقی}} = 0$$

ہو تب مساوات کی صورت پائی جائے گی۔ اب $\langle f|f \rangle$ یقیناً حقیقی ہے، لہذا مستقل c لازمًا حلی خالی ہوگا؛ جسے ہم ia لکھتے ہیں۔ یوں کم سے کم عدم یقینیت کیلئے لازم اور کافی شرط درج ذیل ہوگا۔

$$g(x) = ia f(x), \quad a \text{ حقیقی} \quad (۳.۶۶)$$

مقام و معیار حرکت اصول عدم یقینیت کیلئے یہ شرط درج ذیل روپ اختیار کرتا ہے۔

$$\left(\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} - \langle p \rangle \right) \Psi = ia(x - \langle x \rangle) \Psi \quad (۳.۶۷)$$

جو متغیر x کے تفاعل Ψ کا تفرقی مساوات ہے۔ اس کا عمومی حل درج ذیل ہے (سوال ۳.۱۶)۔

$$\Psi(x) = A e^{-a(x - \langle x \rangle)^2 / 2\hbar} e^{i\langle p \rangle x / \hbar} \quad (۳.۶۸)$$

آپ دیکھ سکتے ہیں کہ کم سے کم عدم یقینیت کا موجی اکٹھ درحقیقت گاوسی ہوگا اور جو دو مثالیں ہم دیکھ چکے ہیں وہ بھی گاوسی تھیں۔^{۳۶}

سوال ۳.۱۶: مساوات ۳.۶۷ کو $\Psi(x)$ کیلئے حل کریں۔ دھیان رہے کہ $\langle x \rangle$ اور $\langle p \rangle$ مستقالات ہیں۔

^{۳۶} دھیان رہے کہ صرف Ψ کو x کا تابع ہونا یہاں مسئلہ ہے؛ ”مستقالات“ $a, A, \langle x \rangle$ اور $\langle p \rangle$ تمام وقت کے تابع ہو سکتے ہیں، بلکہ Ψ کم سے کم صورت سے ارتقا کر سکتا ہے۔ میں صرف اشتباہی کرتا ہوں کہ اگر کسی لمحے پر تفاعل موج x کے لحاظ سے گاوسی ہو، تب (اس لمحے پر) عدم یقینیت حاصل ضرب کم سے کم ہوگا۔

۳.۵.۳ توانائی و وقت اصول عدم یقینیت

مقام و معیار حرکت اصول عدم یقینیت کو عموماً درج ذیل روپ میں لکھا جاتا ہے۔

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \quad (۳.۶۹)$$

یکساں تیار کردہ نظام کی بار بار پیمائش کے نتائج کے معیاری انحراف کو بعض اوقات لا پرواہی سے Δx (متغیر x کی ”عدم یقینیت“) لکھا جاتا ہے جو ایک کمزور علامت ہے۔ مساوات ۳.۶۹ کی طرح **توانائی و وقت اصول عدم یقینیت** درج ذیل ہے۔

$$\Delta t \Delta E \geq \frac{\hbar}{2} \quad (۳.۷۰)$$

چونکہ خصوصی نظریہ اضافت کی مقام و وقت چار سمتیات میں x اور t (بلکہ ct) اکٹھے شامل ہوتے ہیں، جبکہ توانائی و معیار حرکت چار سمتیات میں p اور E (بلکہ E/c) اکٹھے شامل ہوتے ہیں لہذا خصوصی نظریہ اضافت کے نقطہ نظر سے توانائی و وقت روپ کو مقام و معیار حرکت روپ کا نتیجہ تصور کیا جاسکتا ہے۔ یوں نظریہ اضافت میں مساوات ۳.۷۰ اور مساوات ۳.۶۹ ایک دوسرے کیلئے لازم و ملزوم ہیں۔ لیکن ہم اضافیتی کوانٹم میکانیات نہیں کر رہے ہیں۔ شرودنگر مساوات صریحاً غیر اضافی ہے۔ یہ t اور x کو ایک جیسی اہمیت نہیں دیتی ہے (یہ بطور تفسیقی مساوات t میں یک رتی جبکہ x میں دور رتی ہے)، اور مساوات ۳.۶۹ سے قطعاً مساوات ۳.۷۰ مراد نہیں لی جاسکتی ہے۔ میں اب توانائی و وقت اصول عدم یقینیت اخذ کرتا ہوں اور ایسا کرتے ہوئے کوشش کروں گا کہ آپ کو مطمئن کروں کہ مقام و معیار حرکت اصول عدم یقینیت کے ساتھ اسکی فابری مشابہت گمراہ کن ہے۔

اب مقام، معیار حرکت اور توانائی تمام تغیر پذیر متغیرات ہیں، جو کسی بھی وقت پر نظام کے متابل پیمائش خواص ہیں۔ تاہم (کم از کم غیر اضافی نظریہ میں) وقت تغیر پذیر متغیر نہیں ہے؛ آپ مقام اور توانائی کی پیمائش کی طرح ایک ذرے کا وقت نہیں ناپ سکتے ہیں۔ وقت ایک غیر تابع متغیر ہے اور تغیر پذیر مقدار اس کے تفاعلات ہیں۔ بالخصوص توانائی و وقت اصول عدم یقینیت میں وقت کی متعدد پیمائشوں کی معیاری انحراف کو Δt ظاہر نہیں کرتا ہے؛ آپ کہہ سکتے ہیں (اور میں جلد اسکی زیادہ درست صورت پیش کروں گا) کہ یہ اس وقت کو ظاہر کرتا ہے جس میں نظام ”کافی زیادہ“ تبدیل ہوتا ہے۔

یہ دیکھنے کیلئے کہ نظام کتنی تیزی سے تبدیل ہوتا ہے، ہم وقت کے لحاظ سے کسی متابل مشاہدہ $Q(x, p, t)$ کی توقعاتی قیمت کے تفرق کا حساب کرتے ہیں۔

$$\frac{d}{dt} \langle Q \rangle = \frac{d}{dt} \langle \Psi | \hat{Q} \Psi \rangle = \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial t} | \hat{Q} \Psi \right\rangle + \left\langle \Psi | \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} \Psi \right\rangle + \left\langle \Psi | \hat{Q} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \right\rangle$$

اب مساوات شرودنجر درج ذیل کہتی ہے (جہاں $H = p^2/2m + V$ ہیملٹنی ہے)۔

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi$$

یوں درج ذیل ہوگا۔

$$\frac{d}{dt} \langle Q \rangle = -\frac{1}{i\hbar} \langle \hat{H}\Psi | \hat{Q}\Psi \rangle + \frac{1}{i\hbar} \langle \Psi | \hat{Q}\hat{H}\Psi \rangle + \left\langle \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} \right\rangle$$

اب \hat{H} ہر مشی ہے لہذا $\langle \hat{H}\Psi | \hat{Q}\Psi \rangle = \langle \Psi | \hat{H}\hat{Q}\Psi \rangle$ اور یوں اور درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۷۱) \quad \frac{d}{dt} \langle Q \rangle = \frac{i}{\hbar} \langle [\hat{H}, \hat{Q}] \rangle + \left\langle \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} \right\rangle$$

یہ خود ایک دلچسپ اور کارآمد نتیجہ ہے (سوال ۱۷.۱۳ اور ۳.۳۱ دیکھیں)۔ عمومی صورت میں جہاں عامل صریحاً وقت کا تابع نہیں ہوگا،^{۳۸} یہ کہتی ہے کہ توقعاتی قیمت کی تبدیلی کی شرح کو عامل اور ہیملٹنی کا مقابلہ تعین کرتا ہے۔ بالخصوص اگر \hat{H} اور \hat{Q} آپس میں متبادل ہوں، تب $\langle Q \rangle$ مستقل ہوگا، اور اس نقطہ نظر سے Q بقائی مقدار ہوگا۔

اب فرض کریں عمومی اصول عدم یقینیت (مساوات ۳.۶۲) میں ہم $A = H$ اور $B = Q$ لے کر فرض کریں کہ Q صریحاً t کا تابع نہیں ہے۔ تب

$$\sigma_H^2 \sigma_Q^2 \geq \left(\frac{1}{2i} \langle [\hat{H}, \hat{Q}] \rangle \right)^2 = \left(\frac{1}{2i} \hbar \frac{d\langle Q \rangle}{dt} \right)^2 = \left(\frac{\hbar}{2} \right)^2 \left(\frac{d\langle Q \rangle}{dt} \right)^2$$

ہوگا جس کو درج ذیل سادہ روپ میں لکھا جاسکتا ہے۔

$$(۳.۷۲) \quad \sigma_H \sigma_Q \geq \frac{\hbar}{2} \left| \frac{d\langle Q \rangle}{dt} \right|$$

ہم $\Delta E \equiv \sigma_H$ اور درج ذیل تعریفات لیتے ہیں۔

$$(۳.۷۳) \quad \Delta t \equiv \frac{\sigma_Q}{|d\langle Q \rangle / dt|}$$

تب درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۷۴) \quad \Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$$

^{۳۸} وقت کی صریحاً تابع عاملین بہت کم پائے جاتے ہیں لہذا عموماً $\partial \hat{Q} / \partial t = 0$ ہوگا۔ صریحاً تابعیت وقت کی مثال اسپن کی حواسر ایک ایسے ہارمونی سر تعش کی محلی توانائی لیتے ہیں جس کے اسپرنگ کا مقباسب پلک تبدیل ہو رہا ہو (مثلاً درجب حواسرارت تبدیل ہونے سے اسپرنگ زیادہ لمبے پکدار ہو جاتا ہو): $Q = (1/2)m[\omega(t)]^2 x^2$

جو توانائی و وقت اصول عدم یقینیت ہے۔ یہاں Δt کی معنی کو دھیان دیں۔ چونکہ

$$\sigma_Q = \left| \frac{d\langle Q \rangle}{dt} \right| \Delta t,$$

ہے لہذا Δt اتنے وقت کو ظاہر کرتا ہے جبکہ میں Q کی توقعاتی قیمت ایک معیاری انحراف کے برابر تبدیل ہو۔ بالخصوص Δt اس قابل مشاہدہ Q پر منحصر ہوگی جس پر آپ غور کر رہے ہوں؛ کسی ایک قابل مشاہدہ کی تبدیلی بہت تیز ہو سکتی ہے جبکہ دوسرے کی بہت سست ہو سکتی ہے۔ تاہم چھوٹی ΔE کی صورت میں تمام قابل مشاہدہ کی تبدیلی کی شرح بہت سست رفتار ہوگی؛ اس کو یوں بھی بیان کیا جاسکتا ہے کہ اگر ایک قابل مشاہدہ بہت تیزی سے تبدیل ہوتا ہو تب توانائی میں عدم یقینیت بہت زیادہ ہوگی۔

مثال ۳.۵: ساکن حال کی انتہائی صورت میں جہاں توانائی یکساں طور پر معین ہوگی، تمام توقعاتی قیمتیں وقت کے لحاظ سے مستقل ہوں گی ($\Delta E = 0 \Rightarrow \Delta t = \infty$)؛ جیسا ہم نے کچھ دیر پہلے (ساوا ۲.۹ میں) دیکھا۔ کچھ ہونے کے لیے ضروری ہے کہ کم از کم دو ساکن حالات کا خطی جوڑ لیا جائے، مثلاً درج ذیل۔

$$\Psi(x, t) = a\psi_1(x)e^{-iE_1t/\hbar} + b\psi_2(x)e^{-iE_2t/\hbar}$$

اگر a, b, ψ_1 اور ψ_2 حقیقی ہوں تب درج ذیل ہوگا۔

$$|\Psi(x, t)|^2 = a^2(\psi_1(x))^2 + b^2(\psi_2(x))^2 + 2a\psi_1(x)\psi_2(x) \cos\left(\frac{E_2 - E_1}{\hbar}t\right)$$

ایک ارتعاش کا دوری عرصہ $\tau = 2\pi\hbar/(E_2 - E_1)$ ہوگا۔ اندازاً بات کرتے ہوئے $\Delta E = E_2 - E_1$ اور $\Delta t = \tau$ لکھ کر درج ذیل لکھا جاسکتا ہے

$$\Delta E \Delta t = 2\pi\hbar$$

جو یقیناً $\hbar/2 \geq$ ہے (ٹھیک ٹھیک حساب کے لیے سوال ۳.۱۸ دیکھیں)۔ □

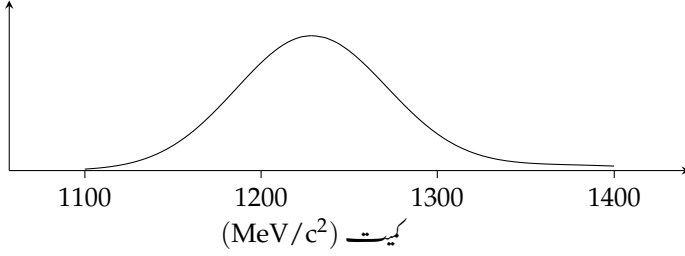
مثال ۳.۶: کسی ایک مخصوص نقطہ سے آزاد ذرے کی موتی اکٹھ کتنی دیر میں گزرتی ہے (شکل ۳.۱)؟ کیفی طور پر ہوگا جو مقام و معیار حرکت اصول عدم یقینیت کے تحت $\hbar/2 \geq$ ہوگا (ٹھیک ٹھیک حساب کے لیے سوال ۳.۱۹ دیکھیں)۔ □

$$\Delta E \Delta t = \frac{p\Delta p}{m} \frac{m\Delta x}{p} = \Delta x \Delta p$$

ہوگا جو مقام و معیار حرکت اصول عدم یقینیت کے تحت $\hbar/2 \geq$ ہوگا (ٹھیک ٹھیک حساب کے لیے سوال ۳.۱۹ دیکھیں)۔ □



شکل ۳.۱: ایک آزاد ذرہ موجی اکٹھ نقطہ A کو پہنچتا ہے (مثال ۳.۶)۔



شکل ۳.۲: کیت Δ کی پیمائشوں کی مستطیلی ترمیم (مثال ۳.۷)۔

مثال ۳.۷: ذرہ Δ تقریباً 10^{-23} سیکنڈ حیات رہنے کے بعد خود بخود ٹکڑے ہو جاتا ہے۔ اس کی کیت تمام پیمائشوں کا مستطیلی ترسیل، جس کی شکل کا قوس دے گا جس کا وسط $1232 \text{ MeV}/c^2$ پر اور چوڑائی تقریباً $120 \text{ MeV}/c^2$ ہوگی (شکل ۳.۲)۔ ساکن صورت توانائی (mc^2) کیوں بعض اوقات 1232 سے زیادہ اور بعض اوقات اس سے کم حاصل ہوتی ہے؟ کیا یہ تجرباتی پیمائش کی حائل کے بنائے جی نہیں کیوں کہ

$$\Delta E \Delta t = \left(\frac{120}{2} \text{ MeV} \right) (10^{-23} \text{ s}) = 6 \times 10^{-22} \text{ MeV s}$$

ہے جبکہ $\hbar/2 = 3 \times 10^{-22} \text{ MeV s}$ ۔ یوں کیت میں پھیلاؤ انتہائی کم ہے جتنا اصول عدم یقینیت احبازت دیتا ہے؛ انتہائی کم عرصہ حیات کے ذرے کی کیت پوری طرح معین نہیں ہو سکتی ہے۔^{۴۹} □

ان مثالوں میں ہم نے حبزو Δt کے کئی مخصوص مطلب دیکھے: مثال ۳.۵ میں اس سے مسرہ طول موج تھتا؛ مثال ۳.۶ میں اس سے مسرہ دورانیہ تھتا جس میں ایک ذرہ کسی نقطہ سے گزرتا ہے؛ مثال ۳.۷ میں یہ ایک

^{۴۹} حقیقت میں مثال ۳.۷ میں غلط بیانی کی گئی ہے۔ آپ 10^{-23} سیکنڈ کو گھڑی پر ناپ نہیں سکتے ہیں، اور حقیقت میں اتنے کم عرصہ حیات کے ذرے کا عرصہ حیات ایسی کسیتی ترمیم سے بذریعہ اصول عدم یقینیت اخذ کیا جاتا ہے۔ تاہم، اگرچہ منطق اراء رخ استعمال کی گئی ہے، ہمارا نقطہ درست ہے۔ مزید، اگر آپ مندرجہ کریں کہ Δ تقریباً ایک پروٹان (10^{-15} m) جتنا ہے، تب اس ذرے سے گزرنے کے لئے شعاع کو تقریباً 10^{-23} سیکنڈ درکار ہوں گے، اور یہ مندرجہ کرنا مشکل ہوگا کہ ذرے کا عرصہ حیات اس سے بھی کم ہو گا۔

غیر مستحکم ذرے کے عرصہ حیات کو ظاہر کرتا ہے۔ تاہم تمام صورتوں میں Δt اس دورانیہ کو ظاہر کرتا ہے جس میں نظام میں ”کافی زیادہ“ تبدیلی رونما ہو۔

عموماً کہا جاتا ہے کہ اصول عدم یقینیت کے بنیادی میکانیات میں توانائی صحیح معنوں میں بقائی نہیں ہے، یعنی آپ کو اجازت ہے کہ آپ توانائی ΔE ”ادھار“ لے کر وقت $\Delta t \approx \hbar / (2\Delta E)$ کے اندر ”واپس“ کریں۔ توانائی کی بقا کی بڑی زیادہ خلاف ورزی ہو، اتنا وہ دورانیہ کم ہوگا جس کے دوران یہ خلاف ورزی رونما ہو۔ اب توانائی و وقت اصول عدم یقینیت کے کئی جائز مطلب لیے جاسکتے ہیں، تاہم یہ ان میں سے ایک نہیں ہے۔ ہمیں کوانٹم میکانیات کہیں بھی توانائی کی بقا کی خلاف ورزی کی اجازت نہیں دیتی ہے اور نہ ہی مساوات ۳.۷۴ کے حصول میں کوئی ایسی اجازت شامل کی گئی۔ تاہم، حقیقت یہ ہے کہ اصول عدم یقینیت انتہائی زیادہ مضبوط ہے: اس کی عنایت استعمال کے باوجود نتائج زیادہ عنایت نہیں ہوتے ہیں، اور یہی وجہ ہے کہ ماہر طبیعیات عموماً اس کو استعمال کرتے ہوئے زیادہ محتاط نہیں رہتے۔

سوال ۳.۱: درج ذیل ذیل مخصوص صورتوں پر مساوات ۳.۷۴ کی اطلاق کریں۔

$$۱. Q = 1 \quad ۲. Q = H \quad ۳. Q = x \quad ۴. Q = p$$

ہر ایک صورت میں مساوات ۱.۲۷، مساوات ۱.۳۳، مساوات ۱.۳۸ اور توانائی کی بقا (مساوات ۲.۳۹ کے بعد کا تبصرہ دیکھیں) کو مد نظر رکھتے ہوئے نتیجے پر بحث کریں۔

سوال ۳.۱۸: معیاری انحراف σ_x اور $d\langle x \rangle / dt$ کی ٹھیک ٹھیک قیمتوں کا حساب کرتے ہوئے سوال ۲.۵ کے تقاضا عمل موج اور قابل مشاہدہ x کے لیے توانائی و وقت اصول عدم یقینیت پر کہیں۔

سوال ۳.۱۹: معیاری انحراف σ_x اور $d\langle x \rangle / dt$ کی ٹھیک ٹھیک قیمتوں کا حساب کرتے ہوئے سوال ۲.۲۳ میں آزاد ذرے کی موجی اکٹھ اور قابل مشاہدہ x کے لیے توانائی و وقت اصول عدم یقینیت پر کہیں۔

سوال ۳.۲۰: دکھائیں کہ متقابل مشاہدہ x کے لیے توانائی و وقت اصول عدم یقینیت، تخفیف کے بعد سوال ۳.۱۳ کے اصول عدم یقینیت کا روپ اختیار کرتی ہے۔

۳.۶ ڈیراک علامتیت

دو ابعاد میں ایک سادہ سمتیہ \mathbf{A} پر غور کریں (شکل ۳.۳-۱)۔ آپ اس سمتیہ کو کس طرح بیان کریں گے؟ سب سے آسان طریقہ یہ ہوگا کہ آپ x اور y محدود کا ایک کارتیسی نظام متائم کر کے اس پر سمتیہ \mathbf{A} کے اجزاء: $A_x = \hat{i} \cdot \mathbf{A}$ اور $A_y = \hat{j} \cdot \mathbf{A}$ وضع کریں (شکل ۳.۳-۲)۔ اب عین ممکن ہے کہ آپ کی بہن ایک مختلف کارتیسی نظام متائم کرے جس کے محدود x' اور y' ہوں؛ وہ سمتیہ \mathbf{A} کے اجزاء $A'_x = \hat{i}' \cdot \mathbf{A}$ اور $A'_y = \hat{j}' \cdot \mathbf{A}$ پیش کرے گی (شکل ۳.۳-۲)۔ حقیقت میں آپ دونوں ایک ہی سمتیہ کو دو مختلف اساس $(\{\hat{i}, \hat{j}\})$ اور $(\{\hat{i}', \hat{j}'\})$ کی صورت میں بیان کر رہے ہیں۔ سمتیہ از خود ”باہر فضا“ میں رہتا ہے اور کسی کے بھی متائم کردہ (اختیاری) محدودی نظام کا تابع نہیں ہے۔



شکل ۳.۳: (i) سمتیہ A ، (ب) xy محدد سے لحاظ سے A کے اجزاء، (ج) $x'y'$ محدد کے لحاظ سے A کے اجزاء

یہی کچھ کوانٹم میکانیات میں ایک نظام کے حال کے لیے درست ہوگا۔ اس کو سمتیہ $|\mathcal{H}(t)\rangle$ سے ظاہر کیا جا سکتا ہے جو ”باہر ہلبرٹ فضا“ میں رہتا ہے اور جسے ہم مختلف اساس کے لحاظ سے بیان کر سکتے ہیں۔ درحقیقت امتیازی تفاعل معتم کی اساس میں $|\mathcal{H}\rangle$ کی پھیلاؤ کا عددی سرموجی تفاعل $\Psi(x, t)$ ہوگا:

$$(۳.۴۵) \quad \Psi(x, t) = \langle x | \mathcal{H}(t) \rangle$$

جہاں \hat{x} کے امتیازی تفاعل جس کی امتیازی قیمت x ہے کو سمتیہ $|x\rangle$ ظاہر کرتا ہے، جبکہ معیار حرکت امتیازی تفاعل کی اساس میں $|\mathcal{H}\rangle$ کی پھیلاؤ، معتم و معیار حرکت موجی تفاعل $\Phi(p, t)$ ہے:

$$(۳.۴۶) \quad \Phi(p, t) = \langle p | \mathcal{H}(t) \rangle$$

جہاں \hat{p} کا امتیازی تفاعل جس کی امتیازی قیمت p ہے کو سمتیہ $|p\rangle$ ظاہر کرتا ہے۔^{۵۰} $|\mathcal{H}\rangle$ کے پھیلاؤ کو توانائی امتیازی تفاعل کی اساس میں بھی کر سکتے ہیں (یہاں اپنی آسانی کے لیے ہم غیر مسلسل طیف مندرج کر رہے ہیں):

$$(۳.۴۷) \quad c_n(t) = \langle n | \mathcal{H}(t) \rangle$$

جہاں \hat{H} کے n ویں امتیازی تفاعل کو سمتیہ $|n\rangle$ ظاہر کرتا ہے؛ مساوات ۳.۴۶۔ تاہم یہ تمام ایک ہی حالت کو ظاہر کرتے ہیں؛ تفاعلات Ψ اور Φ ، اور عددی سروں کا سلسلہ $\{c_n\}$ ٹھیک ایک جیسی

^{۵۰} میں اس کو g_x (مساوات ۳.۳۹) نہیں کہنا چاہتا چونکہ وہ اس کی اساس معتم میں روپ ہے، اور یہاں پورا مقصد کسی بھی مخصوص اساس سے چھڑکا رہا ہے۔ یقیناً میں نے پہلی مرتبہ ہلبرٹ فضا کو، x پر، بطور مربع متکامل تفاعلات کا سلسلہ متعارف کرتے ہوئے اس کو (اساس معتم کا) پابند بنایا جو ایک امتناعی صورت ہے۔ میں چاہتا ہوں کہ آپ اس کو ایک تصوراتی سمتی فضا سمجھیں، جس کے ارکان کو کسی بھی اساس کے لحاظ سے ظاہر کیا جاسکتا ہے۔
^{۵۱} سمتی فضا میں یہ $f_p(x)$ ہوگا (مساوات ۳.۳۲)۔

معلومات رکھتے ہیں؛ یہ ایک ہی سمتیہ کو ظاہر کرنے کے تین مختلف طریقے ہیں:

$$\begin{aligned}\Psi(x, t) &= \int \Psi(y, t) \delta(x - y) dy = \int \Phi(p, t) \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{ipx/\hbar} dp \\ (3.48) \quad &= \sum c_n e^{-iE_n t/\hbar} \psi_n(x)\end{aligned}$$

(متبادل مشاہدہ کو ظاہر کرنے والے) عاملین خطی مبدل ہوتے ہیں جو ایک سمتیہ کا ”تبادلہ“ دوسری سمتیہ میں کرتے ہیں۔

$$(3.49) \quad |\beta\rangle = \hat{Q}|\alpha\rangle$$

بالکل سمتیات کی طرح جنہیں ایک مخصوص اساس $\{|e_n\rangle\}$ کے لحاظ سے ان کے اجزاء

$$\begin{aligned}|\alpha\rangle &= \sum_n a_n |e_n\rangle \quad \text{جہاں} \quad a_n = \langle e_n | \alpha \rangle \quad \text{ہے، اور} \\ (3.80) \quad |\beta\rangle &= \sum_n b_n |e_n\rangle \quad \text{جہاں} \quad b_n = \langle e_n | \beta \rangle \quad \text{ہے}\end{aligned}$$

سے ظاہر کیا جاتا ہے، عاملین کو (کسی مخصوص اساس کے لحاظ سے) ان کے **قابلِ ارکان** ^{۵۳} ^{۵۴}

$$(3.81) \quad \langle e_m | \hat{Q} | e_n \rangle \equiv Q_{mn}$$

سے ظاہر کیا جاتا ہے۔ اس علامت کو استعمال کرتے ہوئے مساوات ۳.۷۹ درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$(3.82) \quad \sum_n b_n |e_n\rangle = \sum_n a_n \hat{Q} |e_n\rangle$$

یا، سمتیہ $|e_m\rangle$ کے ساتھ اندرونی ضرب لیتے ہوئے

$$(3.83) \quad \sum_n b_n \langle e_m | e_n \rangle = \sum_n a_n \langle e_m | \hat{Q} | e_n \rangle$$

لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$(3.84) \quad b_m = \sum_n Q_{mn} a_n$$

یوں اجزاء کے تبادلہ کے بارے میں متالپی ارکان معلومات منراہم کرتے ہے۔

^{۵۳} میں منرض کرتا ہوں کہ یہ اساس غیر مسلسل ہے؛ مسلسل اساس کی صورت میں n استمراری ہوگا اور مجموعیات کی جگہ نکلاتے ہوں گے۔

^{۵۴} matrix elements

^{۵۴} یہ اصطلاح مستثنائی ابعادی صورت سے متاثر ہو کر منتخب کی گئی ہے، تاہم اس ”فالب“ کے اراکین کی تعداد اب لامتناہی ہوگی (جن کی گسنتی ناممکن بھی ہو سکتی ہے)۔

بعد میں ہمیں ایسے نظاموں سے واسطہ ہو گا جن کے خطی غیر تابع حالات کی تعداد مستثنائی عدد (N) ہو گا۔ سمتیہ $|\mathcal{H}(t)\rangle$ ایسی صورت میں N ابعادی سمتی فضا میں رہتا ہے؛ جس کو (کسی دیے گئے اساس کے لحاظ سے)، (N) اجزاء کی قطار سے ظاہر کیا جاسکتا ہے جبکہ عاملین $(N \times N)$ سادہ متالب کاروپ اختیار کرتے ہیں۔ یہ سادہ ترین کوانٹائی نظام ہیں؛ جن میں لامستثنائی آبادی سمتی فضا سے وابستہ باریکیاں نہیں پائی جاتی ہیں۔ ان میں سب سے آسان دو حالتی نظام ہے جس پر درج ذیل مثال میں غور کیا گیا ہے۔

مثال ۸.۳: تصور کریں کہ ایک نظام میں صرف دو (درج ذیل) خطی غیر تابع حالات ممکن ہیں۔^{۵۵}

$$|2\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{اور} \quad |1\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

سب سے زیادہ عمومی حال ان کا معمول شدہ خطی جوڑ

$$|\mathcal{H}\rangle = a|1\rangle + b|2\rangle = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad |a|^2 + |b|^2 = 1 \quad \text{ہو گا جس میں}$$

ہیملٹنی کو ایک (ہر مشی) متالب کے روپ میں لکھا جاسکتا ہے؛ فرض کریں کہ اس کا مخصوص روپ درج ذیل ہے

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} h & g \\ g & h \end{pmatrix}$$

جہاں g اور h حقیقی مستقل ہیں۔ اگر $(t = 0)$ پر یہ نظام حال $|1\rangle$ سے ابتدا کرے تب وقت t پر اس کا حال کیا ہو گا؟

حل: (تابع وقت) شرودنگر مساوات درج ذیل کہتی ہے۔

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\mathcal{H}\rangle = H |\mathcal{H}\rangle \quad (۳.۸۵)$$

ہمیشہ کی طرح ہم غیر تابع تابع شرودنگر

$$H |\mathcal{H}\rangle = E |\mathcal{H}\rangle \quad (۳.۸۶)$$

کے حل سے ابتدا کرتے ہیں، یعنی ہم H کی امتیازی سمتیات اور امتیازی افتدار تلاش کرتے ہیں۔ امتیازی افتدار کی قیمت امتیازی مساوات تعین کرتی ہے۔

$$\begin{pmatrix} h - E & g \\ g & h - E \end{pmatrix} \text{مقطع} = (h - E)^2 - g^2 = 0 \Rightarrow h - E = \mp g \Rightarrow E_{\pm} = h \pm g$$

^{۵۵} یہاں ”مساوات“ کی نشان دہی سے مراد ”ظاہر کرتا ہے“ لینا چاہیے، تاہم میرے خیال میں اس غیر رسمی علامت کے استعمال سے غلط فہمی پیدا ہونے کا کوئی امکان نہیں پایا جاتا ہے۔

آپ دیکھ سکتے ہیں کہ احبازتی توانائیاں $(h + g)$ اور $(h - g)$ ہیں۔ امتیازی سمتیات تعین کرنے کی خاطر ہم درج ذیل لکھتے ہیں

$$\begin{pmatrix} h & g \\ g & h \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = (h \pm g) \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \Rightarrow h\alpha + g\beta = (h \pm g)\alpha \Rightarrow \beta = \pm\alpha$$

لہذا معمول شدہ امتیازی سمتیات درج ذیل ہوں گے۔

$$|\mathcal{H}_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{pmatrix}$$

اس کے بعد ابتدائی حال کو ہم ہیملٹنی کے امتیازی سمتیات کے خطی جوڑ کی صورت میں لکھتے ہیں۔

$$|\mathcal{H}(0)\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\mathcal{H}_{+}\rangle + |\mathcal{H}_{-}\rangle)$$

آخر میں ہم اس کے ساتھ معیاری تابعیت وقت جزو $e^{-iE_{\text{nt}}t/\hbar}$ منسلک کرتے ہیں۔

$$\begin{aligned} |\mathcal{H}(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [e^{-i(h+g)t/\hbar} |\mathcal{H}_{+}\rangle + e^{-i(h-g)t/\hbar} |\mathcal{H}_{-}\rangle] \\ &= \frac{1}{2} e^{-iht/\hbar} \left[e^{-igt/\hbar} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} + e^{igt/\hbar} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \right] \\ &= \frac{1}{2} e^{-iht/\hbar} \begin{pmatrix} e^{-igt/\hbar} + e^{igt/\hbar} \\ e^{-igt/\hbar} - e^{igt/\hbar} \end{pmatrix} = e^{-iht/\hbar} \begin{pmatrix} \cos(gt/\hbar) \\ -i \sin(gt/\hbar) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

اگر آپ کو اس نتیجے پر شک ہو تو آپ اس کی جانچ پڑتال کر سکتے ہیں: کیا یہ تابع وقت شرودنگر مساوات کو مطمئن کرتا ہے؟ کیا یہ $t = 0$ پر ابتدائی حال کے موافق ہے؟

یہ (دیگر چیزوں کے علاوہ) ارتعاش نیوٹرینو^{۵۶} کا ایک سادہ نمونہ ہے جہاں $|1\rangle$ الیکٹران نیوٹرینو^{۵۷}، اور $|2\rangle$ میوون نیوٹرینو^{۵۸} کو ظاہر کرتا ہے؛ اگر ہیملٹنی میں خلاف وتر جزو (g) غیر معدوم ہو تب وقت گزرنے کے ساتھ بار بار الیکٹران نیوٹرینو تبدیل ہو کر میون نیوٹرینو^{۵۹} میں اور میون نیوٹرینو واپس الیکٹران نیوٹرینو میں تبدیل ہوتا رہے گا۔ □

ڈیراک نے اندرونی ضرب $\langle \alpha | \beta \rangle$ میں براکٹ^{۶۰} کی علامت کو دو ٹکڑوں میں تقسیم کر کے پہلے حصہ کو برا^{۶۱}، $\langle \alpha |$ ، اور دوسرے حصے کو کٹے^{۶۱}، $|\beta\rangle$ کا نام دیا۔ ان میں سے موخر الذکر ایک سمتیہ ہے، مگر اول الذکر کیا ہے؟ یہ

^{۵۶}neutrino oscillations

^{۵۷}electron neutrino

^{۵۸}muon neutrino

^{۵۹}انگریزی میں قوسین کو براکٹ کہتے ہیں۔

^{۶۰}bra

^{۶۱}ket

اس لحاظ سے سمتیات کا ایک خطی تفاعل ہے کہ اس کے دائیں جانب ایک سمتیہ جوڑنے سے ایک (مخلوط) عدد حاصل ہوتا ہے جو اندرونی ضرب ہوگا۔ (ایک عامل کے ساتھ سمتیہ جوڑنے سے دوسرا سمتیہ حاصل ہوتا ہے جبکہ ایک برا کے ساتھ سمتیہ جوڑنے سے ایک عدد حاصل ہوتا ہے۔) ایک تفاعلی فضا میں برا کو مکمل لینے کی ہدایت تصور کیا جاسکتا ہے:

$$\langle f | = \int f^* [\dots] dx$$

جہاں چکور قوسین $[\dots]$ میں وہ تفاعل پر کیا جانے گا جو برا کے دائیں ہاتھ کٹ میں موجود ہوگا۔ ایک مستثنیٰ بعدی سمتیہ فضا میں، جہاں سمتیات کو قطاروں

$$|\alpha\rangle = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix} \quad (۳.۸۷)$$

کی صورت میں بیان کیا گیا ہو، مطابقتی برا ایک سمتیہ صف

$$\langle \alpha | = (a_1^* a_2^* \dots a_n^*) \quad (۳.۸۸)$$

ہوگا۔ تمام برا کو اکٹھا کرنے سے دوسرا سمتیہ فضا حاصل ہوگا جس کو **دوہری فضا**^{۱۲} کہتے ہیں۔

برا کی ایک علیحدہ وجود کا تصور ہمیں طاقتور اور خوبصورت علامتیت کا موقع فراہم کرتی ہے (اگرچہ اس کتاب میں اس سے فائدہ نہیں اٹھایا جائے گا)۔ مثال کے طور پر، اگر $|\alpha\rangle$ ایک معمول شدہ سمتیہ ہو، تب عامل

$$\hat{P} \equiv |\alpha\rangle \langle \alpha| \quad (۳.۸۹)$$

کسی بھی دوسرے سمتیہ کا حصہ اٹھاتا (منتخب کرتا) ہے جو $|\alpha\rangle$ کے ساتھ ساتھ ”پایا جاتا ہو“:

$$\hat{P}|\beta\rangle = \langle \alpha | \beta \rangle |\alpha\rangle;$$

ہم اس کو $|\alpha\rangle$ کے احاطہ کیے گئے ایک بعدی ذیلی فضا پر **تخلیل**^{۱۳} کہتے ہیں۔ اگر $\{|e_n\rangle\}$ غیر مسلسل معیاری عمودی اساس،

$$\langle e_m | e_n \rangle = \delta_{mn} \quad (۳.۹۰)$$

ہو تب درج ذیل ہوگا

$$\sum_n |e_n\rangle \langle e_n| = 1 \quad (۳.۹۱)$$

^{۱۲} dual space
^{۱۳} projection operator

(جو عامل مشاثل ہے)۔ چونکہ کسی بھی سمتیہ $|\alpha\rangle$ پر عمل کرتے ہوئے یہ عامل اساس $\{|e_n\rangle\}$ میں سمتیہ $|\alpha\rangle$ کے پھیلاؤ کو دوبارہ سے حاصل کرتا ہے۔

$$\sum_n |e_n\rangle \langle e_n | \alpha \rangle = |\alpha\rangle \quad (۳.۹۲)$$

اسی طرح اگر $\{|e_z\rangle\}$ ڈیراک معیاری عمود شدہ استمراری اساس

$$\langle e_z | e_{z'} \rangle = \delta(z - z') \quad (۳.۹۳)$$

ہو، تب درج ذیل ہوگا۔

$$\int |e_z\rangle \langle e_z| dz = 1 \quad (۳.۹۴)$$

مسوات ۳.۹۱ اور مسوات ۳.۹۲ کمیت کو خوش اسلوبی سے بیان کرتے ہیں۔

سوال ۳.۲۱: دکھائیں کہ عاملین تحلیل یکے کا قیض^{۱۳} ہیں، یعنی ان کے لئے $\hat{P}^2 = \hat{P}$ ہوگا۔ \hat{P} کے امتیازی امتداد تعین کریں اور اس کے امتیازی سمتیات کے خواص بیان کریں۔

سوال ۳.۲۲: معیاری عمودی اساس $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ کا احاطہ کیے گئے تین بعدی فضا پر غور کریں۔ کٹ $|\alpha\rangle$ اور $|\beta\rangle$ درج ذیل ہیں۔

$$|\alpha\rangle = i|1\rangle - 2|2\rangle - i|3\rangle, \quad |\beta\rangle = i|1\rangle + 2|3\rangle$$

ا. $|\alpha\rangle$ اور $|\beta\rangle$ کو (دوہری اساس $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ کی صورت میں) تیار کریں۔

ب. $\langle \alpha | \beta \rangle$ اور $\langle \beta | \alpha \rangle$ تلاش کریں اور $\langle \beta | \alpha \rangle^* = \langle \alpha | \beta \rangle$ کی تصدیق کریں۔

ج. اس اساس میں عامل $\hat{A} \equiv |\alpha\rangle \langle \beta|$ کے نوار کان و فالتب تلاش کر کے فالتب **A** تیار کریں۔ کیا یہ ہر مشی ہے؟

سوال ۳.۲۳: کسی دو سطحی نظام کا ہیملٹنی درج ذیل ہے

$$\hat{H} = E(|1\rangle \langle 1| - |2\rangle \langle 2| + |1\rangle \langle 2| + |2\rangle \langle 1|)$$

جہاں $|1\rangle, |2\rangle$ معیاری عمودی اساس اور E ایسا عدد ہے جس کا بعد توانائی کا ہے۔ اس کے امتیازی امتداد اور $|1\rangle$ اور $|2\rangle$ کے خطی جوڑ کی صورت میں معمول شدہ (امتیازی تقاضا تلاش کریں۔ اس اساس کے لحاظ سے \hat{H} کا فالتب **H** کیا ہوگا؟

سوال ۳.۲۴: فرض کریں عامل \hat{Q} کے معیاری عمودی امتیازی تقاضات کا ایک مکمل سلسلہ درج ذیل ہے۔

$$\hat{Q}|e_n\rangle = q_n|e_n\rangle \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

دکھائیں کہ \hat{Q} کو اس کے طیفی تحلیل^{۶۵}

$$\hat{Q} = \sum_n q_n |e_n\rangle \langle e_n|$$

کی صورت میں لکھا جاسکتا ہے۔ اشارہ: تمام ممکنہ سمتیات پر عامل کے عمل سے عامل کو جانچ جاتا ہے لہذا کسی بھی سمتیہ $|\alpha\rangle$ کے لیے آپ کو درج ذیل دکھانا ہوگا۔

$$\hat{Q}|\alpha\rangle = \left\{ \sum_n q_n |e_n\rangle \langle e_n| \right\} |\alpha\rangle$$

مزید سوالات برائے باب ۳

سوال ۳.۲۵: لیہانڈر کثیر رکناویا۔ وقفہ $-1 \leq x \leq 1$ پر تقاضات $1, x, x^2$ اور x^3 کو گرام وشمڈ طریقہ کار سے معیاری عمود بنائیں (سوال 4A. دیکھیں)۔ عین ممکن ہے کہ آپ نتائج کو پچپان پائیں؛ (معیاری عمود زنی کے علاوہ)^{۶۶} لیہانڈر کثیر رکناویا ہیں (جدول ۴.۱)۔

سوال ۳.۲۶: ایک خلاف ہر مشی^{۶۷} (یا مخرف ہر مشی^{۶۸}) عامل اپنے ہر مشی جوڑی دار کا منفی ہوتا ہے۔

(۳.۹۵)

$$\hat{Q}^\dagger = -\hat{Q}$$

ا. دکھائیں کہ خلاف ہر مشی عامل کی توقعاتی قیمت خیالی ہوگی۔

ب. دکھائیں کہ دو عدد ہر مشی عاملین کا مقابلہ خلاف ہر مشی ہوگا۔ دو عدد خلاف ہر مشی عاملین کے مقابلہ کے بارے میں کیا کہا جاسکتا ہے؟

سوال ۳.۲۷: ترتیبی پیمائش^{۶۹}: متابل مشاہدہ A کو ظاہر کرنے والے عامل \hat{A} کے دو معمول شدہ امتیازی حالات ψ_1 اور ψ_2 ، جن کے امتیازی اقدار بالترتیب a_1 اور a_2 ہیں، پائے جاتے ہیں۔ متابل مشاہدہ B کو ظاہر کرنے والے عامل \hat{B} کے دو معمول شدہ امتیازی حالات ϕ_1 اور ϕ_2 اور بالترتیب امتیازی اقدار b_1 اور b_2 ہیں۔ ان امتیازی حالات کا تعلق درج ذیل ہے۔

$$\psi_1 = (3\phi_1 + 4\phi_2)/5, \quad \psi_2 = (4\phi_1 - 3\phi_2)/5$$

^{۶۵}spectral decomposition

^{۶۶}لیہانڈر کو معلوم نہیں تھا کہ کونسی روایت بہتر ثابت ہوگی۔ انہوں نے مجموعی جبر و ضربی یوں منتخب کیا کہ $x = 1$ پر تمام تقاضات کے برابر ہوں؛ ہم اس بدقسمت انتخاب کی پیروی کرنے پر مجبور ہیں۔

^{۶۷}anti-hermitian

^{۶۸}skew-hermitian

^{۶۹}sequential measurements

۱. متابل مشاہدہ A کی پیمائش a_1 قیمت دیتی ہے۔ اس پیمائش کے (فوراً) بعد یہ نظام کس حال میں ہوگا؟

ب. اب اگر B کی پیمائش کی جائے تو کیا نتائج ممکن ہوں گے اور ان کے احتمال کیا ہوں گے؟

ج. متابل مشاہدہ B کی پیمائش کے فوراً بعد دوبارہ A کی پیمائش کی جاتی ہے۔ نتیجہ a_1 حاصل کرنے کا احتمال کیا ہوگا؟ (دھیان رہے کہ اگر میں آپ کو B کی پیمائش کا نتیجہ بتاتا تب جواب بہت مختلف ہوتا۔)

سوال ۳۰۲۸: لامتناہی چکور کنواں کے n وہیں ساکن حال کی معیار حرکت۔ ولفن تعامل موج $\Phi_n(p, t)$ تلاش کریں۔ $|\Phi_1(p, t)|^2$ اور $|\Phi_2(p, t)|^2$ کو p کے تعامل کے طور پر ترسیم کریں (تسا $p = \pm n\pi\hbar/a$) پر خصوصی توجہ دیں۔ $\Phi_n(p, t)$ کو استعمال کرتے ہوئے p^2 کی توقعاتی قیمت کا حساب لگائیں۔ اپنے جواب کا سوال ۳۰۲۹ کے ساتھ موازنہ کریں۔

سوال ۳۰۲۹: درج ذیل تعامل موج پر غور کریں

$$\Psi(x, 0) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2n\lambda}} e^{i2\pi x/\lambda}, & -n\lambda < x < n\lambda \\ 0, & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

جہاں n کوئی مثبت عدد صحیح ہے۔ اگرچہ وقفہ $-n\lambda < x < n\lambda$ پر یہ تعامل خالص سائنس ہے (جس کا طول موج λ ہے) تاہم چونکہ یہ تعامل لامتناہی تک ارتعاش جاری نہیں رکھتا لہذا اس کی معیار حرکت کی قیمتیں ایک سمت پر مشتمل ہوں گی۔ اس کا معیار حرکت ولفن تعامل موج $\Phi(p, 0)$ تلاش کریں۔ $|\Psi(x, 0)|^2$ اور $|\Phi(p, 0)|^2$ ترسیم کر کے (مرکزی چوٹی کے اطراف صفر کے بیچ) چوڑائیاں ω_x اور ω_p تعین کریں۔ دیکھیں کہ $\infty \rightarrow n$ کا ان چوڑائیوں پر کیا اثر ہوگا؟ ω_x اور ω_p کو Δx اور Δp کی اندازہ قیمتیں لیتے ہوئے تصدیق کریں کہ اصول عدم یقینیت مطمئن ہوتا ہے۔ انتباہ: اگر آپ σ_p کا حساب کرنے کی کوشش کریں تو آپ کو حیرانی کا سامنا ہوگا۔ کیا آپ اس مسئلے کی وجہ بتلا سکتے ہیں؟

سوال ۳۰۳۰: درج ذیل فرض کریں

$$\Psi(x, 0) = \frac{A}{x^2 + a^2}$$

جہاں A اور a مستقل ہیں۔

۱. $\Psi(x, 0)$ کو معمول پر لاتے ہوئے A تعین کریں۔

ب. (لمحہ $t = 0$ پر) $\langle x \rangle$ ، $\langle x^2 \rangle$ اور σ_x تلاش کریں۔

ج. معیار حرکت ولفن تعامل موج $\Phi(p, 0)$ تلاش کریں اور تصدیق کریں کہ یہ معمول شدہ ہے۔

د. $\Phi(p, 0)$ استعمال کرتے ہوئے (لمحہ $t = 0$ پر) $\langle p \rangle$ ، $\langle p^2 \rangle$ اور σ_p کا حساب کریں۔

ه. اس حال کے لیے ہیزنبرگ اصول عدم یقینیت کو جانچیں۔

سوال ۳.۳۱: مسئلہ ورٹیل۔ درج ذیل مساوات ۳.۷۱ کی مدد سے دکھائیں

$$(۳.۹۶) \quad \frac{d}{dt} \langle xp \rangle - 2 \langle T \rangle = \left\langle x \frac{dV}{dx} \right\rangle$$

جہاں T حرکی توانائی ($H = T + V$) ہے۔ ساکن حال میں بایاں ہاتھ صفر ہوگا (ایسا کیوں ہے؟) لہذا درج ذیل ہو گا۔

$$(۳.۹۷) \quad 2 \langle T \rangle = \left\langle x \frac{dV}{dx} \right\rangle$$

اس کو مسئلہ ورٹیل کہتے ہیں۔ ہارمونی سرعش کے ساکن حالات کے لیے اس مسئلہ کو استعمال کرتے ہوئے ثابت کریں کہ $\langle T \rangle = \langle V \rangle$ ہوگا اور تصدیق کریں کہ یہ سوال ۱۲.۱۱ اور سوال ۲.۱۲ میں آپ کے نتائج کے ہم آہنگ ہے۔

سوال ۳.۳۲: توانائی و وقت کی عدم یقینیت کے اصول کا ایک دلچسپ روپ $\Delta t = \tau / \pi$ ہے جہاں ابتدائی حال $\Psi(x, 0)$ کے عمودی حال تک $\Psi(x, t)$ کی ارتقا کے لیے درکار وقت τ ہے۔ دو (معیاری عمودی) ساکن حالات کے برابر حصوں پر مشتمل (اختیاری) مخفیہ کا تنفس عمل موج $\Psi(x, 0) = 1/\sqrt{2} [\psi_1(x) + \psi_2(x)]$ استعمال کرتے ہوئے اس کی چپاچپ پڑتال کریں۔

سوال ۳.۳۳: ہارمونی سرعش کے ساکن حالات کی (معیاری عمودی) اساس (مساوات ۲.۶۷) میں متالبی ارکان $\langle n|x|n' \rangle$ اور $\langle n|p|n' \rangle$ تلاش کریں۔ آپ سوال ۲.۱۲ میں متالبی وتری رکن $n = n'$ دریافت کر چکے ہیں؛ وہی ترکیب موجودہ عمومی مسئلے میں استعمال کریں۔ متعلقہ (لامستثنائی) متالب \mathbf{X} اور \mathbf{P} تشکیل دیں۔ دکھائیں کہ اساس اساس میں $\mathbf{H} = \frac{1}{2m} \mathbf{P}^2 + \frac{m\omega^2}{2} \mathbf{X}^2$ وتری ہوگا۔ کیا اس کے وتری ارکان آپ کے توقع کے مطابق ہیں؟ جسٹری جواب:

$$(۳.۹۸) \quad \langle n|x|n' \rangle = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} (\sqrt{n'} \delta_{n,n'-1} + \sqrt{n} \delta_{n',n-1})$$

سوال ۳.۳۴: ایک ہارمونی سرعش ایسے حال میں ہے کہ اس کی توانائی کی پیمائش، ایک دوسرے جتنے احتمال کے ساتھ، $\hbar\omega (1/2)$ یا $\hbar\omega (3/2)$ دے گی۔ اس حال میں $\langle p \rangle$ کی زیادہ سے زیادہ ممکن قیمت کیا ہو گی؟ اگر لحد $t = 0$ پر اس کی قیمت (یعنی زیادہ سے زیادہ قیمت) ہو تب $\Psi(x, t)$ کیا ہوگا؟

سوال ۳.۳۵: 35-3

ہارمونی سرعش کے اتالی حالات۔ ہارمونی سرعش کے ساکن حالات ($\psi_n(x) = |n\rangle$ ، مساوات ۲.۶۷) میں صرف $n = 0$ عین عدم یقینیت کی حد ($\sigma_x \sigma_p = \hbar/2$) پر ٹیختا ہے؛ جیسا آپ سوال ۲.۱۲ میں

معلوم کر چکے ہیں عمومی طور پر $\sigma_x \sigma_p = (2n + 1)\hbar/2$ ہوگا۔ تاہم چند خطی جوڑ (جنہیں اتانے حالات^۱ کہتے ہیں) بھی عدم یقینیت کے حاصل ضرب کو کم سے کم بناتے ہیں۔ ہم دیکھتے ہیں کہ یہ عامل تقیل^۲ کے امتیازی تفاعل ہوں گے

$$a_- |\alpha\rangle = \alpha |\alpha\rangle$$

(جہاں امتیازی فتر α کوئی بھی مخلوط عدد ہو سکتا ہے۔)

ا. حال $|\alpha\rangle$ میں $\langle x \rangle$ ، $\langle x^2 \rangle$ ، $\langle p \rangle$ ، $\langle p^2 \rangle$ دریافت کریں۔ اشارہ: مشال ۲.۵ کی ترکیب استعمال کریں اور یاد رکھیں کہ a_- کا ہر مشی جوڑی دار a_+ ہے۔ فرض نہ کریں کہ α حقیقی ہوگا۔

ب. σ_x اور σ_p تلاش کریں۔ دکھائیں کہ $\sigma_x \sigma_p = \hbar/2$ ہوگا۔

ج. کسی بھی دوسرے تفاعل موج کی طرح، اتانے حال کو توانائی امتیازی حالات کا پھیلاؤ

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_n |n\rangle$$

لکھا جاسکتا ہے۔ دکھائیں کہ پھیلاؤ کے عددی سر درج ذیل ہونگے۔

$$c_n = \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} c_0$$

د. $|\alpha\rangle$ کو معمول پر لاتے ہوئے c_0 تعین کریں۔ جواب: $e^{-|\alpha|^2/2}$ ۔
 ہ. اس کے ساتھ تابعیت وقت

$$|n\rangle \rightarrow e^{-iE_n t/\hbar} |n\rangle$$

شامل کر کے دکھائیں کہ $|\alpha(t)\rangle$ اب بھی a_- کا امتیازی حال ہوگا، تاہم وقت کے ساتھ امتیازی فتر ارتقا پذیر ہوگا۔

$$\alpha(t) = e^{-i\omega t} \alpha$$

یوں اتانے حال ہمیشہ اتانے حال ہی رہے گا اور عدم یقینیت کے حاصل ضرب کو کم سے کم کرتا رہے گا۔

و. کیا زمینی حال ($n = 0$) از خود اتانے حال ہوگا؟ اگر ایسا ہو تب امتیازی فتر کیا ہوگا۔

^۱coherent states

^۲عامل رفعت کے ایسے امتیازی حالات جنہیں معمول پر لانا ممکن ہو نہیں پائے جاتے ہیں۔

سوال ۳۶: مبدوط اصول عدم یقینیت۔ متمم اصول عدم یقینیت (مسوات ۳.۶۲) درج ذیل کہتا ہے

$$\sigma_A^2 \sigma_B^2 \geq \frac{1}{4} \langle C^2 \rangle$$

جہاں $\hat{C} \equiv -i[\hat{A}, \hat{B}]$ ہے۔

۱. دکھائے کہ اس کو زیادہ مستحکم بن کر درج ذیل روپ میں لکھا جاسکتا ہے

$$\sigma_A^2 \sigma_B^2 \geq \frac{1}{4} (\langle C \rangle^2 + \langle D \rangle^2) \quad (۳.۹۹)$$

جہاں $\hat{D} \equiv \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A} - 2\langle A \rangle \langle B \rangle$ ہوگا۔ اشارہ: مساوات ۳.۶۰ میں z کا حقیقی جزو $\text{Re}(z)$ جزو لیں۔

ب. مساوات ۳.۹۹ کو $A = B$ صورت کے لئے جانچیں (چونکہ اس صورت میں $C = 0$ ہے لہذا معیاری عدم یقینیت اصول غیر اہم ہوگا؛ بد قسمتی سے عدم یقینیت کا مبدوط اصول بھی زیادہ مددگار ثابت نہیں ہوتا ہے)۔

سوال ۳۷: ایک نظام جو تین سطحی ہے کا ہیملٹنی درج ذیل متابل دیتا ہے

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} a & 0 & b \\ 0 & c & 0 \\ b & 0 & a \end{pmatrix}$$

جہاں a, b, c حقیقی اعداد ہیں۔

۱. اگر اس نظام کا ابتدائی حال درج ذیل ہو تب $|\psi(t)\rangle$ کیسا ہوگا؟

$$|\psi(0)\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

ب. اگر اس نظام کا ابتدائی حال درج ذیل ہو تب $|\psi(t)\rangle$ کیسا ہوگا؟

$$|\psi(0)\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

سوال ۳.۳۸: ایک تین سطحی نظام کا ہیملٹنی درج ذیل متالب ظاہر کرتا ہے۔

$$\mathbf{H} = \hbar\omega \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}$$

باقی دو متابل مشاہدہ A اور B کو درج ذیل متالب ظاہر کرتے ہیں

$$\mathbf{A} = \lambda \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \mu \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

جہاں ω ، λ اور μ حقیقی مثبت اعداد ہیں۔

۱. \mathbf{H} ، \mathbf{A} اور \mathbf{B} کے امتیازی افتدار اور (معمول پر لائے گئے) امتیازی سمتیات تلاش کریں۔

ب. یہ نظام عمومی حال

$$|\mathcal{D}(0)\rangle = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix}$$

سے آغاز کرتا ہے جہاں $|c_1|^2 + |c_2|^2 + |c_3|^2 = 1$ ہے۔ لمحہ $t=0$ پر H ، A اور B کی توقعاتی قیمت تلاش کریں۔

ج. لمحہ t پر $|\mathcal{D}(t)\rangle$ کیا ہوگا؟ لمحہ t پر اس نظام کی توانائی کی پیمائش کی قیمتیں دے سکتی ہے، اور ہر ایک قیمت کا انفرادی احتمال کیا ہوگا؟ انہیں سوالات کے جوابات B اور A کے لیے بھی تلاش دیں۔

سوال ۳.۳۹:

۱. ایک تفاعل $f(x)$ جس کو ٹیلر تسلسل کی صورت میں پھیلا یا جا سکتا ہے کے لیے درج ذیل دکھائیں

$$f(x + x_0) = e^{i\hat{p}x_0/\hbar} f(x)$$

(جہاں x_0 کوئی بھی مستقل منسلک ہو سکتا ہے)۔ اسی کی بنا \hat{p}/\hbar کو فضا میں انتقال کا پیدا کار^{۴۳} کہتے ہیں۔ تبصرہ: عامل کی قوت نمائندگی درج ذیل طاقتی تسلسل پھیلاؤ دیتا ہے۔

$$e^{\hat{Q}} \equiv 1 + \hat{Q} + (1/2)\hat{Q}^2 + (1/3!)\hat{Q}^3 + \dots$$

ب. اگر (تابع وقت) شرودنگر مساوات کو $\Psi(x, t)$ مطمئن کرتا ہو تب درج ذیل دکھائیں

$$\Psi(x, t + t_0) = e^{-i\hat{H}t_0/\hbar}\Psi(x, t)$$

(جہاں t_0 کوئی بھی مستقل وقت ہو سکتا ہے)؛ اسی بنا پر \hat{H}/\hbar کو وقتے میں انتقال کا پیدا کار^۴ کہتے ہیں۔

ج. دکھائیں لمحہ $t + t_0$ پر حرکی متغیر $Q(x, p, t)$ کی توقعاتی قیمت درج ذیل لکھی جاسکتی ہے۔^۵

$$\langle Q \rangle_{t+t_0} = \langle \Psi(x, t) | e^{i\hat{H}t_0/\hbar} \hat{Q}(x, p, t + t_0) e^{-i\hat{H}t_0/\hbar} | \Psi(x, t) \rangle$$

اس کو استعمال کرتے ہوئے مساوات ۳.۱۷ حاصل کریں۔ اشارہ: $t_0 = \int_{t_0}^t dt$ میں پہلے رتبہ تک پھیلائیں۔

سوال ۳.۴۰:

۱. ایک آزاد ذرہ کے لیے تابع وقت شرودنگر مساوات کو معیار حرکت فنکشن میں لکھ کر حل کریں۔ جواب:

$$(e^{-ip^2t/2m\hbar}\Phi(p, 0))$$

ب. متحرک گاؤسی موجی اکٹھ (سوال ۲.۴۳) کے لئے $\Phi(p, 0)$ تلاش کر کے اس صورت کے لئے $\Phi(p, t)$ تشکیل دیں۔ ساتھ ہی $|\Phi(p, t)|^2$ تشکیل دیں جو تابع وقت نہیں ہوگا۔

ج. Φ پر مبنی موزوں کمالات حل کرتے ہوئے $\langle p \rangle$ اور $\langle p^2 \rangle$ کی قیمتیں تلاش کر کے سوال ۲.۴۳ کی جوابات کے ساتھ موازنہ کریں۔

د. دکھائیں $\langle H \rangle = \langle p \rangle^2/2m + \langle H \rangle_0$ ہوگا (جہاں زیر نوشت میں 0 ساکن گاؤسی فضا ہر کرتا ہے) اور اپنے نتیجے پر تبصرہ کریں۔

^۴generator of translation in time

^۵بالخصوص $t = 0$ لے کر، t_0 کی زیر نوشت میں صفر لکھے بغیر

$$\langle Q(t) \rangle = \langle \Psi(x, t) | \hat{Q} | \Psi(x, t) \rangle = \langle \Psi(x, 0) | \hat{U}^{-1} \hat{Q} \hat{U} | \Psi(x, 0) \rangle$$

ہوگا جہاں $\hat{U} \equiv e^{-i\hat{H}t/\hbar}$ ہے۔ یوں Q کی توقعاتی قیمت کا حساب کرتے ہوئے آپ \hat{Q} کو $\Psi(x, t)$ اور $\Psi(x, t)$ میں پھیلتے کر (تابعیت وقت کو تفصیل موج کا حصہ بنا کر) لکھ سکتے ہیں، جیسا ہم کرتے رہے ہیں، یا $\hat{U}^{-1} \hat{Q} \hat{U}$ کو $\Psi(x, 0)$ اور $\Psi(x, 0)$ میں پھیلتے کر (تابعیت وقت کو عامل کا حصہ بنا کر) لکھ سکتے ہیں۔ اول الذکر کو شرودنگر نقطہ نظر جبکہ موخر الذکر کو ہیبرنر نقطہ نظر کہتے ہیں۔

باب ۴

تین ابعادی کوانٹم میکانیات

۴.۱ کروی محدود میں مساوات شرودنگر

تین ابعادی تک توسیع یا آسانی کی جا سکتی ہے۔ مساوات شرودنگر

$$(۴.۱) \quad i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = H\Psi$$

کہتی ہے کہ معیاری طریقہ کار کا اطلاق (x کے ساتھ ساتھ y اور z پر بھی) کرتے ہوئے:

$$(۴.۲) \quad p_x \rightarrow \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}, \quad p_y \rightarrow \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y}, \quad p_z \rightarrow \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z}$$

ہیملٹنی عمل H کو کلاسیکی توانائی

$$\frac{1}{2}mv^2 + V = \frac{1}{2m}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) + V$$

سے حاصل کیا جاتا ہے۔ مساوات ۴.۲ کو مختصر اور ج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$(۴.۳) \quad p \rightarrow \frac{\hbar}{i} \nabla$$

یوں درج ذیل ہوگا

$$(۴.۴) \quad i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + V\Psi$$

اچھا کلاسیکی متبادل مشاہدہ اور عمل میں مندرجہ کرنا دشوار ہو، وہاں میں عمل پر ”ٹوپی“ کا نشان بناتا ہوں۔ اس باب میں ایسا کوئی موقع نہیں پایا جاتا جہاں ان کی پہچان مشکل ہو لہذا ایسا سے عملیں پر ”ٹوپی“ کا نشان نہیں ڈالا جائے گا۔

جہاں

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (۴.۵)$$

کارٹیزی محدود میں لاپلاچ ہے۔

خفی تو انائی V اور تفاعل موج Ψ اب (x, y, z) اور t کے تفاعلات ہیں۔ لامتناہی چھوٹے حجم $d^3 r = dx dy dz$ میں ایک ذرہ پایا جانے کا احتمال $|\Psi(r, t)|^2 d^3 r$ ہوگا اور معمولی زنی شرط درج ذیل ہوگی

$$\int |\Psi|^2 d^3 r = 1 \quad (۴.۶)$$

جہاں مکمل کوپوری فنکشن پر لینا ہوگا۔ اگر خفی تو انائی وقت کی تابع نہ ہو تب ساکن حالات کا مکمل سلسلہ پایا جائے گا:

$$\Psi_n(r, t) = \psi_n(r) e^{-iE_n t / \hbar} \quad (۴.۷)$$

جہاں فنکشن تفاعل موج ψ_n غیر تابع وقت شرودنگر مساوات

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi \quad (۴.۸)$$

کو مطمئن کرتا ہے۔ تابع وقت شرودنگر مساوات کا عمومی حل درج ذیل ہوگا۔

$$\Psi(r, t) = \sum c_n \psi_n(r) e^{-iE_n t / \hbar} \quad (۴.۹)$$

جہاں مستقامت c_n ہمیشہ کی طرح ابتدائی تفاعل موج $\Psi(r, 0)$ سے حاصل کیے جائیں گے۔ (اگر مخفیہ استمراریہ حالات دیتی ہو تب مساوات ۴.۹ میں مجموعہ کی بجائے مکمل ہوگا۔)

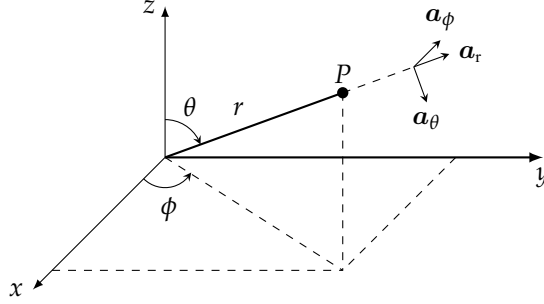
سوال ۴.۱:

۱. عاملین r اور p کے تمام باضابطہ مقابلیتے رشتے^۴: $[x, p_x]$ ، $[x, p_y]$ ، $[x, p_z]$ ، وغیرہ وغیرہ، حاصل کریں۔

جواب:

$$[r_i, p_j] = -[p_i, r_j] = i\hbar \delta_{ij}, \quad [r_i, r_j] = [p_i, p_j] = 0 \quad (۴.۱۰)$$

جہاں اشاریہ x, y اور z کو ظاہر کرتے ہیں جبکہ $r_x = x$ ، $r_y = y$ اور $r_z = z$ ہیں۔



شکل ۴.۱: کروئی محدود: رداس r ، قطبی زاویہ θ ، اور سمتی زاویہ ϕ ہیں۔

ب. تین ابعاد کے لیے مسئلہ اہر نفٹ کی تصدیق کریں:

$$(۴.۱۱) \quad \frac{d}{dt} \langle p \rangle = \langle -\nabla V \rangle \quad \text{اور} \quad \frac{d}{dt} \langle r \rangle = \frac{1}{m} \langle p \rangle$$

(ان میں سے ہر ایک درحقیقت تین مساوات کو ظاہر کرتی ہے۔ ایک مساوات ایک جسم کے لیے ہوگا۔)
اشارہ: پہلے تصدیق کر لیں کہ مساوات 71.3 تین ابعاد کے لیے بھی کارآمد ہے۔

ج. ہیزنبرگ عدم یقینیت کے اصول کو تین ابعاد کے لیے بیان کریں۔

جواب:

$$(۴.۱۲) \quad \sigma_x \sigma_{p_x} \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \sigma_y \sigma_{p_y} \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \sigma_z \sigma_{p_z} \geq \frac{\hbar}{2}$$

تاہم (مثلاً) $\sigma_x \sigma_{p_y}$ پر کوئی پابندی عائد نہیں ہوتی۔

۴.۱.۱ علیحدگی متغیرات

عموماً مخفی صرف مبداءے فاصلہ کا تفاعل ہوگا۔ ایسی صورت میں کروئی محدود (r, θ, ϕ) کا استعمال بہتر ثابت ہوگا (شکل ۴.۱)۔ کروئی محدود میں لاپلاسی درج ذیل روپ اختیار کرتا ہے۔

$$(۴.۱۳) \quad \nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right)$$

یوں کر وہی محدود میں تابع وقت شروڈنگر مساوات درج ذیل ہوگی۔

$$(۴.۱۴) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} \right) \right] + V\psi = E\psi$$

ہم ایسے حل کی تلاش میں ہیں جن کو حاصل ضرب کی صورت میں علیحدہ علیحدہ لکھنا ممکن ہو:

$$(۴.۱۵) \quad \psi(r, \theta, \phi) = R(r)Y(\theta, \phi)$$

اس کو مساوات ۴.۱۴ میں پر کر کے؛

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{Y}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{R}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{R}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \phi^2} \right] + VRY = ERY$$

دونوں اطراف کو RY سے تقسیم کر کے $-2mr^2/\hbar^2$ سے ضرب دیجئے ہیں۔

$$\left\{ \frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) - \frac{2mr^2}{\hbar^2} [V(r) - E] \right\} + \frac{1}{Y} \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \phi^2} \right\} = 0$$

پہلی خمدار قوسین کے اندر جزو صرف r کا تابع ہے جبکہ باقی حصہ صرف θ اور ϕ کا تابع ہے؛ لہذا دونوں حصے انفرادی طور پر ایک مستقل کے برابر ہوں گے۔ اس علیحدگی مستقل کو ہم $l(l+1)$ روپ میں لکھتے ہیں جس کی وجہ کچھ دیر میں واضح ہوگی۔^۶

$$(۴.۱۶) \quad \frac{1}{R} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) - \frac{2mr^2}{\hbar^2} [V(r) - E] = l(l+1)$$

$$(۴.۱۷) \quad \frac{1}{Y} \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \phi^2} \right\} = -l(l+1)$$

سوال ۴.۲: کارٹیزی محدود میں علیحدگی متغیرات استعمال کرتے ہوئے لامتناہی سرحدی کونواں (یا ڈب) میں ایک ذرہ:

$$V(x, y, z) = \begin{cases} 0 & \text{اگر } x, y, z \text{ تینوں } 0 \text{ اور } a \text{ کے بیچ پائے جاتے ہوں} \\ \infty & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

حل کریں۔

^۶ ایسا کرنے سے ہم عموماً یہ نہیں کھوتے ہیں، چونکہ یہاں l کوئی بھی مخلوط عدد ہو سکتا ہے۔ بعد میں ہم دیکھیں گے کہ l کو لازم عدد صحیح ہونا ہوگا۔ اسی نتیجہ کو ذہن میں رکھتے ہوئے میں نے علیحدگی مستقل کو اس عجیب روپ میں لکھا ہے۔

۱. ممکن حالات اور ان کی مطابقتی توانائیاں دریافت کریں۔

ب. بڑھتی توانائی کے لحاظ سے انفرادی توانائیوں کو E_1 ، E_2 ، E_3 ، وغیرہ، وغیرہ سے ظاہر کر کے E_1 تا E_6 تلاش کریں۔ ان کی انخطاطیت (یعنی ایک ہی توانائی کے مختلف حلوں کی تعداد) معلوم کریں۔ تبصرہ: یک بعدی صورت میں انخطاطی مقید حالات نہیں پائے جاتے ہیں (سوال 45.2)، تاہم تین البادی صورت میں یہ کثرت سے پائے جاتے ہیں۔

ج. توانائی E_{14} کی انخطاطیت کیا ہے اور یہ صورت کیوں دلچسپ ہے؟

۳.۱.۲ زاویائی مساوات

مساوات ۳.۱۷ متغیرات θ اور ϕ پر ψ کی تابعیت تعین کرتی ہے۔ اس کو $Y \sin^2 \theta$ سے ضرب دے کر درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$(۳.۱۸) \quad \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial^2 Y}{\partial \phi^2} = -l(l+1)Y \sin^2 \theta$$

ہو سکتا ہے آپ اس مساوات کو پہچانے ہوں۔ یہ کلاسیکی حرکتی مساوات میں مساوات لاپلاس کے حل میں پائی جاتی ہے۔ ہمیشہ کی طرح ہم علیحدگی متغیرات:

$$(۳.۱۹) \quad Y(\theta, \phi) = \Theta(\theta)\Phi(\phi)$$

استعمال کر کے دیکھنا چاہیں گے۔ اس کو پر کر کے $\Theta\Phi$ سے تقسیم کر کے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$\left\{ \frac{1}{\Theta} \left[\sin \theta \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) \right] + l(l+1) \sin^2 \theta \right\} + \frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = 0$$

پہلا جزو صرف θ کا تعلق ہے، جبکہ دوسرا صرف ϕ کا تعلق ہے، لہذا ہر ایک جزو ایک مستقل ہوگا۔ اس مرتبہ ہم علیحدگی مستقل کو m^2 لکھتے ہیں۔

$$(۳.۲۰) \quad \frac{1}{\Theta} \left[\sin \theta \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) \right] + l(l+1) \sin^2 \theta = m^2$$

$$(۳.۲۱) \quad \frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = -m^2$$

متغیر ϕ کی مساوات زیادہ آسان ہے۔

$$(۳.۲۲) \quad \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = -m^2 \Phi \implies \Phi(\phi) = e^{im\phi}$$

یہاں بھی ہم عمومیّت نہیں کھوئے ہیں، چونکہ m کوئی بھی مخلوط عدد ہو سکتا ہے؛ اگرچہ ہم جلد دیکھیں گے کہ m کو عدد صحیح ہونا ہوگا۔
انتباہ: اب صرف m دو مختلف چیزوں، کیمت اور علیحدگی مستقل، کو ظاہر کر رہا ہے۔ امید ہے کہ آپ کو درست معنی جاننے میں مشکل درپیش نہیں ہوگی۔

[درحقیقت دو حل پائے جاتے ہیں: $e^{im\phi}$ اور $e^{-im\phi}$ ، تاہم m کو منفی ہونے کی اجازت دے کر ہم موخہ الزکر کو بھی درج بالا حل میں شامل کرتے ہیں۔ اس کے علاوہ حل میں جزو ضربی مستقل بھی پایا جاسکتا ہے جسے ہم Θ میں منقسم کرتے ہیں۔ چونکہ برقی محلی توانائی لازماً حقیقی ہوگی لہذا برقی حرکیات میں اتھتی تفاعل Φ کو سائن اور کوسائن کی صورت میں نہ کہ قوت نسائی صورت میں لکھا جاتا ہے۔ کوانٹم میکانیات میں ایسی کوئی پابندی نہیں پائی جاتی ہے اور قوت نسائی کے ساتھ کام کرنا زیادہ آسان ہوتا ہے۔] اب جب بھی ϕ کی قیمت میں 2π کا اضافہ آئے، ہم فضا میں واپس اسی نقطہ پر پہنچتے ہیں (شکل 4-1 دیکھیں) لہذا درج ذیل شرط^۸ مسلط کی جا سکتی ہے۔

$$\Phi(\phi + 2\pi) = \Phi(\phi) \quad (۴.۲۳)$$

دوسرے لفظوں میں $e^{im(\phi+2\pi)} = e^{im\phi}$ یا $e^{2\pi im} = 1$ ہوگا جس کے تحت m لازماً عدد صحیح ہوگا۔

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (۴.۲۴)$$

مادات θ

$$\sin \theta \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + [l(l+1) \sin^2 \theta - m^2] \Theta = 0 \quad (۴.۲۵)$$

اتنی سادہ نہیں ہے۔ اس کا حل درج ذیل ہے

$$\Theta(\theta) = A P_l^m(\cos \theta) \quad (۴.۲۶)$$

جہاں P_l^m شریک لیونڈر تفاعل^۹ ہے جس کی تعریف درج ذیل ہے

$$P_l^m(x) \equiv (1-x^2)^{|m|/2} \left(\frac{d}{dx} \right)^{|m|} P_l(x) \quad (۴.۲۷)$$

اور l ویں لیونڈر کشیرر کنی کو $P_l(x)$ ظاہر کرتا ہے^{۱۰} جس کی تعریف کلیہ روڈریگیس^{۱۱}

$$P_l(x) \equiv \frac{1}{2^l l!} \left(\frac{d}{dx} \right)^l (x^2 - 1)^l \quad (۴.۲۸)$$

دیتا ہے۔ مثال کے طور پر درج ذیل ہوں گے۔

$$P_0(x) = 1, \quad P_1(x) = \frac{1}{2} \frac{d}{dx} (x^2 - 1) = x,$$

$$P_2(x) = \frac{1}{4 \cdot 2} \left(\frac{d}{dx} \right)^2 (x^2 - 1)^2 = \frac{1}{2} (3x^2 - 1)$$

جدول ۴.۱ میں ابتدائی چند لیونڈر کشیرر کنیاں پیش کی گئی ہیں۔ جیسا کہ نام ہی ظاہر ہے، $P_l(x)$ متغیر x کی

^۸ یہ نظر معصوم شرط اتنی معصوم نہیں ہے۔ یاد رہے کہ m کی قیمت سے قطع نظر، احتمال شذافہ $(|\Phi|^2)$ ایک قیمتی ہے۔ ہم حصہ 3.4 میں ایک مختلف طریقہ سے، زیادہ پر زور دلیل پیش کر کے m پر مسلط شرط حاصل کریں گے۔

^۹ associated Legendre function
^{۱۰} دھیان رہے کہ $P_l^{-m} = P_l^m$ ہوگا۔
^{۱۱} Rodrigues formula

جدول ۴.۱: چند ابتدائی لیڈانڈرکشیہ رکنیاں $P_l(x)$ ۔ (i) تقابلی روپ، (ب) تریات۔



$$\begin{aligned} P_0 &= 1 \\ P_1 &= x \\ P_2 &= \frac{1}{2}(3x^2 - 1) \\ P_3 &= \frac{1}{2}(5x^3 - 3x) \\ P_4 &= \frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3) \\ P_5 &= \frac{1}{8}(63x^5 - 70x^3 + 15x) \end{aligned} \quad (i)$$

درج l کثیررکنی ہے، اور l کی قیمت طے کرتی ہے کہ آیا یہ جفت کا طاق ہوگی۔ تاہم $P_l^m(x)$ عموماً کثیررکنی نہیں ہوگا؛ اور طاق m کی صورت میں اس میں $\sqrt{1-x^2}$ کا جزو ضربی پایا جائے گا:

$$P_2^0(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1), \quad P_2^1(x) = (1-x^2)^{1/2} \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{2}(3x^2 - 1) \right] = 3x\sqrt{1-x^2},$$

$$P_2^2(x) = (1-x^2) \left(\frac{d}{dx} \right)^2 \left[\frac{1}{2}(3x^2 - 1) \right] = 3(1-x^2),$$

وغیرہ وغیرہ۔ (ب) ہمیں $P_l^m(\cos \theta)$ چاہیے اور چونکہ $\sin \theta = \sqrt{1-\cos^2 \theta}$ ہوتا ہے لہذا $P_l^m(\cos \theta)$ ہر صورت $\cos \theta$ کا کثیررکنی ہوگا جسے طاق m کی صورت میں $\sin \theta$ ضرب کرے گا۔ جدول ۴.۲ میں $\cos \theta$ کے چند شریک لیڈانڈرکشیہ علاقے پیش کیے گئے ہیں۔

دھیان رہے کہ صرف غیر منفی عدد صحیح l کی صورت میں کلیہ روڈریگیس معنی خیز ہوگا؛ مزید $|m| > l$ کی صورت میں مساوات ۴.۲ کے تحت $P_l^m = 0$ ہوگا۔ یوں l کی کسی بھی مخصوص قیمت کے لئے m کی $(2l+1)$ ممکنہ قیمتیں ہوں گی:

$$(۴.۲۹) \quad l = 0, 1, 2, \dots; \quad m = -l, -l+1, \dots, -1, 0, 1, \dots, l-1, l$$

ذرا رکے! مساوات ۴.۲۵ دور تہی تفسر قی مساوات ہے: l اور m کی کسی بھی قیمتوں کے لئے اس کے دو خطی غیر تابع حل ہونگے۔ باقی حل کہاں ہیں؟ جواب: یقیناً تفسر قی مساوات کے ریاضی حلوں کی صورت میں باقی حل ضرور موجود ہوں گے تاہم $\theta = 0$ اور $\theta = \pi$ پر ایسے حل بے فت ابڑھتے ہیں (سوال ۴.۴ دیکھیں) جس کی بنیہ طبعی طور پر ناقابل قبول ہوں گے۔

کروی محمد میں ججی رکن درج ذیل ہوگا

$$(۴.۳۰) \quad d^3 r = r^2 \sin \theta \, dr \, d\theta \, d\phi$$

جدول ۴.۲: چند شریک لیٹنڈر تفسعات $P_l^m(\cos \theta)$: (۱) تفسعلی روپ، (ب) ترسیات برائے $r = P_l^m(\cos \theta)$ (ان ترسیات میں r آپ کو θ رخ تفسعل کی کل مقدار دیتا ہے؛ ان اشکال کو z محور کے گرد گھمائیے۔)



لہذا معمول زنی شرط (مساوات ۴.۱) درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے۔

$$\int |\psi|^2 r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi = \int |R|^2 r^2 dr \int |Y|^2 \sin \theta d\theta d\phi = 1$$

یہاں R اور Y کو علیحدہ علیحدہ معمول پر لانا زیادہ آسان ثابت ہوتا ہے۔

$$(۴.۳۱) \quad \int_0^\infty |R|^2 r^2 dr = 1 \quad \text{اور} \quad \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |Y|^2 \sin \theta d\theta d\phi = 1$$

معمول شدہ زاویائی موجی تفسعات r^2 کو کروڑے ہارمونیاں ^{۱۳} کہتے ہیں:

$$(۴.۳۲) \quad Y_l^m(\theta, \phi) = \epsilon \sqrt{\frac{(2l+1)}{4\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} e^{im\phi} P_l^m(\cos \theta)$$

جہاں $m \geq 0$ کے لئے $\epsilon = (-1)^m$ اور $m \leq 0$ کے لئے $\epsilon = 1$ ہوگا۔ جیسا کہ ہم بعد میں ثابت کریں گے،
کروڑی ہارمونیاں عمودی ہیں لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$(۴.۳۳) \quad \int_0^{2\pi} \int_0^\pi [Y_l^m(\theta, \phi)]^* [Y_{l'}^{m'}(\theta, \phi)] \sin \theta d\theta d\phi = \delta_{ll'} \delta_{mm'}$$

^{۱۲} معمول زنی مستقل کو سوال 54.4 میں حاصل کیا گیا ہے؛ نظریہ زاویائی معیار حرکت میں مستعمل علاقیت کے نتیجہ ہم آہنگی کی
حفاظت ϵ (جس کی قیمت 1 یا -1 ہوگی) کی علامت کا انتخاب کیا گیا ہے۔ دھیان رہے کہ $(Y_l^m)^* = (-1)^m Y_l^{-m}$ ہوگا۔
spherical harmonics^{۱۳}

جدول ۴.۳: ابتدائی چند کروی ہارمونیات، $Y_l^m(\theta, \phi)$

$$\begin{aligned} Y_2^{\pm 2} &= \left(\frac{15}{32\pi}\right)^{1/2} \sin^2 \theta e^{\pm 2i\phi} & Y_0^0 &= \left(\frac{1}{4\pi}\right)^{1/2} \\ Y_3^0 &= \left(\frac{7}{16\pi}\right)^{1/2} (5 \cos^3 \theta - 3 \cos \theta) & Y_1^0 &= \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \cos \theta \\ Y_3^{\pm 1} &= \mp \left(\frac{21}{64\pi}\right)^{1/2} \sin \theta (5 \cos^2 \theta - 1) e^{\pm i\phi} & Y_1^{\pm 1} &= \mp \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/2} \sin \theta e^{\pm i\phi} \\ Y_3^{\pm 2} &= \left(\frac{105}{32\pi}\right)^{1/2} \sin^2 \theta \cos \theta e^{\pm 2i\phi} & Y_2^0 &= \left(\frac{5}{16\pi}\right)^{1/2} (3 \cos^2 \theta - 1) \\ Y_3^{\pm 3} &= \mp \left(\frac{35}{64\pi}\right)^{1/2} \sin^3 \theta e^{\pm 3i\phi} & Y_2^{\pm 1} &= \mp \left(\frac{15}{8\pi}\right)^{1/2} \sin \theta \cos \theta e^{\pm i\phi} \end{aligned}$$

جدول ۴.۳ میں چند ابتدائی کروی ہارمونیات پیش کیے گئے ہیں۔ تاریخی وجوہات کی بنا پر l کو **انٹگرل** ^{۱۴} عدد m کو **مقناطیسی** ^{۱۵} کو **انٹگرل** عدد کہتے ہیں۔ سوال ۴.۳: مساوات ۴.۲۸، ۴.۲۹ اور ۴.۳۲ استعمال کر کے Y_2^1 اور Y_0^0 تیار کریں۔ تصدیق کریں کہ یہ معمول شدہ اور عمودی ہیں۔ سوال ۴.۴: دکھائیں کہ $l = m = 0$ کے لئے

$$\Theta(\theta) = A \ln[\tan(\theta/2)]$$

مساوات θ (مساوات ۴.۲۵) کو مطمئن کرتی ہے۔ یہ (دو) ثابت بل مقبول دو سرا حاصل ہے؛ اس میں کیا حیرانی ہے؟

سوال ۴.۵: مساوات ۴.۳۲ استعمال کر کے $Y_l^l(\theta, \phi)$ اور $Y_3^2(\theta, \phi)$ تفکیک دیں۔ (آپ P_3^2 کو جو جدول ۴.۲ سے دیکھ سکتے ہیں، جبکہ P_l^l آپ کو مساوات ۴.۲۷ اور ۴.۲۸ کی مدد سے تفکیک دینا ہوگا) تصدیق کیجیے کہ l اور m کی موزوں قیمتوں کیلئے یہ زاویائی مساوات (مساوات ۴.۱۸) کو مطمئن کرتے ہیں۔

سوال ۴.۶: کلیہ روڈریگیس سے ابتدا کر کے لیوڈانڈر کثیررکینوں کی معیاری عمودیت کی شرط:

$$\int_{-1}^1 P_l(x) P_{l'}(x) dx = \left(\frac{2}{2l+1}\right) \delta_{ll'} \quad (۴.۳۴)$$

اخذ کریں۔ (اشارہ: مکمل بالخصوص استعمال کریں۔)

۴.۱.۳ رداسی مساوات

دھیان رہے کہ تمام کروئی تشابہی مخفیہ کے لئے تفاعل موج کا زاویائی حصہ، $Y(\theta, \phi)$ ، ایک دوسرے جیسا ہوگا؛ مخفیہ $V(r)$ کی شکل و صورت تفاعل موج کے صرف رداسی حصہ، $R(r)$ ، پر اثر انداز ہوگی جسے مساوات ۴.۱۶ تعین کرتی ہے۔

$$(۴.۳۵) \quad \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) - \frac{2mr^2}{\hbar^2} [V(r) - E] R = l(l+1)R$$

نئے متغیرات استعمال کرتے ہوئے اس مساوات کی سادہ روپ حاصل کی جاسکتی ہے: درج ذیل لینے سے

$$(۴.۳۶) \quad u(r) \equiv rR(r)$$

لہذا $(d/dr)[r^2(dR/dr)] = r d^2 u / dr^2$ ، $dR/dr = [r(du/dr) - u]/r^2$ ، $R = u/r$ درج ذیل ہوگا۔

$$(۴.۳۷) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} + \left[V + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u = Eu$$

اس کو رداسی مساوات^{۱۶} کہتے ہیں۔ اچھو شکل و صورت کے لحاظ سے ایک بعدی شرودنگر مساوات (مساوات ۲.۵) کی طرح ہے، تاہم یہاں موثر مخفیہ^{۱۸} درج ذیل ہے

$$(۴.۳۸) \quad V_{\text{مؤثر}} = V + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2}$$

جس میں $(\hbar^2/2m)[l(l+1)/r^2]$ اضافی جزو پایا جاتا ہے جو مرکز گریز جزو^{۱۹} کہلاتا ہے۔ یہ کلاسیکی میکانیات کے مرکز گریز (مجازی) قوت کی طرح، ذرہ کو (مبادا سے دور) باہر جانب دھکیلتا ہے۔ یہاں معمول زنی شرط (مساوات ۴.۳۱) درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے۔

$$(۴.۳۹) \quad \int_0^\infty |u|^2 dr = 1$$

کسی مخصوص مخفیہ $V(r)$ کے بغیر ہم آگے نہیں بڑھ سکتے ہیں۔

مثال ۴.۱: درج ذیل لامتناہی کروئی کنواں پر غور کریں۔

$$(۴.۴۰) \quad V(r) = \begin{cases} 0 & r \leq a \\ \infty & r > a \end{cases}$$

^{۱۶} radial equation

^{۱۷} یہاں m کیت کو ظاہر کرتی ہے، رداسی مساوات میں طیجرگی مستقل m نہیں پایا جاتا ہے۔

^{۱۸} effective potential

^{۱۹} centrifugal term

اس کے تفاعلات موج اور اجزائی توانائیاں تلاش کریں۔

حل: کنواں کے باہر تفاعل موج صفر ہے جب کے کنواں کے اندر رداسی مساوات درج ذیل ہے

$$(۴.۴۱) \quad \frac{d^2 u}{dr^2} = \left[\frac{l(l+1)}{r^2} - k^2 \right] u$$

جہاں ہمیشہ کی طرح درج ذیل ہوگا۔

$$(۴.۴۲) \quad k \equiv \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

ہم نے اس مساوات کو، سرحدی شرط $u(a) = 0$ مطبق کر کے، حل کرنا ہے۔ سب سے آسان صورت $l = 0$ کی ہے۔

$$\frac{d^2 u}{dr^2} = -k^2 u \implies u(r) = A \sin(kr) + B \cos(kr)$$

یاد رہے، اصل رداسی تفاعل موج $R(r) = u(r)/r$ ہے اور $r \rightarrow 0$ کی صورت میں $[\cos(kr)]/r$ بے متابو بڑھتا ہے۔ یوں ہمیں $B = 0$ منتخب کرنا ہوگا۔ اب سرحدی شرط پر پورا اترنے کے لئے ضروری ہے کہ $\sin(ka) = 0$ ہو لہذا $ka = n\pi$ ہوگا جہاں n عدد صحیح ہے۔ ظاہر ہے کہ اجزائی توانائیاں درج ذیل ہوں گی۔

$$(۴.۴۳) \quad E_{n0} = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ma^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots).$$

جو عین یک بعدی لامتناہی چکور کنواں کی توانائیاں ہیں (مساوات ۲.۲۷)۔ $u(r)$ کو معمول پر لانے سے $A = \sqrt{2/a}$ حاصل ہوگا۔ زاویائی حبز (جو $1/\sqrt{4\pi}$) $Y_0^0(\theta, \phi)$ کی بنا غیر اہم ہے) کو ساتھ منسلک کرتے ہوئے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$(۴.۴۴) \quad \psi_{n00} = \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} \frac{\sin(n\pi r/a)}{r}$$

[دھیان کیجیے کہ ساکن حالات کے نام تین کو انتائی اعداد n ، l اور m استعمال کر کے رکھے جاتے ہیں:

$\psi_{nml}(r, \theta, \phi)$ ؛ جبکہ توانائی، E_{nl} ، صرف n اور l پر منحصر ہوگی۔]

(ایک اختیاری عدد صحیح l کے لئے) مساوات ۴.۴۱ کا عمومی حل

$$(۴.۴۵) \quad u(r) = Arj_l(kr) + Brn_l(kr).$$

^{۲۰} درحقیقت ہم صرف اتنا چاہتے ہیں کہ تفاعل موج معمول پر لانے کے متابل ہو؛ یہ ضروری نہیں کہ یہ مستثنائی ہو: مساوات ۴.۴۱ میں r^2 کی بجائے $1/r$ $R(r)$ معمول پر لانے کے متابل ہے۔
quantum numbers^{۲۱}

جدول ۴.۴: ابتدائی چند کروی، بیسل اور نیومن تفاعلات، $j_n(x)$ اور $n_l(x)$ ؛ چھوٹی x کے لئے مقترابی روپ۔

$n_0 = -\frac{\cos x}{x}$	$j_0 = \frac{\sin x}{x}$
$n_1 = -\frac{\cos x}{x^2} - \frac{\sin x}{x}$	$j_1 = \frac{\sin x}{x^2} - \frac{\cos x}{x}$
$n_2 = -\left(\frac{3}{x^3} - \frac{1}{x}\right) \cos x - \frac{3}{x^2} \sin x$	$j_2 = \left(\frac{3}{x^3} - \frac{1}{x}\right) \sin x - \frac{3}{x^2} \cos x$
$n_l \rightarrow -\frac{(2l)!}{2^l l!} \frac{1}{x^{l+1}}, \quad x \ll 1$	$j_l \rightarrow \frac{2^l l!}{(2l+1)!} x^l$

بہت جانا پہچانا نہیں ہے جہاں $j_l(x)$ رتبہ l کا کروی بیسل تفاعل^{۲۲} ہے اور $n_l(x)$ رتبہ l کا کروی نیومن تفاعل^{۲۳} ہے جن کی تعریفیات درج ذیل ہیں۔

$$(۴.۴۶) \quad j_l(x) \equiv (-x)^l \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^l \frac{\sin x}{x}; \quad n_l(x) \equiv -(-x)^l \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^l \frac{\cos x}{x}$$

مثال کے طور پر درج ذیل ہوں گے، وغیرہ وغیرہ۔

$$\begin{aligned} j_0(x) &= \frac{\sin x}{x}; \quad n_0(x) = -\frac{\cos x}{x}; \\ j_1(x) &= (-x) \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left(\frac{\sin x}{x} \right) = \frac{\sin x}{x^2} - \frac{\cos x}{x}; \\ j_2(x) &= (-x)^2 \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^2 \frac{\sin x}{x} = x^2 \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right) \frac{x \cos x - \sin x}{x^3} \\ &= \frac{3 \sin x - 3x \cos x - x^2 \sin x}{x^3} \end{aligned}$$

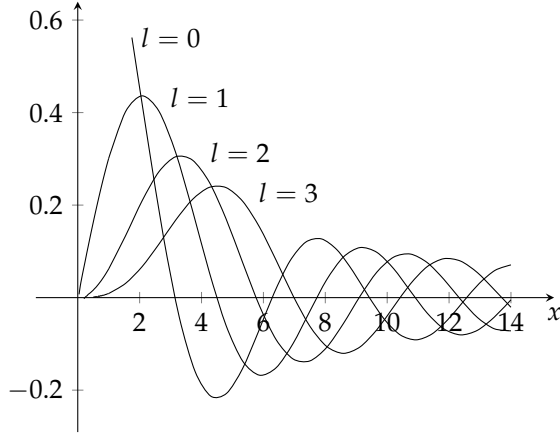
جدول ۴.۴ میں ابتدائی چند کروی، بیسل اور نیومن تفاعلات پیش کیے گئے ہیں۔ متغیر x کی چھوٹی قیمت کے لئے جہاں

$$\sin x \approx x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - \dots \quad \text{اور} \quad \cos x \approx 1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} - \dots$$

ہوں گے، درج ذیل ہوں گے، وغیرہ وغیرہ۔

$$j_0(x) \approx 1; \quad n_0(x) \approx -\frac{1}{x}; \quad j_1(x) \approx \frac{x}{3}; \quad j_2(x) \approx \frac{x^2}{15};$$

^{۲۲}spherical Bessel function
^{۲۳}spherical Neumann function



شکل ۳.۲: ابتدائی چار کروی بیل تفاعلات۔

دھیان رہے کہ مبدأ پر بیل تفاعلات مستثنیٰ ہیں جبکہ مبدأ پر نیومن تفاعلات بے فتابوڑھتے ہیں۔ یوں ہمیں لازماً $B_l = 0$ منتخب کرنا ہوگا لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۴۷) \quad R(r) = A j_l(kr)$$

اب سرحدی شرط $R(a) = 0$ کو مطمئن کرنا باقی ہے۔ ظاہر ہے کہ k کو درج ذیل کے تحت منتخب کرنا ہوگا

$$(۳.۴۸) \quad j_l(ka) = 0$$

یعنی l رتبی کروی بیل تفاعل کا (ka) ایک صفر ہوگا۔ اب بیل تفاعلات ارتعاشی ہیں (شکل ۳.۲ دیکھیں)؛ ہر ایک کے لامتناہی تعداد صفر پائے جاتے ہیں۔

تاہم (ہماری بد قسمتی سے) یہ ایک جیسے واصلوں پر نہیں پائے جاتے ہیں (جیسا کہ نقاط n یا نقاط $n\pi$ ، وغیرہ پر)؛ انہیں اعدادی تراکیب سے حاصل کرنا ہوگا۔ بہر حال سرحدی شرط کے تحت درج ذیل ہوگا

$$(۳.۴۹) \quad k = \frac{1}{a} \beta_{nl}$$

جہاں β_{nl} رتبہ l کروی بیل تفاعل کا n واں صفر ہوگا۔ یوں اجبازتی توانائیاں

$$(۳.۵۰) \quad E_{nl} = \frac{\hbar^2}{2ma^2} \beta_{nl}^2.$$

اور تفاعلات موج درج ذیل ہوں گے

$$(۳.۵۱) \quad \psi_{nlm}(r, \theta, \phi) = A_{nl} j_l(\beta_{nl} r/a) Y_l^m(\theta, \phi).$$

جہاں مستقل A_{n1} کا تعین معمولی ذنی سے کیا جاتا ہے۔ چونکہ l کی ہر ایک قیمت کے لئے m کی $(2l + 1)$ مختلف قیمتیں پائی جاتی ہیں لہذا توانائی کی ہر سطح $(2l + 1)$ گنا انحطاطی ہوگی (مساوات ۴.۲۹ دیکھیں)۔ □

سوال ۴.۷:

ا. کروئی نیومن تعاضلات $n_1(x)$ اور $n_2(x)$ کو (مساوات ۴.۴۶) میں پیش کی گئی تعریفات سے تیار کریں۔

ب. سائن اور کوسائن کو پھیلا کر $1 \ll x$ کے لئے کارآمد $n_1(x)$ اور $n_2(x)$ کے تخمینی کلیات اخذ کریں۔ تصدیق کریں کہ یہ مبداء پر بے فتاویٰ ہوتے ہیں۔

سوال ۴.۸:

ا. تصدیق کریں کہ $V(r) = 0$ اور $l = 1$ کے لئے $Arj_l(kr)$ رداسی مساوات کو مطمئن کرتا ہے۔

ب. لامتناہی کروئی کنواں کیلئے $l = 1$ کی صورت میں احبازاتی توانائیاں ترسیم کی مدد سے تعین کریں۔ دکھائیں کہ n کی بڑی قیمت کے لئے $E_{n1} \approx (\hbar^2 \pi^2 / 2ma^2)(n + 1/2)^2$ ہوگا۔ (اشارہ: پہلے $j_1(x) = 0 \Rightarrow \tan x = x$ دکھائیں۔ اس کے بعد x اور $\tan x$ کو ایک ساتھ ترسیم کرتے ہوئے ان کے نقاط تقاطع تلاش کریں۔)

سوال ۴.۹: ایک ذرہ جس کی کمیت m ہے کو مستناہی کروئی کنواں:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & r \leq a \\ 0 & r > a \end{cases}$$

میں رکھا جاتا ہے۔ اس کا زمینی حال، $l = 0$ کے لئے، رداسی مساوات کے حل سے حاصل کریں۔ دکھائیں کہ $V_0 a^2 < \pi^2 \hbar^2 / 8m$ کی صورت میں کوئی مقید حال نہیں پایا جائے گا۔

۴.۲ ہائیڈروجن جوہر

ہائیڈروجن جوہر بار e کے ایک بھاری پروٹان جس کے گرد بار $-e$ کا ایک ہلکا الیکٹران طواف کرتا ہو پر مشتمل ہوتا ہے۔ پروٹان بنیادی طور پر ساکن رہتا ہے (جسے ہم مبداء پر تصور کر سکتے ہیں)۔ ان دونوں کے مخالف بار کے بیچ قوت کشش پائی جاتی ہے جو انہیں اکٹھے رکھتی ہے (شکل ۴.۳ دیکھیں)۔ متانوں کو لب کے تحت مخفی توانائی درج ذیل ہوگی

$$(۴.۵۲) \quad V(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$$

لہذا رداسی مساوات ۴.۳ درج ذیل روپ اختیار کرے گی۔

$$(۴.۵۳) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} + \left[-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u = Eu$$



شکل ۴.۳: ہائیڈروجن جوہر

ہم نے اس مساوات کو $u(r)$ کے لئے حل کر کے احبازتی توانائیاں E تعین کرنی ہیں۔ ہائیڈروجن جوہر کا حل نہایت اہم ہے لہذا میں اس کو، ہارمونی سرعش کے تحلیلی حل کی ترکیب سے، قدم با قدم حل کر کے پیش کرتا ہوں۔ (جس قدم پر آپ کو دشواری پیش آئے، حصہ ۲.۳.۲ سے مدد لیں جہاں مکمل تفصیل پیش کی گئی ہے۔) کولمب محفہ، مساوات ۴.۵۲، $E > 0$ کے لئے) استمراریہ حالات، جو الیکٹران پروٹون بکھراؤ کو ظاہر کرتے ہیں، تسلیم کرنے کے ساتھ ساتھ غیر مسلسل مقید حالات، جو ہائیڈروجن جوہر کو ظاہر کرتے ہیں، بھی تسلیم کرتا ہے۔ ہماری دلچسپی مومنٹالڈ کر میں ہے۔

۴.۲.۱ رداسی تفاعل موج

سب سے پہلے نئی علامتیں متعارف کرتے ہوئے مساوات کی بہتر (صاف) صورت حاصل کرتے ہیں۔ درج ذیل متعارف کر کے (جہاں مقید حالات کے لئے e منفی ہونے کی وجہ سے κ حقیقی ہوگا)

$$\kappa \equiv \frac{\sqrt{-2mE}}{\hbar} \quad (۴.۵۴)$$

مساوات ۴.۵۳ کو E سے تقسیم کرنے سے

$$\frac{1}{\kappa^2} \frac{d^2 u}{dr^2} = \left[1 - \frac{me^2}{2\pi\epsilon_0 \hbar^2 \kappa} \frac{1}{(\kappa r)} + \frac{l(l+1)}{(\kappa r)^2} \right] u$$

حاصل ہوگا جس کو دیکھ کر ہمیں خیال آتا ہے کہ ہم درج ذیل علامتیں متعارف کریں

$$\rho \equiv \kappa r, \quad \rho_0 \equiv \frac{me^2}{2\pi\epsilon_0 \hbar^2 \kappa} \quad (۴.۵۵)$$

لہذا درج ذیل لکھا جائے گا۔

$$\frac{d^2 u}{d\rho^2} = \left[1 - \frac{\rho_0}{\rho} + \frac{l(l+1)}{\rho^2} \right] u \quad (۴.۵۶)$$

باب ۴. تین ابعادی کوانٹم میکانیات

اس کے بعد ہم حالات کی مفت رابی روپ پر غور کرتے ہیں۔ اب $\rho \rightarrow \infty$ کرنے سے قوسین کے اندر مستقل جزو غالب ہوگا لہذا (تخمیناً) درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$\frac{d^2 u}{d\rho^2} = u$$

اس کا عمومی حل درج ذیل ہے

$$u(\rho) = Ae^{-\rho} + Be^{\rho} \quad (۴.۵۷)$$

تاہم ($\rho \rightarrow \infty$ کی صورت میں) e^{ρ} بے فتا بوڑھتا ہے لہذا ہمیں $B = 0$ لینا ہوگا۔ یوں ρ کی بڑی قیمتوں کے لیے درج ذیل ہوگا۔

$$u(\rho) \sim Ae^{-\rho} \quad (۴.۵۸)$$

اس کے برعکس $\rho \rightarrow 0$ کی صورت میں مرکز گریز جزو غالب ہوگا؛^{۲۴} لہذا تخمیناً درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$\frac{d^2 u}{d\rho^2} = \frac{l(l+1)}{\rho^2} u$$

جس کا عمومی حل (تصدیق کیجیے) درج ذیل ہوگا

$$u(\rho) = C\rho^{l+1} + D\rho^{-l}$$

تاہم ($\rho \rightarrow 0$ کی صورت میں) ρ^{-l} بے فتا بوڑھتا ہے لہذا $D = 0$ ہوگا۔ یوں ρ کی چھوٹی قیمتوں کے لیے درج ذیل ہوگا۔

$$u(\rho) \sim C\rho^{l+1} \quad (۴.۵۹)$$

اگلے قدم پر مفت رابی روپ کو چھپانے کی خاطر نیا قیاس عمل $v(\rho)$:

$$u(\rho) = \rho^{l+1} e^{-\rho} v(\rho) \quad (۴.۶۰)$$

اس امید سے متعارف کرتے ہیں کہ $u(\rho)$ سے $v(\rho)$ زیادہ سادہ ہوگا۔ ابتدائی نتائج

$$\frac{du}{d\rho} = \rho^l e^{-\rho} \left[(l+1-\rho)v + \rho \frac{dv}{d\rho} \right]$$

^{۲۴} دلیل $l = 0$ کی صورت میں کارآمد نہیں ہوگی (اگرچہ مساوات ۴.۵۹ میں پیش نتیجہ اس صورت کے لئے بھی درست ہے)۔ بہر حال، میرا مقصد نئی علاقیت (مساوات ۴.۶۰) کے استعمال کے لئے راستہ ہموار کرنا ہے۔

اور

$$\frac{d^2 u}{d\rho^2} = \rho^l e^{-\rho} \left\{ \left[-2l - 2 + \rho + \frac{l(l+1)}{\rho} \right] v + 2(l+1-\rho) \frac{dv}{d\rho} + \rho \frac{d^2 v}{d\rho^2} \right\}$$

خوش آئین نظر نہیں آتے ہیں۔ اس طرح $v(\rho)$ کی صورت میں رداسی مساوات (مساوات ۴.۵۶) درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے۔

$$(۴.۶۱) \quad \rho \frac{d^2 v}{d\rho^2} + 2(l+1-\rho) \frac{dv}{d\rho} + [\rho_0 - 2(l+1)]v = 0$$

آخر میں ہم مندرجہ کرتے ہیں کہ حل، $v(\rho)$ ، کو ρ کا متقی تسلسل لکھا جاسکتا ہے۔

$$(۴.۶۲) \quad v(\rho) = \sum_{j=0}^{\infty} c_j \rho^j$$

ہمیں عددی سر (c_0 ، c_1 ، c_2 ، وغیرہ) تلاش کرنے ہوں گے۔ جبزودر جبزو تفرق لیتے ہیں۔

$$\frac{dv}{d\rho} = \sum_{j=0}^{\infty} j c_j \rho^{j-1} = \sum_{j=0}^{\infty} (j+1) c_{j+1} \rho^j$$

[میں نے دوسرے مجموعے میں ”مندرجہ اشاریہ“ j کو $j+1$ کہا ہے۔ اگر آپ کو یقین نہ ہو تو اولین چند اجزاء صریحاً لکھ کر تصدیق کر لیں۔ آپ سوال اٹھا سکتے ہیں کہ نیا مجموعہ $-1 = j$ سے کیوں شروع نہیں کیا گیا؛ تاہم جبز و ضربی $(j+1)$ اس جبزو کو ختم کرتا ہے لہذا ہم مندرجہ بھی شروع کر سکتے ہیں۔] دوبارہ تفرق لیتے ہیں۔

$$\frac{d^2 v}{d\rho^2} = \sum_{j=0}^{\infty} j(j+1) c_{j+1} \rho^{j-1}$$

انہیں مساوات ۴.۶۱ میں پر کرتے ہیں۔

$$\begin{aligned} \sum_{j=0}^{\infty} j(j+1) c_{j+1} \rho^j + 2(l+1) + \sum_{j=0}^{\infty} (j+1) c_{j+1} \rho^j \\ - 2 \sum_{j=0}^{\infty} j c_j \rho^j + [\rho_0 - 2(l+1)] \sum_{j=0}^{\infty} c_j \rho^j = 0 \end{aligned}$$

ایک جیسی طاقتوں کے عددی سروں کو مساوی رکھتے ہوئے

$$j(j+1) c_{j+1} + 2(l+1)(j+1) c_{j+1} - 2j c_j + [\rho_0 - 2(l+1)] c_j = 0$$

یا

$$(۴.۶۳) \quad c_{j+1} = \left\{ \frac{2(j+l+1) - \rho_0}{(j+1)(j+2l+2)} \right\} c_j$$

ہوگا۔ یہ کلیہ تواری عددی سر تعین کرتے ہوئے تفعل $v(\rho)$ تعین کرتا ہے۔ ہم c_0 سے شروع کر کے (جو مجموعی مستقل کاروپ اختیار کرتا ہے جسے آخر میں معمول زنی سے حاصل کیا جائے گا)، مساوات ۴.۶۳ سے c_1 تعین کرتے ہیں؛ جس کو واپس اسی مساوات میں پر کر کے c_2 تعین ہوگا، وغیرہ، وغیرہ۔^{۲۵}

آئے j کی بڑی قیمت۔ (جو ρ کی بڑی قیمت کے مطابق ہوں گے جہاں بلند طاقستیں غالب ہوں گی) کے لئے عددی سروں کی صورت دیکھیں۔ یہاں کلیہ تواری درج ذیل کہتا ہے۔^{۲۶}

$$c_{j+1} \cong \frac{2j}{j(j+1)} c_j = \frac{2}{j+1} c_j$$

ایک لمحہ کے لیے فرض کرے کہ یہ بالکل ٹھیک رشتہ ہے۔ تب

$$(۴.۶۴) \quad c_j = \frac{2^j}{j!} c_0$$

لہذا

$$v(\rho) = c_0 \sum_{j=0}^{\infty} \frac{2^j}{j!} \rho^j = c_0 e^{2\rho}$$

اور یوں درج ذیل ہوگا

$$(۴.۶۵) \quad u(\rho) = c_0 \rho^{l+1} e^{\rho}$$

جو ρ کی بڑی قیمتوں کے لیے بے فتابو بڑھتا ہے۔ مثبت قوت مساوی غیر پسندیدہ متغیراتی روسیہ دیتا ہے جو مساوات ۴.۵۷ میں پایا گیا۔ (درحقیقت متغیراتی حل بھی رد اسی مساوات کے جائز حل ہیں البتہ ہم ان میں دلچسپی نہیں رکھتے ہیں کیونکہ یہ معمول پر لانے کے قابل نہیں ہیں۔) اس المیہ سے نجات کا صرف ایک ہی راستہ

^{۲۵} آپ پوچھ سکتے ہیں: طاقست تسلل کی ترکیب $u(\rho)$ پر کیوں لاگو نہیں کی گئی؟ اس ترکیب کے اطلاق سے قبل متغیراتی روسیہ کو کیوں (حبز و ضربی کی صورت میں) باہر نکالا گیا؟ درحقیقت اس کی وجہ نتائج کی خوبصورتی ہے۔ حبز و ضربی ρ^{l+1} باہر نہ نکالنے سے تسلل کے ابتدائی اجزاء صفر ہوں گے (پہلا غیر صفر عددی سر c_{l+1} ہوگا)؛ ρ^{l+1} باہر نہ نکالنے سے تسلل کا پہلا حبز و ρ^0 حاصل ہوگا۔ اس کے برعکس حبز و ضربی $e^{-\rho}$ باہر نکالتا زیادہ ضروری ہے؛ اسے باہر نہ نکالنے سے c_{j+2} ، c_{j+1} اور c_j پر مشتمل تین اجزائی کلیہ تواری حاصل ہوتا ہے (کر کے دیکھیں!) جس کے ساتھ کام کرنا زیادہ مشکل ثابت ہوتا ہے۔

^{۲۶} آپ پوچھ سکتے ہیں: شمار کنندہ میں $\rho_0 - 2(l+1)$ اور نسب نامہ میں $2l+2$ رد کرنے کی طرح $1+j$ میں 1 کیوں رد نہیں کیا جاتا؟ اس تخمین میں ایسا کیا جاسکتا ہے، تاہم اسے رد نہ کرنے سے دلیل زیادہ واضح ہوگا۔ آپ 1 کو رد کر کے دیکھ سکتے ہیں کہ میں کیا کہتا تھا۔

ہے؛ تسلسل کو کہیں نہ کہیں اختتام پذیر ہونا ہوگا۔ لازمی طور پر ایک ایسا زیادہ سے زیادہ عدد صحیح، j بندیز، پایا جائے گا جس پر درج ذیل ہو۔

$$c_{(j+1)} = 0 \quad (۴.۶۶)$$

(یوں کلیہ تواری کے تحت باقی تمام (زیادہ بلند) عددی سر صفر ہوں گے۔) مساوات ۴.۶۳ سے ظاہر ہے کہ درج ذیل ہوگا۔

$$2(j+1) - \rho_0 = 0$$

صدر کو انٹیم عدد^{۲۷}

$$n \equiv j+1 \quad (۴.۶۷)$$

متعارف کرتے ہوئے درج ذیل ہوگا۔

$$\rho_0 = 2n \quad (۴.۶۸)$$

اب E کو ρ_0 تعین کرتا ہے (مساوات ۴.۵۴ اور ۴.۵۵)

$$E = -\frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m} = -\frac{me^4}{8\pi^2 \epsilon^2 \hbar^2 \rho^2} \quad (۴.۶۹)$$

لہذا احباباتی توانائیاں درج ذیل ہوں گی۔

$$E_n = -\left[\frac{m}{2\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon}\right)^2\right] \frac{1}{n^2} = \frac{E_1}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (۴.۷۰)$$

یہ مشہور زمانہ کلیہ بوہر^{۲۸} ہے جو غالباً پورے کوانٹم میکانیات میں اہم ترین نتیجہ ہے۔ جناب بوہر نے 1913ء میں، ناقتیل استعمال کا اس کی طبیعیات اور نیم کوانٹم میکانیات کے ذریعہ یہ کلیہ کو اخذ کیا۔ مساوات شرودنگر 1924ء میں منظر عام ہوئی۔

مساوات ۴.۵۵ اور ۴.۶۸ کو ملا کر درج ذیل حاصل ہوگا

$$\kappa = \left(\frac{me^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}\right) \frac{1}{n} = \frac{1}{an} \quad (۴.۷۱)$$

جہاں

$$a \equiv \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} = 0.529 \times 10^{-10} \text{ m} \quad (۴.۷۲)$$

principal quantum number^{۲۷}
Bohr formula^{۲۸}

باب ۴. تین ابعادی کوانٹم میکانیات

رواں بولہر^{۲۹} کہلاتا ہے۔ یوں (مساوات ۴.۵۵ دوبارہ استعمال کرتے ہوئے) درج ذیل ہوگا۔

$$\rho = \frac{r}{an} \quad (۴.۷۳)$$

ہائیڈروجن جوہر کے فضائی تقاسمات موج کے نام تین کوانٹائی اعداد (n ، l اور m) استعمال کر کے رکھے جاتے ہیں

$$\psi_{nlm}(r, \theta, \phi) = R_{nl}(r)Y_l^m(\theta, \phi) \quad (۴.۷۴)$$

جہاں مساوات ۴.۳۶ اور ۴.۶۰ کو دیکھتے ہوئے

$$R_{nl}(r) = \frac{1}{r} \rho^{l+1} e^{-\rho} v(\rho) \quad (۴.۷۵)$$

ہوگا جبکہ $v(\rho)$ متغیر ρ میں درجہ $n - l - 1$ = بندہ j کا کشیر رکتی ہوگا، جس کے عددی سر درجہ ذیل کلیہ تواری دے گا (اور پورے تقاسم کو معمول پر لانا باقی ہے)۔

$$c_{j+1} = \frac{2(j+l+1-n)}{(j+1)(j+2l+2)} c_j \quad (۴.۷۶)$$

زمینی حال^{۳۱} (یعنی کم سے کم توانائی کے حال) کے لیے $n = 1$ ہوگا؛ طبعی مستقامت کی قیمتیں پر کرتے ہوئے درجہ ذیل حاصل ہوگا۔

$$E_1 = - \left[\frac{m}{2\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon} \right)^2 \right] = -13.6 \text{ eV} \quad (۴.۷۷)$$

ظاہر ہوا کہ ہائیڈروجن کی بندہ توانائی^{۳۲} (زمینی حال میں الیکٹران کو درکار توانائی کی وہ معتد ار جوہر کو باردارہ بنائے) 13.6 eV ہے۔ مساوات ۴.۶ کے تحت $l = 0$ لہذا $m = 0$ ہوگا (مساوات ۴.۲۹ دیکھیے) یوں درجہ ذیل ہوگا۔

$$\psi_{100}(r, \theta, \phi) = R_{10}(r)Y_0^0(\theta, \phi) \quad (۴.۷۸)$$

کلیہ تواری پہلے جزو پر ہی اختتام پذیر ہوتا ہے (مساوات ۴.۷۶ سے $j = 0$ کے لئے $c_1 = 0$ حاصل ہوتا ہے)، لہذا $v(\rho)$ ایک مستقل (c_0) ہوگا اور یوں درجہ ذیل ہوگا۔

$$R_{10}(r) = \frac{c_0}{a} e^{-r/a} \quad (۴.۷۹)$$

اس کو مساوات ۴.۳۱ کے تحت معمول پر لانے سے

$$\int_0^\infty |R_{10}|^2 r^2 dr = \frac{|c_0|^2}{a^2} \int_0^\infty e^{-2r/a} r^2 dr = |c_0|^2 \frac{a}{4} = 1$$

^{۲۹} Bohr radius

^{۳۰} کرد اس بولہر کو رواقی طور پر زیر نوشت کے ساتھ کھسجا تا ہے: a_0 تاہم یہ غیر ضروری ہے لہذا میں اس کو صرف a لکھوں گا۔

^{۳۱} ground state

^{۳۲} binding energy

یعنی $c_0 = 2/\sqrt{a}$ حاصل ہوگا۔ مزید $Y_0^0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$ ہے لہذا ہائیڈروجن کا زمینی حال درج ذیل ہوگا۔

$$\psi_{100}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a} \quad (۴.۸۰)$$

اسی طرح $n = 2$ کے لئے توانائی

$$E_2 = \frac{-13.6 \text{ eV}}{4} = -3.4 \text{ eV} \quad (۴.۸۱)$$

ہوگی جو پہلی ہیجان حال، یا حالات کی بندشی توانائی ہے کیونکہ $l = 0$ ہو سکتا ہے (جس میں $m = 0$ ہوگا) یا $l = 1$ ہو سکتا ہے (جس کے لئے m کی قیمت -1 ، 0 یا $+1$ ہوگی)؛ یوں چار مختلف حالات کی بھی توانائی ہوگی۔ کلیہً توانی (مساوات ۴.۷۶) کے لئے $l = 0$ استعمال کرتے ہوئے $j = 0$ اور $c_1 = -c_0$ استعمال کرتے ہوئے $c_2 = 0$ دے گا لہذا $v(\rho) = c_0(1 - \rho)$ اور درج ذیل ہوگا۔

$$R_{20}(r) = \frac{c_0}{2a} \left(1 - \frac{r}{2a}\right) e^{-r/2a} \quad (۴.۸۲)$$

[دھیان رہے کہ مختلف کوانٹم اعداد l اور n کے لئے پھیلاؤ عددی سر $\{c_j\}$ مکمل طور پر مختلف ہوں گے۔] کلیہً توانی $l = 1$ کی صورت میں پہلے جزو پر تسلسل کو اختتام پذیر کرتا ہے؛ $v(\rho)$ ایک متقل ہوگا لہذا درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$R_{21}(r) = \frac{c_0}{4a^2} r e^{-r/2a} \quad (۴.۸۳)$$

ہر منفرد صورت میں c_0 معمولی زنی سے تعین ہوگا سوال 11.4 دیکھیں)۔

کسی بھی اختیاری n کے لئے (مساوات ۴.۶۷ سے ہم آہنگ) l کی ممکن قیمتیں درج ذیل ہوں گی

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (۴.۸۴)$$

جبکہ ہر l کے لئے m کی ممکن قیمتوں کی تعداد $(2l + 1)$ ہوگی (مساوات ۴.۲۹)؛ لہذا E_n سطح توانائی کی کل انخطا طیت درج ذیل ہوگی۔

$$d(n) = \sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = n^2 \quad (۴.۸۵)$$

کشیر رکتی $v(\rho)$ (جو مساوات ۴.۷۶ کے کلیہً توانی سے حاصل ہوگی) ایک ایسا تفاعل ہے جس سے عملی ریاضی دان بخوبی واقف ہیں؛ ماسوائے معمولی زنی کے، اسے درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$v(\rho) = L_{n-l-1}^{2l+1}(2\rho) \quad (۴.۸۶)$$

جدول ۴.۵: ابتدائی چند لاگنچ کشیر رکنیاں، $L_q(x)$

$L_0 = 1$
$L_1 = -x + 1$
$L_2 = x^2 - 4x + 2$
$L_3 = -x^3 + 9x^2 - 18x + 6$
$L_4 = x^4 - 16x^3 + 72x^2 - 96x + 24$
$L_5 = -x^5 + 25x^4 - 200x^3 + 600x^2 - 600x + 120$
$L_6 = x^6 - 36x^5 + 450x^4 - 2400x^3 + 5400x^2 - 4320x + 720$

جدول ۴.۶: ابتدائی چند شریک لاگنچ کشیر رکنیاں، $L_{q-p}^p(x)$

$L_0^2 = 2$	$L_0^0 = 1$
$L_1^2 = -6x + 18$	$L_1^0 = -x + 1$
$L_2^2 = 12x^2 - 96x + 144$	$L_2^0 = x^2 - 4x + 2$
$L_0^3 = 6$	$L_0^1 = 1$
$L_1^3 = -24x + 96$	$L_1^1 = -2x + 4$
$L_2^3 = 60x^2 - 600x + 1200$	$L_2^1 = 3x^2 - 18x + 18$

جہاں

$$(۴.۸۷) \quad L_{q-p}^p(x) \equiv (-1)^p \left(\frac{d}{dx} \right)^p L_q(x)$$

ایک شریک لاگنچ کشیر رکنی^{۳۳} ہے جبکہ

$$(۴.۸۸) \quad L_q(x) \equiv e^x \left(\frac{d}{dx} \right)^q (e^{-x} x^q)$$

q ویں لاگنچ کشیر رکنی^{۳۴} ہے۔^{۳۵} (جدول ۴.۵) میں چند ابتدائی لاگنچ کشیر رکنیاں پیش کی گئی ہیں؛ جدول ۴.۶ میں چند ابتدائی شریک لاگنچ کشیر رکنیاں پیش کئے گئی ہیں؛ جدول ۴.۷ میں چند ابتدائی رداسی تقاعسل امواج پیش کئے گئے ہیں جنہیں شکل ۴.۴ میں ترسیم کیا گیا ہے۔) ہائیڈروجن کے معمول شدہ تقاعسلات موج درجہ

^{۳۳} associated Laguerre polynomial

^{۳۴} Laguerre polynomial

^{۳۵} دیگر علامتوں کی طرح ان کے لئے بھی کئی علامتیں استعمال کی جاتی ہیں۔ میں نے سب سے زیادہ مقبول علامتیں استعمال کی ہیں۔

جدول ۷.۴: ہائیڈروجن کے ابتدائی چند رداسی تقاسمات، $R_{nl}(r)$

$$R_{10} = 2a^{-3/2}e^{-r/a}$$

$$R_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}}a^{-3/2}\left(1 - \frac{1}{2}\frac{r}{a}\right)e^{-r/2a}$$

$$R_{21} = \frac{1}{\sqrt{24}}a^{-3/2}\frac{r}{a}e^{-r/2a}$$

$$R_{30} = \frac{2}{\sqrt{27}}a^{-3/2}\left(1 - \frac{2}{3}\frac{r}{a} + \frac{2}{27}\left(\frac{r}{a}\right)^2\right)e^{-r/3a}$$

$$R_{31} = \frac{8}{27\sqrt{6}}a^{-3/2}\left(1 - \frac{1}{6}\frac{r}{a}\right)\left(\frac{r}{a}\right)e^{-r/3a}$$

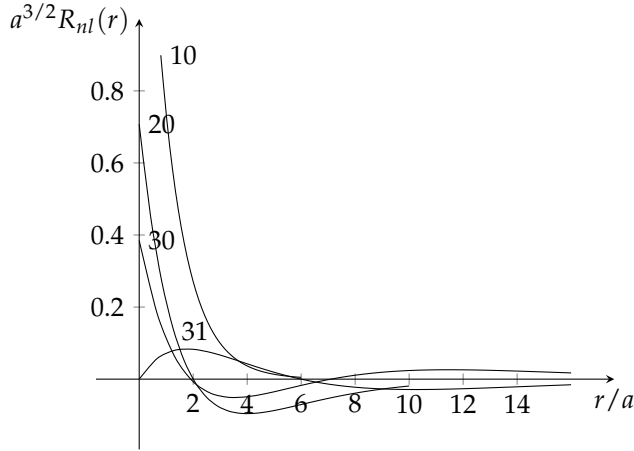
$$R_{32} = \frac{4}{81\sqrt{30}}a^{-3/2}\left(\frac{r}{a}\right)^2e^{-r/3a}$$

$$R_{40} = \frac{1}{4}a^{-3/2}\left(1 - \frac{3}{4}\frac{r}{a} + \frac{1}{8}\left(\frac{r}{a}\right)^2 - \frac{1}{192}\left(\frac{r}{a}\right)^3\right)e^{-r/4a}$$

$$R_{41} = \frac{\sqrt{5}}{16\sqrt{3}}a^{-3/2}\left(1 - \frac{1}{4}\frac{r}{a} + \frac{1}{80}\left(\frac{r}{a}\right)^2\right)\left(\frac{r}{a}\right)e^{-r/4a}$$

$$R_{42} = \frac{1}{64\sqrt{5}}a^{-3/2}\left(1 - \frac{1}{12}\frac{r}{a}\right)\left(\frac{r}{a}\right)^2e^{-r/4a}$$

$$R_{43} = \frac{1}{768\sqrt{35}}a^{-3/2}\left(\frac{r}{a}\right)^3e^{-r/4a}$$



شکل ۴.۴: چند ابتدائی ہائیڈروجن رداسی تقاسمات $R_{nl}(r)$ کی تریسٹ۔

ذیل ہیں۔

$$(۴.۸۹) \quad \psi_{nlm} = \sqrt{\left(\frac{2}{na}\right)^3 \frac{(n-l-1)!}{2n[(n+l)!]^3}} e^{-r/na} \left(\frac{2r}{na}\right)^l [L_{n-l-1}^{2l+1}(2r/na)] Y_l^m(\theta, \phi)$$

یہ تفاعلات خوفناک نظر آتے ہیں لیکن شکوہ نہ کیجیے گا؛ یہ اُن چند حقیقی نظاموں میں سے ایک ہے جن کا بند روپ میں ٹھیک ٹھیک حل حاصل کرنا ممکن ہے۔ دھیان رہے، اگرچہ تفاعلات موج تینوں کوانٹائی اعداد کے تابع ہیں، توانائیوں (مساوات ۴.۷۰) کو صرف n تعین کرتا ہے۔ یہ کولم توانائی کی ایک مخصوص خاصیت ہے؛ آپ کو یاد ہو گا کہ کروی کنواں میں توانائیاں l پر منحصر تھیں (مساوات ۴.۵۰)۔ تفاعلات موج باہمی عمودی

$$(۴.۹۰) \quad \int \psi_{nlm}^* \psi_{n'l'm'} r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi = \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'}$$

ہیں۔ یہ کروی ہارمونیاں کی عمودیت (مساوات ۴.۳۳) اور ($n \neq n'$) کی صورت میں H کی منفرد امتیازی افتدار کے امتیازی تفاعل ہونے کی بنا ہے۔

ہائیڈروجن تفاعلات موج کی تصویر کشی آسان کام نہیں ہے۔ ماہر کیمیا ان کے ایسے کثافتی اشکال بناتے ہیں جن کی چمک $|\psi|^2$ کا راست متناسب ہوتی ہے (شکل 5.4)۔ زیادہ معلومات مستقل کثافت احتمال کی سطحوں (شکل 6.4) کے اشکال دیتی ہیں (جنہیں پڑھنا نسبتاً مشکل ہو گا)۔

سوال ۴.۱۰: کلیہ توانائی (مساوات ۴.۷۶) استعمال کرتے ہوئے تفاعل موج R_{30} ، R_{31} اور R_{32} حاصل کریں۔ انہیں معمول پر لانے کی ضرورت نہیں۔

سوال ۴.۱۱:

ا. مساوات ۴.۸۲ میں دیے گئے R_{20} کو معمول پر لا کر ψ_{200} تیار کریں۔

ب. مساوات ۴.۸۳ میں دیے گئے R_{21} کو معمول پر لا کر ψ_{211} ، ψ_{210} اور ψ_{21-1} تیار کریں۔

سوال ۴.۱۲:

ا. مساوات ۴.۸۸ استعمال کرتے ہوئے ابتدائی چار لاگتھ کشیر رکنیاں حاصل کریں۔

ب. مساوات ۴.۸۶، ۴.۸۷ اور ۴.۸۸ استعمال کرتے ہوئے $l = 2$ ، $n = 5$ کی صورت میں $v(\rho)$ تلاش کریں۔

ج. کلیہ توانائی (مساوات ۴.۷۶) استعمال کرتے ہوئے $l = 2$ ، $n = 5$ کی صورت میں $v(\rho)$ تلاش کریں۔

سوال ۴.۱۳:

ا. ہائیڈروجن جوہر کے زمینی حال میں الیکٹران کے لیے $\langle r \rangle$ اور $\langle r^2 \rangle$ تلاش کریں۔ اپنے جواب کو رداس بوہر کی صورت میں لکھیں۔

ب. ہائیڈروجن جوہر کے زمینی حال میں الیکٹران کے لیے $\langle x \rangle$ اور $\langle x^2 \rangle$ تلاش کریں۔ اشارہ: آپ کو کوئی نیا نکل حاصل کرنے کی ضرورت نہیں۔ دھیان رہے کہ $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ ہو گا، اور از مسینی حال میں تشاکلی کو بروئے کار لائیں۔

ج. حال $n = 2, l = 1, m = 1$ کے لیے $\langle x^2 \rangle$ تلاش کریں۔ انتباہ: یہ حال x, y اور z کے لحاظ سے تشکلی نہیں ہے۔ یہاں $x = r \sin \theta \cos \phi$ استعمال کرنا ہوگا۔

سوال ۴.۱۴: ہائیڈروجن کے زمینی حال میں r کی کون سی قیمت زیادہ محتمل ہوگی۔ (اس کا جواب صفر نہیں ہے!) اشارہ: آپ کو پہلے معلوم کرنا ہوگا کہ r اور $r + dr$ کے بیچ الیکٹران پائے جانے کا احتمال کیا ہوگا۔

سوال ۴.۱۵: ہائیڈروجن جوہر ساکن حال $n = 2, l = 1, m = 1$ اور $n = 2, l = 1, m = -1$ کے درج ذیل خطی مجموعے سے ابتداء کرتا ہے۔

$$\Psi(r, 0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{211} + \psi_{21-1})$$

ا. حال $\Psi(r, t)$ تیار کریں۔ اس کی سادہ ترین صورت حاصل کریں۔

ب. مخفی توانائی کی توقعاتی قیمت $\langle V \rangle$ تلاش کریں۔ (کیا یہ t کی تابع ہوگی؟) اصل کلیہ اور عدد دی جواب کو الیکٹران وولٹ تو صورت میں پیش کریں۔

۴.۲.۲ ہائیڈروجن کا طیف

اصولی طور پر ایک ہائیڈروجن جوہر جو ساکن حال ψ_{nlm} میں پایا جاتا ہو ہمیشہ کے لیے اسی حال میں رہے گا۔ تاہم اس کو (دوسرے جوہر کے ساتھ ٹکرا کر یا اس پر روشنی ڈال کر) چھیڑنے سے الیکٹران کسی دوسرے ساکن حال میں عبور کر سکتا ہے۔ یہ توانائی جذب کر کے زیادہ توانائی حال منتقل ہو سکتا ہے یا (عموماً برقی طبعی فوٹان کے اخراج سے) توانائی خارج کر کے کم توانائی حال منتقل ہو سکتا ہے۔^{۳۷} عملاً ایسی چھیڑ خانیاں ہر وقت پائی جائیں گی لہذا عبور (جنہیں ”کوئنٹم چھلانگ“ کہتے ہیں) مستقل طور پر ہوتے رہیں گے، جن کی بنا ہائیڈروجن سے ہر وقت روشنی (فوٹان) خارج ہوگی جس کی توانائی ابتدائی اور اختتامی حالات کی توانائیوں کے منفرق

$$E_\gamma = E_i - E_f = -13.6 \text{ eV} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right) \quad (۴.۹۱)$$

کے برابر ہوگا۔

اب کلیہ پلانک^{۳۸} کے تحت فوٹان کی توانائی اس کے تعدد کے راست تناسب ہوگی:

$$E_\gamma = h\nu \quad (۴.۹۲)$$

^{۳۷} فطراً، اس میں تابع وقت باہم عمل پایا جائے گا جس کی تفصیل باب ۹ میں پیش کی جائے گی۔ یہاں اصل عمل جاننا ضروری نہیں ہے۔

Planck's formula^{۳۸}

^{۳۹} فوٹان درحقیقت برقی طبعی اخراج کا ایک کوئنٹم ہے۔ یہ ایک اضافیتی چیز ہے جس پر غیر اضافی کوئنٹم میکینکس متاثر استعمال نہیں ہے۔ اگرچہ ہم چند مواقع پر فوٹان کی بات کرتے ہوئے کلیہ پلانک سے اس کی توانائی حاصل کریں گے، یاد رہے کہ اس کا اس نظر سے کوئی تعلق نہیں جس پر ہم بات کر رہے ہیں۔

جبکہ طول موج $\lambda = c/v$ ہے لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (۴.۹۳)$$

جس

$$R \equiv \frac{m}{4\pi c \hbar^3} \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^2 = 1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1} \quad (۴.۹۴)$$

رڈبرگ مستقل^{۴۰} کہلاتا ہے۔ مساوات ۴.۹۳ ہائیڈروجن کے طیف کا کلیہ رڈبرگ^{۴۱} ہے۔ یہ کلیہ انیسویں صدی میں تجرباتی طور پر اخذ کیا گیا۔ نظریہ بوہر کی سب سے بڑی فتح اس کلیے کا حصول ہے جو تدرت کے بنیادی منتقات کی صورت میں R کی قیمت دیتا ہے۔ زمینی حال ($n_f = 1$) میں عبور، بالائے بصری خطہ میں پائے جاتے ہیں جنہیں طیف پیمائی کا **لیمائز تسلسل**^{۴۲} کہتے ہیں۔ پہلی ہجبان حال ($n_f = 2$) میں عبور، دکھائی دینے والے خطہ میں روشنی پیدا کرتے ہیں جسے **بالمر تسلسل**^{۴۳} کہتے ہیں۔ اسی طرح $n_f = 3$ میں عبور، **پاشن تسلسل**^{۴۴} دیتے ہیں جو زیر بصری شعاع ہے، وغیرہ وغیرہ (شکل ۴.۵ دیکھیں)۔ (رہائشی حرارت پر زیادہ تر ہائیڈروجن جوہر زمینی حال میں ہونگے؛ احسن راہی طیف حاصل کرنے کی خاطر آپ کو پہلے مختلف ہجبان حالات میں الیکٹران آباد کرنے ہوں گے؛ ایسا عموماً گیس میں برقی شعلاء پیدا کر کے کیا جاتا ہے۔)

سوال ۴.۱۶: ہائیڈروجن جوہر Z پروٹان کے مرکزہ کے گرد طوائف کرتے ہوئے ایک الیکٹران پر مشتمل ہے۔ (از خود ہائیڈروجن میں $Z = 1$ جبکہ باردارہ ہیلیم^{۴۵} میں $Z = 2$ اور دہری باردارہ^{۴۶} تھیم میں $Z = 3$ ہوگا، وغیرہ وغیرہ)۔ ہائیڈروجن جوہر کی بوہر توانائیاں $E_n(Z)$ ، بندشی توانائی $E_1(Z)$ ، رداس بوہر $a(Z)$ ، اور رڈبرگ مستقل $R(Z)$ تعین کریں۔ (اپنے جوابات کو ہائیڈروجن کی متعلقہ قیمتوں کے لحاظ سے پیش کریں)۔ برقی طیفی طیف کے کس خطہ میں $Z = 2$ اور $Z = 3$ کی صورت میں لیمان تسلسل پائے جائیں گے؟ اشارہ: کسی نئے حساب کی ضرورت نہیں ہے؛ محفہ (مساوات ۴.۵۲) میں $e^2 \rightarrow Ze^2$ ہوگا لہذا تمام نتائج میں بھی یہی کچھ پر کرنا ہوگا۔

سوال ۴.۱۷: زمین اور سورج کو ہائیڈروجن جوہر کا متبادل تجرباتی نظام تصور کریں۔

۱. مساوات ۴.۵۲ کی جگہ مخفی توانائی تفاعل کیا ہوگا؟ (زمین کی کیت m جبکہ سورج کی کیت M لیں)۔

ب. اس نظام کا ”رداس بوہر“ a_B کیا ہوگا؟ اس کی عددی قیمت تلاش کریں۔

Rydberg constant^{۴۰}

Rydberg formula^{۴۱}

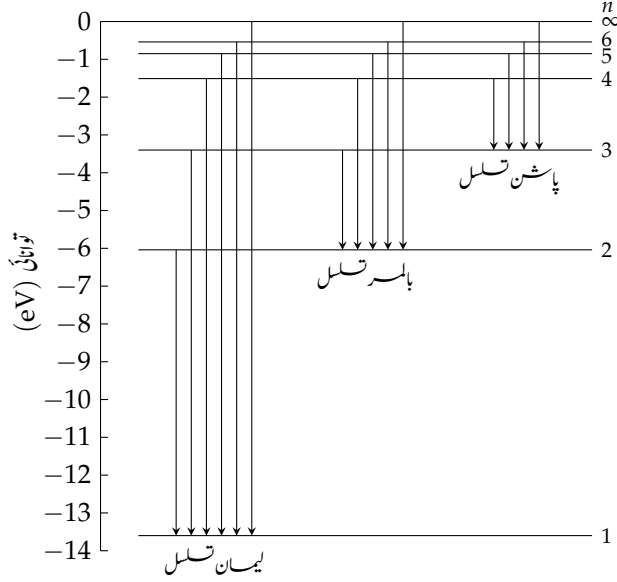
Lyman series^{۴۲}

Balmer series^{۴۳}

Paschen series^{۴۴}

Helium^{۴۵}

Lithium^{۴۶}



شکل ۴.۵: ہائیڈروجن طیف میں سطحوں توانائیاں اور تھوئیاں۔

ج. تجاذبی گلیہ بھر لکھ کر رداس r_0 کے مدار میں سیارہ کے کلاسیکی توانائی کو E_n کے برابر رکھ کر دکھائیں کہ $n = \sqrt{r_0/a_g}$ ہوگا۔ اس سے زمین کے کوانٹائی عدد n کی اندازاً قیمت تلاش کریں۔

د. فرض کریں زمین اگلی نچلی سطح $(n - 1)$ میں عبور کرتی ہے۔ کتنی توانائی کا احسار ہوگا؟ جواب حوالہ میں دیں۔ حصار فوٹان (یا زیادہ ممکنہ طور پر گریوٹان) کا طول موج کیا ہوگا؟ (اپنے جواب کو نوری سالوں میں پیش کریں۔ کیا حیرت انگیز نتیجہ محض ایک اتفاق ہے۔)

۴.۳ زاویائی معیار حرکت

ہم دیکھ چکے ہیں کہ ہائیڈروجن جوہر کے ساکن حالات کو تین کوانٹائی اعداد n ، l اور m کے لحاظ سے نام دیا جاتا ہے۔ صدر کو انٹیم عدد (n) حال کی توانائی تعین کرتا ہے (مساوات ۴.۷)؛ ہم دیکھیں گے کہ l اور m مدارچی زاویائی معیار حرکت سے تعلق رکھتے ہیں۔ کلاسیکی نظریہ میں وسطی قوتیں، توانائی اور معیار حرکت بنیادی بقائی معتداریں ہیں، اور یہ حیرت کی بات نہیں کہ کو انٹیم میکانیات میں زاویائی معیار حرکت (اس سے بھی زیادہ) اہمیت رکھتا ہے۔

کلاسیکی طور پر (مبدأ کے لحاظ سے) ایک ذرہ کی زاویائی معیار حرکت درج ذیل کلیہ دیتا ہے

$$(۴.۹۵) \quad \mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$$

جس کے تحت درج ذیل ہوگا۔

$$(۴.۹۶) \quad L_x = yp_z - zp_y, \quad L_y = zp_x - xp_z, \quad L_z = xp_y - yp_x$$

ان کے متعلقہ کوانٹم عاملین معیاری نسخہ $p_z \rightarrow -i\hbar\partial/\partial z$, $p_y \rightarrow -i\hbar\partial/\partial y$, $p_x \rightarrow -i\hbar\partial/\partial x$ سے حاصل ہوں گے۔ باب ۲ میں ہم نے ہارمونک سرکش کے احبازاتی توانائیوں کو خالص الجبرائی ترکیب سے حاصل کیا۔ اگلے حصہ میں الجبرائی ترکیب استعمال کرتے ہوئے زاویائی معیار حرکت عاملین کے امتیازی افتدار حاصل کیے جائیں گے۔ یہ ترکیب، عاملین کے مقلبتیت تعلقات پر مبنی ہے۔ اس کے بعد ہم امتیازی تفاعلات حاصل کریں گے جو زیادہ دشوار کام ہے۔

۴.۳.۱ امتیازی افتدار

عاملین L_x اور L_y آپس میں غیر مقلوب ہیں۔ درحقیقت درج ذیل ہوگا۔^{۴۸}

$$(۴.۹۷) \quad [L_x, L_y] = [yp_z - zp_y, zp_x - xp_z] \\ = [yp_z, zp_x] - [yp_z, xp_z] - [zp_y, zp_x] + [zp_y, xp_z]$$

باضابطہ مقلبتیت رشتوں (مساوات ۴.۱۰) سے ہم جانتے ہیں کہ صرف x اور p_x , y اور p_y , z اور p_z عاملین غیر مقلوب ہیں۔ یوں درمیانے دو اجزاء حذف ہوں گے اور درج ذیل رہ جائے گا۔

$$(۴.۹۸) \quad [L_x, L_y] = yp_x[p_z, z] + xp_y[z, p_z] = i\hbar(xp_y - yp_x) = i\hbar L_z$$

ہم $[L_y, L_z]$ یا $[L_z, L_x]$ بھی تلاش کر سکتے تھے، تاہم انہیں علیحدہ علیحدہ معلوم کرنے کی ضرورت نہیں ہے؛ ہم اشاریہ کی چکری ادل بدل ($x \rightarrow y, y \rightarrow z, z \rightarrow x$) سے فوراً درج ذیل لکھ سکتے ہیں

$$(۴.۹۹) \quad [L_x, L_y] = i\hbar L_z; \quad [L_y, L_z] = i\hbar L_x; \quad [L_z, L_x] = i\hbar L_y$$

جو زاویائی معیار حرکت کے بنیادی مقلبتیت رشتے^{۴۹} ہیں جن سے باقی سب کچھ اخذ ہوتا ہے۔

دھیان رہے کہ L_x , L_y اور L_z غیر ہم آہنگ و قابل مشاہدہ ہیں۔ متعمم اصول عدم یقینیت (مساوات ۳.۶۲) کے تحت

$$\sigma_{L_x}^2 \sigma_{L_y}^2 \geq \left(\frac{1}{2i} \langle i\hbar L_z \rangle \right)^2 = \frac{\hbar^2}{4} \langle L_z \rangle^2$$

^{۴۸} کوانٹم میکانیات میں تمام عاملین و تانوں جبریتی تقسیم: $(B + C) = AB + AC$ پر پورا اترتے ہیں (صفحہ ۷۱۷ پر حاشیہ ۳۳ دیکھیں)۔ بالخصوص $[A, B + C] = [A, B] + [A, C]$ ہوگا۔
fundamental commutation relations^{۴۹}

یا

$$(۳.۱۰۰) \quad \sigma_{L_x} \sigma_{L_y} \geq \frac{\hbar}{2} |\langle L_z \rangle|$$

ہوگا۔ یوں ایسے حالات کی تلاش جو L_x اور L_y کے ایک وقت امتیازی تفاعلات ہوں بے مقصد ہوگا۔ اس کے برعکس کل زاویائی معیار حرکت کا مربع:

$$(۳.۱۰۱) \quad L^2 \equiv L_x^2 + L_y^2 + L_z^2$$

عامل L_x کے ساتھ مقلوب ہے۔

$$\begin{aligned} [L^2, L_x] &= [L_x^2, L_x] + [L_y^2, L_x] + [L_z^2, L_x] \\ &= L_y [L_y, L_x] + [L_y, L_x] L_y + L_z [L_z, L_x] + [L_z, L_x] L_z \\ &= L_y (-i\hbar L_z) + (-i\hbar L_z) L_y + L_z (i\hbar L_y) + (i\hbar L_y) L_z \\ &= 0 \end{aligned}$$

(مقابلہ کی سادہ روپ حاصل کرنے کے لیے میں نے مساوات ۳.۶۴ استعمال کیا؛ یہ بھی یاد رہے کہ ہر عامل اپنے آپ کے ساتھ مقلوب ہوگا) اس سے آپ اخذ کر سکتے ہیں کہ L_y اور L_z کے ساتھ بھی L^2 مقلوب ہوگا

$$(۳.۱۰۲) \quad [L^2, L_x] = 0, \quad [L^2, L_y] = 0, \quad [L^2, L_z] = 0$$

یا مختصر اور درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۱۰۳) \quad [L^2, \mathbf{L}] = 0$$

اس طرح \mathbf{L} کے ہر جزو کے ساتھ L^2 ہم آہنگ ہوگا اور ہم L^2 کا (مثلاً) L_z کے ساتھ ایک وقت امتیازی حالات

$$(۳.۱۰۴) \quad L^2 f = \lambda f \quad \text{اور} \quad L_z f = \mu f$$

تلاش کرنے کی امید رکھ سکتے ہیں۔ ہم نے حصہ ۲.۳.۱ میں ہارمونی مرتعش پر سیڑھی عامل کی ترکیب استعمال کی۔ اس طرح کی ترکیب یہاں بھی استعمال کرتے ہیں۔ یہاں ہم درج ذیل لیتے ہیں۔

$$(۳.۱۰۵) \quad L_{\pm} \equiv L_x \pm iL_y$$

L_z کے ساتھ مقاب درج ذیل ہوگا

$$[L_z, L_{\pm}] = [L_z, L_x] \pm i[L_z, L_y] = i\hbar L_y \pm i(-i\hbar L_x) = \pm\hbar(L_x \pm iL_y)$$

الہذا

$$(۳.۱۰۶) \quad [L_z, L_{\pm}] = \pm\hbar L_{\pm}$$

اور، ظاہر ہے کہ، درج ذیل ہوگا۔

$$[L^2, L_{\pm}] = 0 \quad (۴.۱۰۷)$$

میں دعویٰ کرتا ہوں کہ اگر L^2 اور L_z کا امتیازی تفاعل f ہو تب $L_{\pm}(f)$ بھی ان کا امتیازی تفاعل ہوگا: مساوات ۴.۱۰۷ درج ذیل کہتی ہے

$$L^2(L_{\pm}f) = L_{\pm}(L^2f) = L_{\pm}(\lambda f) = \lambda(L_{\pm}f) \quad (۴.۱۰۸)$$

لہذا اسی امتیازی قدر λ کے لیے $L_{\pm}f$ بھی L^2 کا امتیازی تفاعل ہوگا، اور مساوات ۴.۱۰۶ درج ذیل کہتی ہے

$$\begin{aligned} L_z(L_{\pm}f) &= (L_zL_{\pm} - L_{\pm}L_z)f + L_{\pm}L_zf = \pm\hbar L_{\pm}f + L_{\pm}(\mu f) \\ &= (\mu \pm \hbar)(L_{\pm}f) \end{aligned} \quad (۴.۱۰۹)$$

لہذا نئے امتیازی قدر $\mu \pm \hbar$ کے لیے L_z کا $L_{\pm}f$ امتیازی تفاعل ہوگا۔ ہم L_+ کو **عالمی** **رفعت**^{۵۰} کہتے ہیں چونکہ یہ L_z کے امتیازی قدر کو \hbar بڑھاتا ہے جبکہ L_- **عالمی** **تقلیل**^{۵۱} کہلاتا ہے چونکہ یہ امتیازی قیمت کو \hbar کم کرتا ہے۔

یوں ہمیں λ کی کسی ایک قیمت کے لیے، حالات کی ایک سیڑھی ملتی ہے، جس کا ہر پائے متر ہی پائے سے L_z کی امتیازی قدر کے لحاظ سے \hbar کی ایک اکائی دور ہوگا (شکل ۴.۶)۔ سیڑھی چڑھنے کی خاطر ہم عامل رفت کا اطلاق کرتے ہیں جبکہ سیڑھی اترنے کی خاطر ہم عامل تقلیل لاگو کرتے ہیں۔ تاہم یہ عمل ہمیشہ کے لئے برقرار نہیں رہ سکتا ہے۔ ہم آخر کار ایک ایسے حال تک پہنچے گے جس کا z جزو کل سے زیادہ ہوگا جو ایک ناممکن صورت^{۵۲} ہے۔ لازماً سیڑھی کا ایسا ”بالاترین پائے“ f_t ، پایا جائے گا جو درج ذیل کو مطمئن^{۵۳} کرے گا۔

$$L_+f_t = 0 \quad (۴.۱۱۰)$$

فرض کریں اس بالاترین پائے پر L_z کی امتیازی قیمت $\hbar l$ ہو (حرف ” l “ کی مناسبت آپ پر جلد آیا ہوں گی)۔

$$L_zf_t = \hbar lf_t; \quad L^2f_t = \lambda f_t \quad (۴.۱۱۱)$$

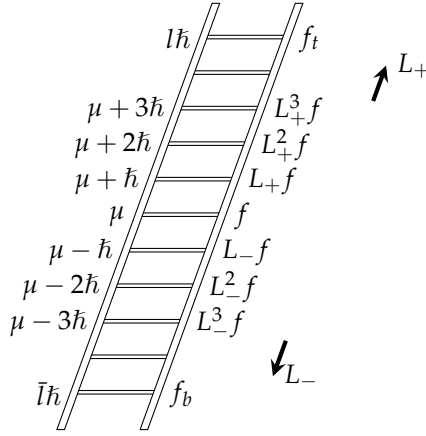
اب درج ذیل ہوگا

$$\begin{aligned} L_{\pm}L_{\mp} &= (L_x \pm iL_y)(L_x \mp iL_y) = L_x^2 + L_y^2 \mp i(L_xL_y - L_yL_x) \\ &= L^2 - L_z^2 \mp i(\hbar L_z) \end{aligned}$$

raising operator^{۵۰}

lowering operator^{۵۱}

^{۵۲}بناطیل طور پر $\langle L^2 \rangle = \langle L_x^2 \rangle + \langle L_y^2 \rangle + \langle L_z^2 \rangle$ ہوگا، لیکن $\langle L^2 \rangle = \langle f|L^2f \rangle = \langle L_xf|L_xf \rangle \geq 0$ ہے اور L_y کے لئے بھی ایسا ہی ہوگا) لہذا $\lambda = \langle L_x^2 \rangle + \langle L_y^2 \rangle + \mu^2 \geq \mu^2$ ہوگا۔
^{۵۳}درحقیقت، ہم صرف اتنا اخذ کر سکتے ہیں کہ L_+f_t معمول پر لانے کے قابل نہیں ہے؛ اس کا معیار ضرر کی بجائے لامتناہی ہو سکتا ہے۔
سوال ۴.۱۸ میں اس پر غور کیا گیا ہے۔



شکل ۴.۶: زاویائی معیار حرکت حالات کی ”سیڑھی“۔

یاد دوسرے الفاظ میں درج ذیل ہوگا۔

$$(۴.۱۱۲) \quad L^2 = L_{\pm}L_{\mp} + L_z^2 \mp \hbar L_z$$

یوں

$$L^2 f_t = (L_- L_+ + L_z^2 + \hbar L_z) f_t = (0 + \hbar^2 l^2 + \hbar^2 l) f_t = \hbar^2 l(l+1) f_t$$

لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$(۴.۱۱۳) \quad \lambda = \hbar^2 l(l+1)$$

یہ ہمیں L_z کی امتیازی متدرج کی زیادہ سے زیادہ قیمت کی صورت میں L^2 کی امتیازی متدرج دیتی ہے۔
ساتھ ہی، اسی وجہ کی بنا، سیڑھی کا نچلا ترین پایہ f_b بھی پایا جائے گا جو درج ذیل کو مطمئن کرے گا۔

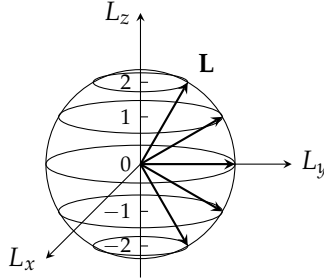
$$(۴.۱۱۴) \quad L_- f_b = 0$$

فرض کریں اس نچلے ترین پایہ پر L_z کا امتیازی متدرج $\hbar \bar{l}$ ہو:

$$(۴.۱۱۵) \quad L_z f_b = \hbar \bar{l} f_b; \quad L^2 f_b = \lambda f_b$$

معادلات ۴.۱۱۲ استعمال کرتے ہوئے

$$L^2 f_b = (L_+ L_- + L_z^2 - \hbar L_z) f_b = (0 + \hbar^2 \bar{l}^2 - \hbar^2 \bar{l}) f_b = \hbar^2 \bar{l}(\bar{l}-1) f_b$$



شکل ۷. زاویائی معیار حرکت حالات (برائے $l = 2$)۔

لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$\lambda = \hbar^2 \bar{l}(\bar{l} - 1) \quad (۴.۱۱۶)$$

مسوات ۴.۱۱۳ اور مسوات ۴.۱۱۶ کا موازنہ کرنے سے $\bar{l}(\bar{l} - 1) = l(l + 1)$ ہوگا لہذا $\bar{l} = l + 1$ ہوگا (جو بے معنی ہے، چونکہ خپلاترین پاسب، بالاترین پاسب سے بلند نہیں ہو سکتا) یا درج ذیل ہوگا۔

$$\bar{l} = -l \quad (۴.۱۱۷)$$

ظاہر ہے کہ L_z کے امتیازی امتداد $m\hbar$ ہونگے، جہاں m (اس حرف کی مناسبت آپ پر جلد عیاں ہو گی) کی قیمت N عدد صحیح قدم لیتے ہوئے $-l$ تا $+l$ ہوگی۔ بالخصوص آپ دیکھ سکتے ہیں کہ $l = -l + N$ یعنی $l = N/2$ ہوگا، لہذا l لازماً عدد صحیح یا نصف عدد صحیح ہوگا۔ امتیازی تفاعلات کی تصویر کشی اعداد l اور m کرتے ہیں:

$$L^2 f_l^m = \hbar^2 l(l + 1) f_l^m; \quad L_z f_l^m = \hbar m f_l^m \quad (۴.۱۱۸)$$

جہاں درج ذیل ہونگے۔

$$l = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots; \quad m = -l, -l + 1, \dots, l - 1, l \quad (۴.۱۱۹)$$

l کی کسی ایک قیمت کے لیے m کی $2l + 1$ مختلف قیمتیں ہوں گی (یعنی سیڑھی کے $2l + 1$ پائے ہونگے)۔

بعض اوقات اس نتیجہ کو شکل ۷.۴ کی طرز پر ظاہر کیا جاتا ہے (جو $l = 2$ کے لیے دکھایا گیا ہے)۔ یہاں تیسرے نشان ممکنہ زاویائی معیار حرکت کو ظاہر کرتے ہیں؛ ان تمام کی لمبائیاں \hbar کی اکائیوں میں $\sqrt{l(l + 1)}$ ہوگی جو (یہاں $\sqrt{6} = 2.45$ ہے) جبکہ ان کے z اجزاء m کی اجازتی قیمتیں $0, -1, -2$ ، $1, 2$ ہیں۔ دھیان رہے کہ ان سمتیات کے مقدار (یعنی کرہ کار داس)، z جزو کی زیادہ سے زیادہ قیمت سے بڑا ہے! $l = 0$ کی ”حقیر“ صورت میں، عموماً $\sqrt{l(l + 1)} > l$ ہوگا۔ آپ دیکھ سکتے ہیں کہ آپ زاویائی معیار

حرکت کو سیدھا z رخ نہیں رکھ سکتے ہیں۔ پہلی نظر میں یہ ایک نامعقول بات نظر آتی ہے۔ ”کیا میں z محدود زاویائی معیار حرکت سمتیہ کے رخ منتخب نہیں کر سکتا ہوں؟“ اب ایسا کرنے کی خاطر آپ کو تینوں اجزاء بیک وقت معلوم ہونے چاہیے ہیں جبکہ اصول عدم یقینیت (مساوات ۴.۱۰۰) کہتی ہے کہ یہ ناممکن ہے۔ چلو مان لیا لیکن کیا یہ بھی ممکن نہیں ہے کہ میں اتفاقی z محدود L کے رخ منتخب کر لوں؟ بالکل نہیں! آپ بنیادی نکتہ نہیں سمجھ پائے ہیں۔ ایسا نہیں ہے کہ محض آپ L کے تینوں اجزاء نہیں جانتے ہیں بلکہ ایک ذرے کا تعین زاویائی معیار حرکت سمتیہ ہو ہی نہیں سکتا ہے؛ جیسا کہ اس کام تمام اور معیار حرکت بیک وقت تعین نہیں ہو سکتے ہیں۔ اگر L_z کی قیمت ہمیں ٹھیک ٹھیک معلوم ہو تب L_x اور L_y ہم نہیں جانتے سکتے ہیں شکل ۴.۷ میں سمتیہ گمراہ کن ہیں؛ بہتر ہوتا کہ خطوط عرض بلند پر ان کی اپائی کی حباتی جو یہ ظاہر کرتی کہ L_x اور L_y غیر تعین ہیں۔

میں امید کرتا ہوں کہ میں آپ کو متاثر کرنے میں کامیاب ہوا ہوں گا۔ زاویائی معیار حرکت کے بنیادی مقلبت رشتوں (مساوات ۴.۹۹) سے آغاز کرتے ہوئے ہم نے، صرف الجبرائی ترائیبا استعمال کر کے، امتیازی تفاعلات دیکھے بغیر، L^2 اور L_z کے امتیازی افتدار تعین کیے۔ آئیں اب امتیازی تفاعلات تیار کریں؛ جو آپ دیکھیں گے اتنا آسان نہیں ہوگا۔ میں کانٹے کی بات $Y_l^m = f_l^m$ سے شروع کرتا ہوں؛ L^2 اور L_z کے امتیازی تفاعلات وہی کروئی ہارمونیاں ہیں جنہیں ایک دوسری راہ پر چلتے ہوئے ہم نے حصہ ۴.۱.۲ میں حاصل کیا (یہی وجہ ہے کہ میں نے حرف l اور m استعمال کیے)۔ اب میں آپ کو بتا سکتا ہوں کہ کروئی ہارمونیاں کیوں عمودی ہیں۔ یہ الگ تھلگ امتیازی افتدار کے ہر مشی عملین (L^2 اور L_z) کے امتیازی تفاعلات ہیں (حصہ ۳.۳.۱ میں مسئلہ ۳.۲)۔

سوال ۴.۱۸: عامل رفت اور عامل تقلیل m کی قیمت ایک (1) سے تبدیل کرتے ہیں

$$L_{\pm} f_l^m = (A_l^m) f_l^{m \pm 1} \quad (۴.۱۲۰)$$

جہاں A_l^m کوئی مستقل ہے۔ سوال: امتیازی تفاعلات کو معمول پر لانے کی خاطر A_l^m کیا ہوگا؟ اشارہ: پہلے دکھائیں کہ L_{\pm} اور L_{\mp} ایک دوسرے کے ہر مشی جوڑی دار ہیں (چونکہ L_x اور L_y قابل مشاہدہ ہیں، آپ فرض کر سکتے ہیں یہ ہر مشی ہوں گے لیکن آپ چاہیں تو اس کی ثابت کر سکتے ہیں)؛ اور اس کے بعد مساوات ۴.۱۱۲ استعمال کریں۔ جواب:

$$A_l^m = \hbar \sqrt{l(l+1) - m(m \pm 1)} = \hbar \sqrt{(l \mp m)(l \pm m + 1)} \quad (۴.۱۲۱)$$

دیکھیے گائے سیدھی کی بلند ترین اور ٹھپے ترین پایہ پر کیا ہوگا (جب آپ f_l^l پر L_+ یا f_l^{-l} پر L_- لاگو کرتے ہیں)۔

سوال ۴.۱۹:

۱. مقام اور معیار حرکت کی باضابطہ مقلبت رشتوں مساوات ۴.۱۰ سے آغاز کرتے ہوئے درج ذیل مطالب حاصل کریں۔

$$[L_z, x] = i\hbar y, \quad [L_z, y] = -i\hbar x, \quad [L_z, z] = 0, \\ [L_z, p_x] = i\hbar p_y, \quad [L_z, p_y] = -i\hbar p_x, \quad [L_z, p_z] = 0 \quad (۴.۱۲۲)$$

ب. ان نتائج کو استعمال کرتے ہوئے مساوات ۴.۹۶ سے $[L_z, L_x] = i\hbar L_y$ حاصل کریں۔

ج. معتالب $[L_z, r^2]$ اور $[L_z, p^2]$ کی قیمتیں (جہاں $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ اور $p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$) تلاش کریں۔

د. اگر V صرف r کا تابع ہو تب دکھائیں کہ ہیلٹنی $H = (p^2/2m) + V$ زاویائی عامل L کے تینوں اجزاء کے ساتھ مقلوبی ہوگا۔ یوں H ، L^2 اور L_z باہمی ہم آہنگ متبادل مشاہدہ ہوں گے۔

سوال ۴.۲۰:

ا. دکھائیں کہ مخفی $V(r)$ میں ایک ذرے کی مدارچی زاویائی معیار حرکت L کی توقعاتی قیمت کی شرح تبدیلی اس کے قوت مسروڑ کی توقعاتی قیمت کے برابر ہوگی

$$\frac{d}{dt}\langle L \rangle = \langle N \rangle$$

جہاں درج ذیل ہے۔

$$N = \mathbf{r} \times (-\nabla V)$$

(یہ مسئلہ اہرنتسٹ کام مثل گھومتا تعلق ہے۔)

ب. دکھائیں کہ کسی بھی کروی تشکلی مخفی کے لیے $d\langle L \rangle/dt = 0$ ہوگا۔ (یہ زاویائی معیار حرکت کے بقا ۴.۵۴ کا کوانٹم میکانی روپ ہے۔)

۴.۳.۲ امتیازی تفاعلات

ہمیں سب سے پہلے L_x ، L_y اور L_z کو کروی محدد میں لکھنا ہوگا۔ $\mathbf{L} = (\hbar/i)(\mathbf{r} \times \nabla)$ ہے جبکہ کروی محدد میں ڈھلوان درج ذیل ہوگا

$$\nabla = a_r \frac{\partial}{\partial r} + a_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + a_\phi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \quad (۴.۱۲۳)$$

جہاں $\mathbf{r} = r\mathbf{a}_r$ ہے۔ یوں درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$\mathbf{L} = \frac{\hbar}{i} \left[r(\mathbf{a}_r \times \mathbf{a}_r) \frac{\partial}{\partial r} + (\mathbf{a}_r \times a_\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} + (\mathbf{a}_r \times a_\phi) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right]$$

اب $(\mathbf{a}_r \times \mathbf{a}_r) = 0$ ، $(\mathbf{a}_r \times a_\theta) = a_\phi$ ، اور $(\mathbf{a}_r \times a_\phi) = -a_\theta$ ہوتے ہیں (شکل ۴.۱) لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$\mathbf{L} = \frac{\hbar}{i} \left(a_\phi \frac{\partial}{\partial \theta} - a_\theta \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \quad (۴.۱۲۴)$$

اکائی سمتیات a_θ اور a_ϕ کو ان کے کارتیسی اجزاء میں لکھتے ہیں۔

$$(۳.۱۲۵) \quad a_\theta = (\cos \theta \cos \phi) \mathbf{i} + (\cos \theta \sin \phi) \mathbf{j} - (\sin \theta) \mathbf{k}$$

$$(۳.۱۲۶) \quad a_\phi = -(\sin \phi) \mathbf{i} + (\cos \phi) \mathbf{j}$$

یوں

$$\mathbf{L} = \frac{\hbar}{i} \left[(-\sin \phi \mathbf{i} + \cos \phi \mathbf{j}) \frac{\partial}{\partial \theta} - (\cos \theta \cos \phi \mathbf{i} + \cos \theta \sin \phi \mathbf{j} - \sin \theta \mathbf{k}) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right]$$

ہوگا کلاہر ہے درج ذیل ہوں گے۔

$$(۳.۱۲۷) \quad L_x = \frac{\hbar}{i} \left(-\sin \phi \frac{\partial}{\partial \theta} - \cos \phi \cot \theta \frac{\partial}{\partial \phi} \right)$$

$$(۳.۱۲۸) \quad L_y = \frac{\hbar}{i} \left(+\cos \phi \frac{\partial}{\partial \theta} - \sin \phi \cot \theta \frac{\partial}{\partial \phi} \right)$$

$$(۳.۱۲۹) \quad L_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \phi}$$

ہمیں عامل رزنت اور عامل تقطیل بھی درکار ہوں گے:

$$L_{\pm} = L_x \pm iL_y = \frac{\hbar}{i} \left[(-\sin \phi \pm i \cos \phi) \frac{\partial}{\partial \theta} - (\cos \phi \pm i \sin \phi) \cot \theta \frac{\partial}{\partial \phi} \right]$$

تہا $\cos \phi \pm i \sin \phi = e^{\pm i\phi}$ ہوتا ہے لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$(۳.۱۳۰) \quad L_{\pm} = \pm \hbar e^{\pm i\phi} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \pm i \cot \theta \frac{\partial}{\partial \phi} \right)$$

بالخصوص (سوال ۳.۲۱-۱) درج ذیل

$$(۳.۱۳۱) \quad L_+ L_- = -\hbar^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \cot \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \cot^2 \theta \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + i \frac{\partial}{\partial \phi} \right)$$

لہذا (سوال ۳.۲۱-ب) درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$(۳.۱۳۲) \quad L^2 = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right]$$

ہم اب $f_l^m(\theta, \phi)$ تعین کر سکتے ہیں۔ یہ L^2 کا امتیازی قف عمل ہے، جس کا امتیازی قدر $\hbar^2 l(l+1)$ ہے۔

$$L^2 f_l^m = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right] f_l^m = \hbar^2 l(l+1) f_l^m$$

باب ۴. تین ابعادی کوانٹم میکانیات

یہ ٹھیک ”زاویائی مساوات“ (مساوات ۴.۱۸) ہے۔ ساتھ ہی یہ L_z کا امتیازی تفاعل بھی ہے جہاں اس کا امتیازی مقدار $m\hbar$ ہوگا:

$$L_z f_l^m = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \phi} f_l^m = \hbar m f_l^m$$

جو انتہائی مساوات (مساوات ۴.۲۱) کا معادل ہے۔ ہم ان مساوات کا نظام حل کر چکے ہیں۔ ان کا معمول شدہ نتیجہ کروئی ہارمونیات $Y_l^m(\theta, \phi)$ ہے۔ اس سے ہم یہ نتیجہ اخذ کرتے ہیں کہ L^2 اور L_z کے امتیازی تفاعلات کروئی ہارمونیات ہوں گے۔ حصہ ۴.۱ میں علیحدگی متغیرات کی ترکیب سے مساوات شروڈنگر حل کرتے ہوئے ہم انجانے میں تین مقبولی عاملین H اور L^2 کے بیک وقت امتیازی تفاعلات تیار کر رہے تھے۔

$$H\psi = E\psi, \quad L^2\psi = \hbar^2 l(l+1)\psi, \quad L_z\psi = \hbar m\psi \quad (۴.۱۳۳)$$

ہم مساوات ۴.۱۳۲ استعمال کرتے ہوئے مساوات شروڈنگر مساوات ۴.۱۴ کو مختصر اُدرج ذیل لکھ سکتے ہیں۔

$$\frac{1}{2mr^2} \left[-\hbar^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + L^2 \right] \psi + V\psi = E\psi$$

یہاں ایک دلچسپ صورتحال پیدا ہوتا ہے۔ علیحدگی متغیرات کی ترکیب سے امتیازی تفاعلات کی صرف عدد صحیح l قیمتیں (مساوات ۴.۲۹) حاصل ہونیں جبکہ زاویائی معیار حرکت کا الجبرائی نظریہ، l کی (اور لہذا m کی) نصف عدد صحیح قیمتیں (مساوات ۴.۱۱۹) دیتی ہے۔ آپ کا خیال ہوگا کہ نصف عدد صحیح نتائج غیر ضروری ہیں، لیکن جیسا آپ اگلے حصوں میں دیکھیں گے، یہ انتہائی زیادہ اہمیت کا حامل نتیجہ ہے۔

سوال ۴.۲۱:

ا. مساوات ۴.۱۳۰ سے مساوات ۴.۱۳۱ اخذ کریں۔ اشارہ: پرکھی تفاعل استعمال نہ کرنے سے غلط نتائج حاصل ہو سکتے ہیں لہذا اس کو ضرور استعمال کریں۔

ب. مساوات ۴.۱۲۹ اور مساوات ۴.۱۳۱ سے مساوات ۴.۱۳۲ اخذ کریں۔ اشارہ: مساوات ۴.۱۱۲ استعمال کریں۔
سوال ۴.۲۲:

ا. حاب کیے بغیر بتائیں $L_+ Y_l^l$ کیا ہوگا؟

ب. مساوات ۴.۱۳۰ کے ساتھ جنزور-اکا نتیجہ اور یہ جانتے ہوئے کہ $\hbar l Y_l^l = L_z Y_l^l$ ہوگا، $L_z Y_l^l(\theta, \phi)$ کی قیمت معمول زنی مستقل تک تلاش کریں۔

ج. بلا واسطہ مکمل کے ذریعے معمول زنی مستقل تعین کریں۔ اپنے حتمی نتیجہ کا سوال ۴.۵ کے نتیجے کے ساتھ موازنہ کریں۔

سوال ۴.۲۳: آپ نے سوال ۴.۲ میں درج ذیل دکھایا۔

$$Y_2^1(\theta, \phi) = -\sqrt{15/8\pi} \sin \theta \cos \theta e^{i\phi}$$

عاسل رفت کا $Y_2^2(\theta, \phi)$ پر اطلاق کریں۔ معمول زنی کے لیے مساوات ۴.۱۲۱ استعمال کریں۔

سوال ۴.۲۴: بغیر کمیت کا ایک ڈنڈا جس کی لمبائی a ہے، کے دونوں سروں پر کمیت m کے ذرات باندھے ہوئے ہیں۔ یہ نظام اپنے وسط کے گرد آزادی سے تین بُعدی حرکت کر سکتا ہے (جبکہ نظام کا وسط از خود حرکت نہیں کرتا)۔

۱. دکھائیں کہ اس بے لچکے پھرکے^{۵۵} کی احبازنی توانائیاں درج ذیل ہوں گی۔

$$E_n = \frac{\hbar^2 n(n+1)}{ma^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

اشارہ: پہلے (کلاسیکی) توانائیوں کو کل زاویائی معیار حرکت کی صورت میں لکھیں۔

ب۔ اس نظام کی معمول شدہ امتیازی تفاعلات کیا ہوں گے؟ اس نظام کی n وی توانائی سطح کی انخطاطیت کیا ہوگی؟

۴.۴ چکر

کلاسیکی میکانیات میں بے لچک جسم کے زاویائی معیار حرکت کے دو اقسام پائے جاتے ہیں: پہلی قسم، کمیت کے مرکز کی حرکت کے ساتھ وابستہ ہے جسے مدار^{۵۶} ($\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$) کہتے ہیں جبکہ دوسری قسم پھرکے^{۵۷} ($\mathbf{S} = I\boldsymbol{\omega}$) کہلاتا ہے جو مرکز کمیت کے گرد حرکت سے وابستہ ہے۔ مثال کے طور پر سورج کے گرد سالانہ مدار کی بنیاد میں کامدار چپی زاویائی معیار حرکت ہوگا، جبکہ شمال و جنوب محور کے گرد، روزانہ چکر کی بنا اس کا چکری زاویائی معیار حرکت ہوگا۔ کلاسیکی نقطہ نظر کے لحاظ سے یہ منفرق محض ہماری آسانی کے لئے ہے، چونکہ حقیقتاً، ہر پتھر ہر پہاڑ، ہر سمندر، وغیرہ، جن پر زمین مشتمل ہے، کا زمین کے محور کے گرد انفرادی ”مداری“ زاویائی معیار حرکت کا مجموعہ \mathbf{S} کے برابر ہوگا۔ کوانٹم میکانیات میں اس کا معادل پایا جاتا ہے، تاہم یہاں ایک حتمی طور پر بنیادی منفرق پایا جاتا ہے۔ مرکزہ کے گرد (ہائیڈروجن کی صورت میں) الیکٹران کے طواف کی بنیاد پر چپی زاویائی معیار حرکت (جسے کروئی ہارمونیات بیان کرتے ہیں) کے ساتھ ساتھ، الیکٹران زاویائی معیار حرکت کی ایک دوسری روپ بھی رکھتا ہے، جس کا فضا میں حرکت کے ساتھ کوئی تعلق نہیں پایا جاتا ہے (اور یوں اس کو مقام کے متغیرات r ، θ اور ϕ سے بیان نہیں کیا جاسکتا ہے) تاہم یہ کلاسیکی چکر کی مانند ہے (لہذا اسے ہم اسی لفظ سے پکارتے ہیں)۔ یہ مشابہت یہی پر ختم ہو جاتی ہے: الیکٹران (جہاں تک ہم جانتے ہیں) ایک بے ساخت (یعنی بغیر ٹکڑوں کے) نقطہ ذرا ہے، لہذا اس کی چکری زاویائی معیار حرکت کو الیکٹران کے ٹکڑوں کے مدار چپی زاویائی معیار حرکت میں تقسیم نہیں کیا جاسکتا ہے (سوال ۴.۲۵ دیکھیں)۔ یہاں اتنا کہنا کافی ہوگا کہ بنیادی ذرات **بیرونی**^{۵۸} زاویائی معیار حرکت \mathbf{L} کے ساتھ ساتھ **اندرونی**^{۵۹} زاویائی معیار حرکت \mathbf{S} بھی رکھتے ہیں۔

rigid rotor^{۵۵}
orbital^{۵۶}
spin^{۵۷}
extrinsic^{۵۸}
intrinsic^{۵۹}

چکر کا الجبرائی نظریہ ہو، ہمدارچی زاویائی معیار حرکت کے نظریہ کی مانند ہے۔ ہم باضابطہ مقلبت رشتوں^{۶۰} سے شروع کرتے ہیں۔

$$[S_x, S_y] = i\hbar S_z, \quad [S_y, S_z] = i\hbar S_x, \quad [S_z, S_x] = i\hbar S_y \quad (۴.۱۳۴)$$

یوں (پہلے کی طرح) S^2 اور S_z کے امتیازی تفاعلات درج ذیل تعلقات^{۶۱}

$$S^2|sm\rangle = \hbar^2 s(s+1)|sm\rangle; \quad S_z|sm\rangle = \hbar m|sm\rangle \quad (۴.۱۳۵)$$

اور

$$S_{\pm}|sm\rangle = \hbar \sqrt{s(s+1) - m(m \pm 1)}|s(m \pm 1)\rangle \quad (۴.۱۳۶)$$

کو مطمئن کرتے ہیں جہاں $S_{\pm} \equiv S_x \pm iS_y$ ہے۔ تاہم یہاں امتیازی سمتیات (θ اور ϕ کے تفاعل نہیں ہیں) لہذا یہ کروہی ہارمونیات نہیں ہونگے اور ہم کوئی ایسی معلوم نہیں رکھتے جس کی بنیاد s اور m کی نصف عدد صحیح قیمتوں

$$(۴.۱۳۷)$$

کو قبول نہ کریں۔

ہم دیکھتے ہیں کہ ہر بنیادی ذرے کے s کی ایک مخصوص اور ثابت تبدیلی قیمت ہوتی ہے جسے اس (مخصوص نسل کا) چکر^{۶۲} کہتے ہیں: π میزون کا چکر 0 ہے؛ الیکٹران کا چکر $1/2$ ؛ پروٹان کا چکر 1؛ ذیلتا کا چکر $3/2$ ؛ گریویشن کا چکر 2؛ وغیرہ وغیرہ۔ اس کے برعکس، (مثلاً ہائیڈروجن جو ہر میں ایک الیکٹران کا مدارچی زاویائی معیار حرکت کوانٹم عدد l کوئی بھی عدد صحیح قیمت کا حاصل ہو سکتا ہے، جو نظام چھیڑنے سے تبدیل ہو کر کسی ایک عدد صحیح سے کوئی دوسرا عدد صحیح ہوگا۔ تاہم کسی بھی ذرے کا s اٹل ہوگا، جس کی بنیاد نظریہ چکر نسبتاً دادہ ہے۔^{۶۳}

^{۶۰} ہم انہیں نظریہ چکر کے اصول موضوعہ لیتے ہیں؛ مداری زاویائی معیار حرکت کے مسائل کلیات (مساوات ۴.۹۹) کو عاملین کے معلوم روپ (مساوات ۴.۹۶) سے اخذ کیا گیا تھا۔ زیادہ تفصیل انداز میں ان دونوں کو تین ابعاد میں گھماؤ کے عدم تغیریت سے حاصل کیا جاسکتا ہے۔ یقیناً، یہ تین بنیادی مقبولی رشتے ہر قسم کے زاویائی معیار حرکت کے لئے درست ہوں گے، چاہے وہ چکر کی، مداری، یا مرکب جسم کا مجموعی زاویائی معیار حرکت ہو جس میں کچھ چکر اور کچھ مداری شامل ہوں گے۔
^{۶۱} چونکہ چکر کے امتیازی حالات، تفاعلات نہیں ہیں؛ میں ان کے لئے ”دایاں گوشہ“ ($| \rangle$) استعمال کروں گا۔ (میں حصہ ۴.۳ میں بھی یہی کرتے ہوئے Y_l^m کو $|lm\rangle$ لکھ سکتا تھا، تاہم سیاق و سباق کے نقطہ نظر سے وہاں تفاعلی روپ زیادہ بہتر تھی۔) مجھے حروف کی کمی کا سامنا ہے لہذا میں S_z کے امتیازی متدر کے لئے m استعمال کروں گا، جیسا میں نے L_z کے لئے بھی کیا (بعض مضغین، مکمل وضاحت کی خاطر اس مقام پر انہیں m_l اور m_s لکھتے ہیں)۔
spin^{۱۲}

^{۶۲} یقیناً، ریاضیات کے نقطہ نظر سے $1/2$ چکر، غیر حقیر سادہ ترین ممکنہ کوانٹائی نظام ہو سکتا ہے، چونکہ یہ صرف دو اساس حالات دیتا ہے۔ چھپیدگیوں اور باریکیوں سے لیس لامتناہی ابعادی بلبرٹ فضا کی بجائے، ہم سادہ دو بُدی سمتی فضا میں کام کرتے ہیں؛ غیر مانوس تفرقی مساوات اور ترنگ تفاعلات کی بجائے، ہمارا واسطہ 2×2 متالاب اور 2 رکتی سمتیات سے ہوتا ہے۔ اسی لئے بعض مضغین کوانٹم میکانیات کا آغاز چکر کے مطالعہ سے کرتے ہیں۔ ہاں، ریاضیاتی دگائی سے تصوراتی غور و فکر میں مداخلت پیدا ہوتی ہے جس کو میں پسند نہیں کرتا ہوں۔

سوال ۲۵: اگر الیکٹران ایک کلاسیکی ٹھوس کرہ ہوتا جس کا رداس

$$r_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \quad (۴.۱۳۸)$$

(الیکٹران کے برقی میدان کی توانائی کو الیکٹران کی کمیت کا جواز لیتے ہوئے، آئنسٹائن کلیہ $E = mc^2$ سے کلاسیکی الیکٹران رداس r_c حاصل کیا جاتا ہے۔) اور زاویائی معیار حرکت $(1/2)\hbar$ ہوتا، تب ”خط استوا“ پر کسی نقطے کی رفتار (ms^{-1} میں) تلاش کریں۔ کیا حاصل جواب معنی خیز ہے؟ (درحقیقت، تجربات سے ثابت ہے کہ الیکٹران کا رداس r_c سے بہت کم ہے، جو اس نتیجہ کو مزید عنطرا دیتا ہے۔)

1/2 چکر

سادہ مادہ (پروٹان، نیوٹران، الیکٹران) کے ساتھ ساتھ کوارک ^{۲۵} اور تمام لیپٹان ^{۲۶} کیلئے $\frac{1}{2} = s$ ہوگا لہذا یہی اہم ترین صورت ہے۔ مزید 1/2 چکر سمجھنے کے بعد، زیادہ چکر کے ضوابط دریافت کرنا نسبتاً آسان کام ہے۔ صرف ”دو“ امتیازی تغسلات پائے جاتے ہیں: پہلا $|\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle$ (یا غیر رسمی طور پر \uparrow) ہے جو ہم میدان چکر ^{۲۷} کا راجہ جاتا ہے اور دوسرا $|\frac{1}{2} (-\frac{1}{2})\rangle$ ہے جو مخالف میدان چکر ^{۲۸} (\downarrow) کہلاتا ہے۔ انہیں کواس سمتیات لیتے ہوئے 1/2 چکر ذرے کے عمومی حال کو دور کنی قتالاب قطار (یا چکر کار ^{۲۹}) سے ظاہر کیا جاسکتا ہے:

$$\chi = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = a\chi_+ + b\chi_- \quad (۴.۱۳۹)$$

جہاں

$$\chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (۴.۱۴۰)$$

ہم میدان چکر کو ظاہر کرتا ہے اور

$$\chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (۴.۱۴۱)$$

مخالف میدان چکر کو ظاہر کرتا ہے۔

classical electron radius ^{۲۴}
quarks ^{۲۵}
leptons ^{۲۶}
spin up ^{۲۷}
spin down ^{۲۸}
spinor ^{۲۹}

باب ۴. تین ابعادی کوانٹم میکانیات

ساتھ ہی، عاملین چکر 2×2 متالاب ہوں گے، جنہیں حاصل کرنے کی خاطر ہم ان کا اثر χ_+ اور χ_- پر دیکھتے ہیں۔ مساوات ۴.۱۳۵ درج ذیل کہتی ہے۔

$$(۴.۱۴۲) \quad S^2 \chi_+ = \frac{3}{4} \hbar^2 \chi_+ \quad \text{اور} \quad S^2 \chi_- = \frac{3}{4} \hbar^2 \chi_-$$

ہم S^2 کو (اب تک) نامعلوم ارکان کا متالاب

$$S^2 = \begin{pmatrix} c & d \\ e & f \end{pmatrix}$$

لکھ کر مساوات ۴.۱۴۲ کی بائیں مساوات کو درج ذیل لکھ سکتے ہیں

$$\begin{pmatrix} c \\ e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{3}{4} \hbar^2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{یا} \quad \begin{pmatrix} c & d \\ e & f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{3}{4} \hbar^2 \begin{pmatrix} \hbar \\ 0 \end{pmatrix}$$

لہذا $c = \frac{3}{4} \hbar^2$ اور $e = 0$ ہوگا۔ مساوات ۴.۱۴۲ کی دائیں مساوات کے تحت

$$\begin{pmatrix} d \\ f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{3}{4} \hbar^2 \end{pmatrix} \quad \text{یا} \quad \begin{pmatrix} c & d \\ e & f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{3}{4} \hbar^2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

لہذا $d = 0$ اور $f = \frac{3}{4} \hbar^2$ ہوگا۔ یوں درج ذیل ہوگا۔

$$(۴.۱۴۳) \quad S^2 = \frac{3}{4} \hbar^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

اسی طرح

$$(۴.۱۴۴) \quad S_z \chi_+ = \frac{\hbar}{2} \chi_+, \quad S_z \chi_- = -\frac{\hbar}{2} \chi_-,$$

سے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$(۴.۱۴۵) \quad S_z = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

ساتھ ہی، مساوات ۴.۱۳۶ ذیل کہتی ہے

$$S_+ \chi_- = \hbar \chi_+, \quad S_- \chi_+ = \hbar \chi_-, \quad S_+ \chi_+ = S_- \chi_- = 0,$$

لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$(۴.۱۴۶) \quad S_+ = \hbar \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad S_- = \hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

اب چونکہ $S_{\pm} = S_x \pm iS_y$ ہے لہذا $S_x = \frac{1}{2}(S_+ + S_-)$ اور $S_y = \frac{1}{2i}(S_+ - S_-)$ ہوں گے اور یوں درج ذیل ہوگا۔

$$(۴.۱۴۷) \quad S_x = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad S_y = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

چونکہ S_x, S_y, S_z تینوں میں $\hbar/2$ کا جزو ضربی پایا جاتا ہے لہذا انہیں زیادہ صاف روپ $S = \frac{\hbar}{2}\sigma$ میں لکھا جاسکتا ہے جہاں درج ذیل ہوں گے۔

$$(۴.۱۴۸) \quad \sigma_x \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y \equiv \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

یہ پالہ قالجے چکر ہیں۔ دھیان رکھیں کہ S_x, S_y, S_z اور S^2 تمام ہر مشی ہیں (جیسا کہ انہیں ہونا بھی چاہیے کیونکہ یہ متبادل مشاہدہ کو ظاہر کرتے ہیں)۔ اس کے برعکس S_+ اور S_- غیر ہر مشی ہیں؛ یہ متبادل مشاہدہ ہیں۔ یقیناً S_z کے امتیازی چکر کار درج ذیل ہوں گے۔

$$(۴.۱۴۹) \quad \chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (+\frac{\hbar}{2} \text{ امتیازی مندر}); \quad \chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (-\frac{\hbar}{2} \text{ امتیازی مندر})$$

عمومی حال χ (مساوات ۴.۱۳۹) میں ایک ذرہ کی S_z کی پیشانہش، $|a|^2$ احتمال کے ساتھ $\hbar/2$ یا $|b|^2$ احتمال کے ساتھ $-\hbar/2$ دے سکتی ہے۔ چونکہ صرف یہی ممکنات ہیں لہذا درج ذیل ہوگا (یعنی چکر کار لازمًا معمول شدہ ہوگا)۔^{۱۱}

$$(۴.۱۵۰) \quad |a|^2 + |b|^2 = 1$$

تاہم اس کی بجائے آپ S_x کی پیشانہش کر سکتے ہیں۔ اس کے کیانتانچ اور ان کے انفسراوی احتمالات کیا ہوں گے؟ عمومی شمار پاتی مفہوم کے تحت ہمیں S_x کے امتیازی اقدار اور امتیازی چکر کار جاننے ہوں گے۔ امتیازی مساوات درج ذیل ہے۔

$$\begin{vmatrix} -\lambda & \hbar/2 \\ \hbar/2 & -\lambda \end{vmatrix} = 0 \implies \lambda^2 = \left(\frac{\hbar}{2}\right)^2 \implies \lambda = \pm \frac{\hbar}{2}$$

یہ ہرگز حیرت کی بات نہیں کہ S_x کی ممکنہ قیمتیں وہی ہیں جو S_z کی ہیں۔ امتیازی چکر کار کو ہمیشہ کی طرز پر حاصل کرتے ہیں:

$$\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \pm \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \implies \begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \end{pmatrix} = \pm \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$$

^{۱۱}Pauli spin matrices

ان لوگ عموماً کہتے ہیں کہ ہم میدان ذرہ ہونے کا احتمال $|a|^2$ ہے۔ ایسا کہنا درست نہیں۔ درحقیقت انہیں کہنا چاہئے ہیں کہ اگر S_z کی پیشانہش کی جائے تب $\frac{\hbar}{2}$ نتیجہ حاصل ہونے کا احتمال $|a|^2$ ہوگا۔ (صفحہ ۱۱۲ پر حاشیہ ۳۹ دیکھیں۔)

لہذا $\beta = \pm \alpha$ ہوگا۔ آپ دیکھ سکتے ہیں کہ S_x کے (معمول شدہ) امتیازی چکر کار درج ذیل ہوں گے۔

$$(۴.۱۵۱) \quad \chi_+^{(x)} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, (+\frac{\hbar}{2} \text{ امتیازی قدر}); \quad \chi_-^{(x)} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, (-\frac{\hbar}{2} \text{ امتیازی قدر})$$

بطور ہر مشق متالاب کے امتیازی سمتیات یہ فضا کا احاطہ کرتے ہیں؛ عمومی چکر کار χ (مسادات ۴.۱۳۹) کو ان کا خطی مجموعہ لکھا جاسکتا ہے۔

$$(۴.۱۵۲) \quad \chi = \left(\frac{a+b}{\sqrt{2}}\right)\chi_+^{(x)} + \left(\frac{a-b}{\sqrt{2}}\right)\chi_-^{(x)}$$

اگر آپ S_x کی پیمائش کریں تب $+\hbar/2$ کے حصول کا احتمال $|a+b|^2/2$ اور $-\hbar/2$ کے حصول کا احتمال $|a-b|^2/2$ ہوگا۔ (تصدیق کیجیے کہ ان احتمالات کا مجموعہ 1 کے برابر ہے۔)

مثال ۴.۲: فرض کریں $\frac{1}{2}$ چکر کا ایک ذرہ درج ذیل حال میں ہے۔

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 1+i \\ 2 \end{pmatrix}$$

بتائیں کہ S_z اور S_x کی پیمائش کرتے ہوئے $+\hbar/2$ اور $-\hbar/2$ حاصل کرنے کے احتمالات کیا ہوں گے۔

حل: یہاں $a = (1+i)\sqrt{6}$ اور $b = \frac{2}{\sqrt{6}}$ ہے لہذا S_z کیلئے $+\hbar/2$ کے حصول کا احتمال

$$\left| \frac{1+i}{\sqrt{6}} \right|^2 = \frac{1}{3}$$

جبکہ $-\hbar/2$ حاصل کرنے کا احتمال

$$\left| \frac{2}{\sqrt{6}} \right|^2 = \frac{2}{3}$$

ہوگا۔ اسی طرح S_x کیلئے $+\hbar/2$ کے حصول کا احتمال $5/6 = \left| (3+i)/\sqrt{6} \right|^2 (1/2)$ جبکہ $-\hbar/2$ کے حصول کا

احتمال $1/6 = \left| (-1+i)/\sqrt{6} \right|^2 (1/2)$ ہوگا۔ اتفاقی طور پر S_x کی توقعاتی قیمت درج ذیل ہے

$$\frac{5}{6} \left(+\frac{\hbar}{2} \right) + \frac{1}{6} \left(-\frac{\hbar}{2} \right) = \frac{\hbar}{3}$$

جس کو ہم بلا واسطہ درج ذیل طریقہ سے بھی حاصل کر سکتے ہیں۔

$$\langle S_x \rangle = \chi^\dagger S_x \chi = \begin{pmatrix} \frac{1-i}{\sqrt{6}} & \frac{2}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \frac{\hbar}{2} \\ \frac{\hbar}{2} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1+i}{\sqrt{6}} \\ \frac{2}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{3}$$

□

میں آپ کو $1/2$ چکر سے متعلق ایک مندرجہ ذیل تجربے سے گزارتا ہوں جو ان تصورات کی وضاحت کرتا ہے جن پر باب ۱ میں تبصرہ کیا گیا۔ مندرجہ ذیل ہم ایک ذرہ سے آغاز کرتے ہیں جو حال ψ_+ میں پایا جاتا ہے۔ اب اگر کوئی سوال پوچھے، ”اس ذرے کے زاویائی چکری معیار حرکت کا z جزو کیا ہے؟“، ہم پورے یقین کے ساتھ جواب دے سکتے ہیں کہ اس کا جواب $\hbar/2 +$ ہے؛ چونکہ S_z کی پیمائش لازماً یہی قیمت دے گی۔ اب اگر اس کے بجائے، پوچھنے والا سوال کرے، ”اس ذرے کے چکر زاویائی معیار حرکت کا x جزو کیا ہوگا؟“، تب ہم کہنے پر مجبور ہونگے کہ S_x کی پیمائش سے $\hbar/2 +$ یا $\hbar/2 -$ کے حصول کا احتمال آدھا آدھا ہے۔ اگر سوال پوچھنے والا کلاسیکی ماہر طبیعیات یا (حصہ ۱.۲ کے نقطہ نظر سے) ”حقیقت پسند“ ہو تب وہ اس جواب کو ناکافی بلکہ غیر متعلقہ سمجھے گا: ”کیا آپ کہنا چاہتے ہیں کہ آپ کو اس ذرے کا حقیقی حال معلوم نہیں ہے؟“ نہیں میں نے ایسا نہیں کہا! مجھے ذرے کا حال ٹھیک ٹھیک معلوم ہے جو ψ_+ ہے۔ ”تب ایسا کیوں ہے کہ آپ مجھے اس کے چکر کا x جزو نہیں بتا سکتے ہیں؟“ اس لیے کہ اس کے چکر کا کوئی مخصوص x جزو نہیں پایا جاتا ہے۔ یقیناً، ایسا ہی ہونا چاہیے، اگر S_x اور S_z کی واضح قیمتیں ہوں تب اصول عدم یقینیت مطمئن نہیں ہوگا۔

یہ سنتے ہی سوال کرنے والا ذرے کے چکر کا x جزو خود پیمائش کرتا ہے؛ مندرجہ ذیل وہ $\hbar/2 +$ قیمت حاصل کرتا ہے۔ (وہ خوشی سے چلا اٹھا ہے) ”اس ذرے کی S_x قیمت ٹھیک $\hbar/2 +$ ہے۔“ جی آپ درست فرما رہے ہیں، اب اس کی یہی قیمت ہے؛ جس سے یہ بالکل ثابت نہیں ہوتا کہ تجربے سے قبل اس کی یہی قیمت تھی۔“ ظاہر ہے، آپ بال کی کمال اتار رہے ہو۔ اور ہاں، آپ کے عدم یقینیت اصول کا کیا بسا؟ میں اب S_x اور S_z دونوں کو حبانہ ہوں۔ ”جی نہیں آپ انہیں نہیں جانتے ہیں: آپ نے پیمائش کے دوران ذرے کا حال تبدیل کر دیا ہے۔ اب وہ $\chi_+^{(x)}$ میں ہے اور آپ اس کے S_x کی قیمت جانتے ہیں جبکہ S_z کی قیمت نہیں جانتے ہیں۔“ لیکن S_x کی پیمائش کے دوران میں نے پوری کوشش کی کہ ذرے کا سکون حباب نہ ہو۔ ”اچھا اگر آپ میری بات پر یقین نہیں کرتے ہیں تو خود تصدیق کیجیے۔ آپ S_z کی پیمائش کریں اور دیکھیں نتیجہ کیا حاصل ہوتا ہے۔ (عین ممکن ہے کہ $\hbar/2$ حاصل ہو؛ جو میرے لیے شرمندگی کا باعث ہوگا؛ تاہم اس پورے عمل کو بار بار سرانجام دینے سے نصف مرتبہ $\hbar/2 -$ حاصل ہوگا۔)

ایک عام آدمی، فلسفی یا کلاسیکی ماہر طبیعیات کے لئے ایسا فقرہ: ”اس ذرے کا ٹھیک ٹھیک مقام (یا معیار حرکت یا چکر زاویائی معیار حرکت کا x جزو، وغیرہ) نہیں پایا جاتا ہے“، ایک گول مول جواب ہے جو آپ کی نااہلی کے سوا کچھ نظر نہیں آتا۔ حقیقت میں ایسا بالکل نہیں ہے۔ تاہم، اس کے اصل معنی، کسی ایسے شخص کو سمجھانا جس نے کوانٹم میکانیات کا گہرا مطالعہ نہ کیا ہو، تقریباً ناممکن ہے۔ اگر آپ کی عقل دنگ رہ گئی ہو (اگر آپ کی عقل دنگ نہیں رہی تب اس کا مطلب ہوگا کہ آپ کو کوئی بات سمجھ ہی نہیں آئی) تب $1/2$ چکر نظام پر دوبارہ غور کریں جو کوانٹم میکانیات کی تصوراتی پیچیدگیوں کو جاننے کی سادہ ترین مثال ہے۔

سوال ۴.۲۶:

۱. تصدیق کیجیے گا کہ چکری وتالب (مساوات ۴.۱۴۵ اور مساوات ۴.۱۴۷) زاویائی معیار حرکت کے بنیادی مقابلیت رشتوں (مساوات ۴.۱۳۴) کو مطمئن کرتے ہیں۔

ب. دکھائیں کہ پالی چکری وتالب (مساوات ۴.۱۴۸) وتاعدہ ضرب

$$\sigma_j \sigma_k = \delta_{jk} + i \sum_l \epsilon_{jkl} \sigma_l \quad (۴.۱۵۳)$$

کو مطمئن کرتا ہے جہاں اشاریہ x, y اور z کو ظاہر کرتے ہیں، اور ϵ_{jkl} علامت لوپس و پچوینا^{۲۷} ہے، جس کی قیمت $123 = jkl$ یا 231 یا 312 کی صورت میں $+1$ جبکہ $132 = jkl$ یا 213 یا 321 کی صورت میں -1 اور دیگر صورت 0 ہوگی۔

سوال ۴.۲۷: ایک الیکٹران درج ذیل چکری حال میں ہے۔

$$\chi = A \begin{pmatrix} 3i \\ 4 \end{pmatrix}$$

۱. معمولی ذنی مستقل A تعین کریں۔

ب. S_x, S_y اور S_z کی توقعاتی قیمتیں تلاش کریں۔

ج. ”عدم یقینیت“ $\sigma_{S_x}, \sigma_{S_y}$ اور σ_{S_z} تلاش کریں۔ (دھیان رہے یہاں σ سے مراد معیار انحراف ہے تاکہ پالی وتالب!)۔

د. تصدیق کیجیے گا کہ آپ کے نتائج تینوں اصول عدم یقینیت (مساوات ۴.۱۰۰ اور اس کے چکر دار ترتیبی مرتبہ اجتماعات جہاں L کی جگہ S ہوگا) کے عین مطابق ہیں۔

سوال ۴.۲۸: سب سے زیادہ عمومی معمول شدہ چکر کار χ (مساوات ۴.۱۳۹) کے لیے $\langle S_x \rangle, \langle S_y \rangle, \langle S_z \rangle, \langle S_x^2 \rangle, \langle S_y^2 \rangle, \langle S_z^2 \rangle$ اور $\langle S_z^2 \rangle$ ، تلاش کریں۔ تصدیق کیجیے کہ $\langle S^2 \rangle = \langle S_x^2 \rangle + \langle S_y^2 \rangle + \langle S_z^2 \rangle$ ہے۔

سوال ۴.۲۹:

۱. S_y کے امتیازی افتدار اور امتیازی چکر کار تلاش کریں۔

ب. عمومی حال χ (مساوات ۴.۱۳۹) میں پائے جانے والے ذرے کے S_y کی پیمائش سے کیا قیمتیں متوقع ہیں اور ہر قیمت کا احتمال کیا ہوگا؟ تصدیق کیجیے گا کہ تمام احتمال کا مجموعہ 1 ہے۔ دھیان رہے کہ a اور b غیر حقیقی ہو سکتے ہیں!

ج. S_y^2 کی پیمائش سے کیا قیمتیں متوقع ہیں اور ان کے احتمالات کیا ہوں گے؟

سوال ۴.۳۰: کسی اختیاری رخ a_r کے ہم رہ چکری زاویائی معیار حرکت کے اجزاء کا متالب S_r تیار کریں۔ کروی محدود استعمال کریں جہاں درج ذیل ہوگا۔

$$a_r = \sin \theta \cos \phi i + \sin \theta \sin \phi j + \cos \theta k \quad (۴.۱۵۴)$$

متالب S_r کے امتیازی افتد اور (معمول شدہ) امتیازی چکر کار تلاش کریں۔ جواب:

$$\chi_+^{(r)} = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) \\ e^{i\phi} \sin(\theta/2) \end{pmatrix}; \quad \chi_-^{(r)} = \begin{pmatrix} e^{-i\phi} \sin(\theta/2) \\ -\cos(\theta/2) \end{pmatrix}; \quad (۴.۱۵۵)$$

چونکہ آپ مرضی کے دوری حبز و ضرب، مثلاً $e^{i\phi}$ ، سے ضرب دے سکتے ہو لہذا آپ کا جواب کچھ مختلف ہو سکتا ہے۔

سوال ۴.۳۱: ایک ذرہ جس کا چکر ایک (1) ہے کے لیے چکری متالب (S_x ، S_y اور S_z) تیار کریں۔ اشارہ: S_z کے کتنے امتیازی حالات ہونگے؟ ہر (ان) حال پر S_+ ، S_z اور S_- کا عمل تعین کریں۔ نصاب میں $1/2$ چکر کے لیے مستعمل ترکیب استعمال کریں۔

۴.۴.۱ مقناطیسی میدان میں ایک الیکٹران

چکر کاٹا ہوا بار دار ذرہ، مقناطیسی جفت قطب متاخم کرتا ہے۔ اس کا مقناطیسی جفت قطبی معیار اثر μ ، ذرے کی چکری زاویائی معیار حرکت S کا راست متناسب ہوگا:

$$\mu = \gamma S \quad (۴.۱۵۶)$$

جہاں تناسبی متقل γ مسکن مقناطیسی نسبت^۴ کہلاتا ہے۔ مقناطیسی میدان B میں رکھے گئے مقناطیسی جفت قطب پر قوت سروڈ $\mu \times B$ عمل کرتی ہے جو (مقناطیسی قطب نما کی سوئی طرح) اس کو میدان کے متوازی لانے کی کوشش کرتی ہے۔ اس قوت سروڈ کے ساتھ وابستہ توانائی درج ذیل ہوگی۔

$$H = -\mu \cdot B \quad (۴.۱۵۷)$$

^۴magnetic dipole moment

^۵gyromagnetic ratio

^۶کلاسیکی طور پر ایک جسم، جس میں بار q اور کمیت m کی تقسیم یکساں ہو، کی مسکن مقناطیسی نسبت $q/2m$ ہوگی۔ چند وجوہات کی بنا، جن کی وضاحت صرف کوانٹائی نظریے میں ہے، الیکٹران کی مسکن مقناطیسی نسبت کی قیمت کلاسیکی قیمت کے (تقریباً) ٹھیک دگنی ہے۔ ($\gamma = -e/m$)

باب ۴. تین ابعادی کوانٹم میکانیات

لہذا مقناطیسی میدان B میں، ایک مفتام پر ساکن μ_B باردار چکر کھاتے ہوئے ذرے کی ہیمیلٹنی درج ذیل ہوگی۔

$$H = -\gamma B \cdot S \quad (۴.۱۵۸)$$

مثال ۴.۳: لارمر استقبالی حرکت: فرض کریں z رخ یکساں مقناطیسی میدان

$$B = B_0 k \quad (۴.۱۵۹)$$

میں $1/2$ چکر کا ساکن ذرہ پایا جاتا ہے۔ متالابی روپ میں ہیمیلٹنی (مسوات ۴.۱۵۸) درج ذیل ہوگی۔

$$H = -\gamma B_0 S_z = -\frac{\gamma B_0 \hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (۴.۱۶۰)$$

ہیمیلٹنی H کے امتیازی حالات وہی ہوں گے جو S_z کے تھے:

$$\begin{cases} \chi_+, & E_+ = -(\gamma B_0 \hbar)/2 \\ \chi_-, & E_- = +(\gamma B_0 \hbar)/2 \end{cases} \quad (۴.۱۶۱)$$

کلاسیکی صورت کی طرح یہاں بھی کم سے کم توانائی اس صورت ہوگی جب جفت قطب معیار اثر، مقناطیسی میدان کا متوازی ہو۔

چونکہ ہیمیلٹنی غیر متابع وقت ہے لہذا تابع وقت شرودنگر مساوات

$$i\hbar \frac{\partial \chi}{\partial t} = H \chi \quad (۴.۱۶۲)$$

کے عمومی حل کو ساکن حالات کی صورت میں لکھا جاسکتا ہے:

$$\chi(t) = a\chi_+ e^{-iE_+ t/\hbar} + b\chi_- e^{-iE_- t/\hbar} = \begin{pmatrix} a e^{i\gamma B_0 t/2} \\ b e^{-i\gamma B_0 t/2} \end{pmatrix}$$

مستقلات a اور b کو ابتدائی معلومات:

$$\chi(0) = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$

^۶ اگر ذرہ کو حرکت کی اجازت ہو، تب حرکت کی توانائی پر بھی نظر رکھنی ہوگی، اور مزید اس کو قوت لورنز ($q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) کا بھی سامنا ہوگا، جس کو چنی توانائی تفاعل سے حاصل نہیں کیا جاسکتا ہے، لہذا اس کو (اب تک متعارف) شرودنگر مساوات میں نسب نہیں کیا جاسکتا ہے۔ اس صورت کو نمٹنے کا طریقہ میں جلد پیش کروں گا (حوالہ ۴.۵۹)، تاہم ابھی تصور کریں کہ ذرہ گھوم سکتا ہے لیکن دیگر صورت ساکن ہے۔

سے حاصل کیا جاتا ہے (یقیناً $|a|^2 + |b|^2 = 1$ ہوگا)۔ ہم ان مستقلات کو

$$a = \cos(\alpha/2), \quad b = \sin(\alpha/2)$$

لکھ سکتے ہیں جہاں α ایک مقررہ زاویہ ہے جس کی اہمیت جلد عیاں ہوگی۔ یوں درج ذیل ہوگا۔

$$\chi(t) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2)e^{i\gamma B_0 t/2} \\ \sin(\alpha/2)e^{-i\gamma B_0 t/2} \end{pmatrix} \quad (۴.۱۶۳)$$

آئیں S کی توقعاتی قیمت بطور تفاعل وقت حاصل کریں:

$$\begin{aligned} \langle S_x \rangle &= \chi(t)^\dagger S_x \chi(t) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2)e^{-i\gamma B_0 t/2} & \sin(\alpha/2)e^{i\gamma B_0 t/2} \end{pmatrix} \\ &\times \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2)e^{i\gamma B_0 t/2} \\ \sin(\alpha/2)e^{-i\gamma B_0 t/2} \end{pmatrix} \\ &= \frac{\hbar}{2} \sin \alpha \cos(\gamma B_0 t) \end{aligned} \quad (۴.۱۶۴)$$

اسی طرح

$$\langle S_y \rangle = \chi(t)^\dagger S_y \chi(t) = -\frac{\hbar}{2} \sin \alpha \sin(\gamma B_0 t) \quad (۴.۱۶۵)$$

اور درج ذیل ہوگا۔

$$\langle S_z \rangle = \chi(t)^\dagger S_z \chi(t) = \frac{\hbar}{2} \cos \alpha \quad (۴.۱۶۶)$$

کلاسیکی صورت کی طرح (شکل ۴.۸) محور z کے ساتھ $\langle S \rangle$ مستقل زاویہ α پر رہتے ہوئے محور کے گرد لارمر تعدد^{۷۸}

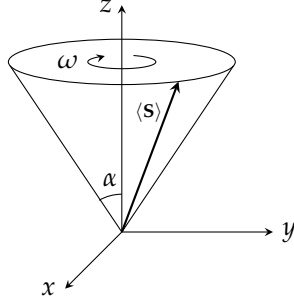
$$\omega = \gamma B_0 \quad (۴.۱۶۷)$$

سے استنباطی حرکت^{۷۹} کرتا ہے۔ یہ حیرت کی بات نہیں ہے؛ مسئلہ اہر نفٹ (کی وہ صورت جسے سوال ۴.۲۰ میں اخذ کیا گیا) ضمانت دیتا ہے کہ کلاسیکی قوانین کے تحت $\langle S \rangle$ اراقت پائے گا۔ بہر حال اس عمل کو ایک مخصوص سیاق کو سابق میں دیکھنا اچھا لگا۔ □

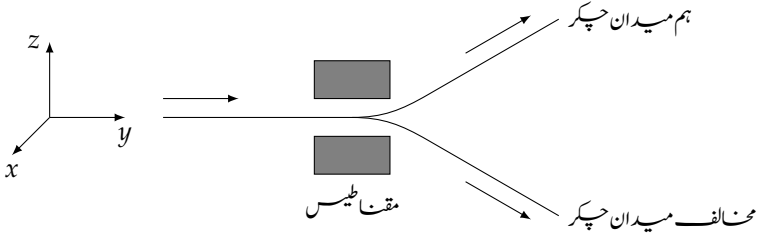
^{۷۸} یہاں a اور b کو حقیقی فرض کیا گیا ہے۔ آپ چاہیں تو مخلوط صورت کے لئے بھی ایسی مساواتیں ڈھونڈ سکتے ہیں، جو t کے ساتھ محض ایک مستقل جمع کرتا ہے۔

^{۷۹} Larmor frequency

^{۷۹} کلاسیکی صورت میں صرغ توقعاتی قیمت نہیں بلکہ زاویائی معیار حرکت سمتیہ بھی مقنطیسی میدان میں لارمر تعدد سے استنباطی حرکت کرتا ہے۔



شکل ۴.۸: یکساں مقناطیسی میدان میں $\langle S \rangle$ کی استقبالی حرکت۔



شکل ۴.۹: شرٹن و گرلاخ آلہ۔

مثال ۴.۴: تجربہ شرٹن و گرلاخ: ^{۸۰} ایک غیر یکساں مقناطیسی میدان میں ایک مقناطیسی جفت قطب پر نہ صرف قوت سرورڈ بلکہ قوت: ^{۸۱}

$$F = \nabla(\mu \cdot B) \quad (۴.۱۶۸)$$

بھی پایا جاتا ہے۔ اس قوت کو استعمال کرتے ہوئے کسی مخصوص سمت بسند چپکر کے ذرہ کو درج ذیل طریقے سے علیحدہ کیا جاسکتا ہے۔ فرض کریں نسبتاً بھاری تبدیلی ^{۸۲} جوہروں کی شعاع y رخ حرکت کرتے ہوئے ایک غیر یکساں مقناطیسی میدان:

$$B(x, y, z) = -\alpha x i + (B_0 + \alpha z) k \quad (۴.۱۶۹)$$

کے خطے سے گزرتی ہے (شکل ۴.۹)، جہاں B_0 ایک طاقتور یکساں میدان ہے جبکہ مستقل α میدان کی یکانیت سے معمولی انحراف کو ظاہر کرتا ہے۔ (حقیقت میں ہمیں صرف z حبزوں سے غرض ہے، لیکن بد قسمتی

^{۸۰} Stern-Gerlach experiment

^{۸۱} توانائی (مساوات ۳.۱۵۷) کی منفی دھلوں کے برابر قوت F ہوگی۔

^{۸۲} ہم تبدیلی جوہر کا انتخاب کر کے قوت لورنزی بن شعاع کے جھکنے سے چھٹکارا حاصل کرتے ہیں، اور بھاری جوہر اس لئے لیتے ہیں تاکہ ہم معنای موجی اکٹھے تفصیل دے کر حرکت کو کلاسیکی تصور کر سکیں۔ عملاً، شرٹن و گرلاخ تجربہ، آزاد الیکٹران کی شعاع کے لئے کارآمد نہیں ہوگا۔

سے ایسا ممکن نہیں ہوگا؛ چونکہ برقی طیفی قانون $\nabla \cdot B = 0$ کے تحت آپ چاہیں یا نہ چاہیں x جزو بھی پایا جائے گا۔ ان جوہروں پر قوت درج ذیل ہوگی۔

$$F = \gamma\alpha(-S_x i + S_z k)$$

تاہم B_0 کے گرد لار مسر استقبالی حرکت کی بنا، S_x تیزی سے ارتعاش کرتے ہوئے صفر اوسط قیمت دے گا، لہذا z رخ حالص قوت درج ذیل ہوگی

$$F_z = \gamma\alpha S_z \quad (۴.۱۷۰)$$

اور شعاع کے چکری زاویائی معیار حرکت کے z جزو کی تناسب سے شعاع اوپر یا نیچے کی طرف جھکے گی۔ کلاسیکی طور پر (چونکہ S_z کو انشادہ نہیں ہوگا) ہم توقع کرتے کہ z محور پر شعاع کی لپائی پائی جاتی جبکہ حقیقتاً شعاع $2s + 1$ علیحدہ علیحدہ شعاعوں میں تقسیم ہو کر زاویائی معیار حرکت کے کو انشادہ کا خوبصورت مظاہرہ کرتی ہے۔ (چاندی کو مثال بناتے ہوئے، چونکہ چاندی کے جوہر میں اندر جانب تمام الیکٹران جوڑیوں کی صورت میں یوں پائے جاتے ہیں کہ ان کے چکر اور مدار چکی زاویائی معیار حرکت ایک دوسرے کو منسوخ کرتے ہیں، لہذا صرف بیرونی اکیلے الیکٹران کا چکر $s = 1/2$ ہی جوہر کا چکر ہوگا۔ یوں شعاع دو ٹکڑوں میں تقسیم ہوگی۔)

اب بالکل آخری قدم تک۔ دلیل حالصت کا اسیکی ہت جبکہ کو انٹرمیکانیات میں ”قوت“ کی کوئی جگہ نہیں پائی جاتی ہے، لہذا اسی مسئلے کو درج ذیل نقطہ نظر سے دیکھنا زیادہ بہتر ہوگا۔ ہم اس عمل کو اس حوالہ چھوڑنے کے نقطہ نظر سے دیکھتے ہیں جو شعاع کے ساتھ ساتھ چلتا ہو۔ اس چھوڑنے میں ہیملٹنی صفر سے آغاز کرتے ہوئے وقت T (جس دوران ذرا مقناطیسی میدان سے گزرتا ہے) کے لیے بیدار ہو کر واپس گہری نیند سو جاتا ہے۔

$$H(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ -\gamma(B_0 + \alpha z)S_z & 0 \leq t \leq T \\ 0 & t > T \end{cases} \quad (۴.۱۷۱)$$

(جیسے ہم بتا چکے ہیں اس مسئلہ میں B کے x جزو کا کوئی کردار نہیں ہے لہذا میں اس تکلیف دہ جزو کو نظر انداز کرتا ہوں۔) فرض کریں جوہر کا چکر $1/2$ ہے اور یہ درج ذیل حال سے آغاز کرتا ہے۔

$$\chi(t) = a\chi_+ + b\chi_- \quad t \leq 0$$

ہیملٹنی کی بیداری کے دوران $\chi(t)$ ہمیشہ کی طرح ارتقا پاتا ہے

$$\chi(t) = a\chi_+ e^{-iE_+ t/\hbar} + b\chi_- e^{-iE_- t/\hbar} \quad 0 \leq t \leq T$$

جہاں (مساوات ۴.۱۶۱ کے تحت۔)

$$E_{\pm} = \mp \gamma(B_0 + \alpha z) \frac{\hbar}{2} \quad (۴.۱۷۲)$$

ہوگا لہذا ($t \geq T$ کے لیے) یہ درج ذیل حال اختیار کرے گا۔

$$(۴.۱۷۳) \quad \chi(t) = \left(a e^{i\gamma T B_0/2} \chi_+ \right) e^{i(\alpha\gamma T/2)z} + \left(b e^{-i\gamma T B_0/2} \chi_- \right) e^{-i(\alpha\gamma T/2)z}$$

ان دونوں اجزاء کا اب z رخ میں معیار حرکت پایا جاتا ہے (مساوات ۳.۳۲ دیکھیں)؛ ہم میدان حبزوکا معیار حرکت درج ذیل ہوگا

$$(۴.۱۷۴) \quad p_z = \frac{\alpha\gamma T \hbar}{2}$$

اور یہ مثبت z رخ حرکت کرے گا؛ مخالف میدان حبزوکا معیار حرکت الٹ ہے اور یہ منفی z رخ حرکت کرے گا۔ یوں پہلے کی طرح شعاع دو حصوں میں تقسیم ہوگی۔ (چونکہ یہاں $S_z = \hbar/2$ اور $p_z = F_z T$ ہے لہذا مساوات ۴.۱۷۴ پہلے حاصل کردہ نتیجہ (مساوات ۴.۱۷۰) کے مطابق ہے۔)

کوانٹم میکانیات کے فلسفہ میں شٹرن و گریلاخ تجربہ نے کلیدی کردار ادا کیا ہے۔ اس کے ذریعے کوانٹم حالات تیار کیے جاتے ہیں اور یہ ایک مخصوص قسم کی کوانٹائی پیمائشوں پر روشنی ڈالنے کا ایک بہترین نمونہ ہے۔ ہم بیٹھے بیٹھے یہ فرض کر لیتے ہیں کہ ہم نظام کا ابتدائی حال جانتے ہیں (جس سے مساوات شروڈنگر کے ذریعے مستقبل کا حال جانا جاسکتا ہے)؛ تاہم، یہاں سوال پیدا ہوتا ہے کہ ہم ایک نظام کو کسی مخصوص حال میں ابتدائی طور پر کس طرح لاتے ہیں۔ آپ کسی مخصوص چکر کے جوہروں کی شعاع تیار کرنے کی خاطر غصیر تنظیم شدہ شعاع کو شٹرن و گریلاخ مقناطیس سے گزار کر اجنبی شعاعوں میں سے وہ شعاع منتخب کرتے ہیں جو آپ کے مطلب کی ہو۔ اسی طرح اگر اسی طرح اگر آپ جوہر کے چکر کا z حبزوکا جانا چاہیں تب آپ انہیں شٹرن و گریلاخ آلہ سے گزار کر دیکھتے ہیں کہ یہ بطور ہم میدان یا مخالف میدان شعاع خارج ہوتے ہیں۔ میں یہ دعویٰ نہیں کرتا کہ اس مقصد کے حصول کا یہ عمل سب سے بہتر طریقہ ہے، لیکن اتنا ضرور کہنا چاہوں گا کہ حالات کی تیاری اور پیمائش کے بارے میں سوچنے کی یہ ایک سادہ مثال ہے۔ □

سوال ۴.۳۲: لارمر استقبالی حرکت کی مثال ۴.۳ میں:

۱. وقت t پر چمکری زاویائی معیار حرکت کی x رخ حبزوکا پیمائشی نتیجہ $\hbar/2$ حاصل کرنے کا احتمال کیا ہوگا؟

ب. y رخ کے لیے اسی سوال کا جواب کیا ہوگا؟

ج. z رخ اسی سوال کا جواب کیا ہوگا؟

سوال ۴.۳۳: ایک ارتعاشی مقناطیسی میدان

$$B = B_0 \cos(\omega t) \mathbf{k}$$

جہاں B_0 اور ω مستقل ہیں، میں ایک الیکٹران ساکن پایا جاتا ہے۔

۱. اس نظام کا ہیملٹنی متالب تیار کریں۔

ب. محور x کے لحاظ سے وقت $t = 0$ پر یہ الیکٹران ہم میدان حال (یعنی $\chi_+^{(x)}(0) = \chi_+(0)$) سے آغاز کرتا ہے۔ مستقبل کسی بھی وقت کے لیے $\chi(t)$ تعین کریں۔ دھیان رہے کہ یہ ہیملٹنی تابع وقت ہے، لہذا آپ ساکن حالات سے $\chi(t)$ حاصل نہیں کر سکتے ہیں۔ خوش قسمتی سے آپ تابع وقت شروع و ختم مساوات (مساوات ۴.۱۶۲) کو بلا واسطہ حل کر سکتے ہیں۔

ج. S_x کی پیمائش سے $\hbar/2$ نتیجہ حاصل ہونے کا احتمال کیا ہوگا؟ جواب:

$$\sin^2 \left(\frac{\gamma B_0}{2\omega} \sin(\omega t) \right)$$

د. S_x کو مکمل الٹا کرنے کے لیے کم سے کم درکار میدان (B_0) کتنا ہوگا؟

۴.۴.۲ زاویائی معیار حرکت کا مجموعہ

فرض کریں ہمارے پاس $1/2$ چکر کے دو ذرات، مثلاً، ہائیڈروجن کے زمینی حال^{۸۳} میں ایک الیکٹران اور ایک پروٹان، پائے جاتے ہیں۔ ان میں سے ہر ایک ہم میدان یا مخالف میدان ہو سکتا ہے لہذا کل چار ممکنات ہوں گی:^{۸۴}

$$(۴.۱۷۵) \quad \uparrow\uparrow, \quad \uparrow\downarrow, \quad \downarrow\uparrow, \quad \downarrow\downarrow$$

جہاں پہلا تیسر کا نشان (یعنی بیاں تیسر) الیکٹران کو جبکہ دوسرا (یعنی دایاں) تیسر کا نشان پروٹان کو ظاہر کرتا ہے۔ سوال: اس جوہر کا کل زاویائی معیار حرکت کیا ہوگا؟ ہم درج ذیل فرض کرتے ہیں۔

$$(۴.۱۷۶) \quad \mathbf{S} \equiv \mathbf{S}^{(1)} + \mathbf{S}^{(2)}$$

ان چار مرکب حالات میں سے ہر ایک، S_z کا امتیازی حال ہوگا: ان کے z اجزاء ایک دوسرے کے ساتھ سادہ طریقے سے جمع ہوتے ہیں:

$$\begin{aligned} S_z \chi_1 \chi_2 &= (S_z^{(1)} + S_z^{(2)}) \chi_1 \chi_2 = (S_z^{(1)} \chi_1) \chi_2 + \chi_1 (S_z^{(2)} \chi_2) \\ &= (\hbar m_1 \chi_1) \chi_2 + \chi_1 (\hbar m_2 \chi_2) = \hbar(m_1 + m_2) \chi_1 \chi_2 \end{aligned}$$

^{۸۳} میں انہیں زمینی حال میں اس مقصد سے رکھتا ہوں کہ تا تو مدار چلی زاویائی معیار حرکت ہو اور تا ہی ہمیں اس کے بارے میں فکر منہ ہونے کی ضرورت ہو۔

^{۸۴} یہ کہنا زیادہ درست ہوگا کہ ہر ایک ذرہ ہم میدان اور مخالف میدان کا خطی مجموعہ ہوگا، اور مرکب نظام ان چار حالات کا خطی مجموعہ ہوگا۔

دیکھیں۔ یاد رہے $S^{(1)}$ صرف χ_1 پر عمل کرتا ہے اور $S^{(2)}$ صرف χ_2 پر عمل کرتا ہے۔ یہ علاقیت زیادہ خوبصورت نہیں ہے لیکن اپن کام کر پاتی ہے۔ یوں مرکب نظام کا کوانٹائی عدد m یہاں $m_1 + m_2$ ہوگا:

$$\uparrow\uparrow: m = m_{s1} + m_{s2} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$$

$$\uparrow\downarrow: m = m_{s1} + m_{s2} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$$

$$\downarrow\uparrow: m = m_{s1} + m_{s2} = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0$$

$$\downarrow\downarrow: m = m_{s1} + m_{s2} = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1$$

پہلی نظر میں یہ ٹھیک معلوم نہیں ہوتا ہے: m کو چاہیے کہ $-s$ تا $+s$ عدد صحیح قدرتوں کے لحاظ سے بڑھے؛ ایسا لگتا ہے کہ $s = 1$ ہے لیکن یہاں ایک ”اضافی“ حال جس کا $m = 0$ ہے بھی پایا جاتا ہے۔ اس الجھن سے نکلنے کی خاطر ہم مساوات ۴.۱۴۶ استعمال کرتے ہوئے $\uparrow\uparrow$ حال پر عامل تقلیل $S_- = S_-^{(1)} + S_-^{(2)}$ لاگو کرتے ہیں۔

$$\begin{aligned} S_-(\uparrow\uparrow) &= (S_-^{(1)} \uparrow) \uparrow + \uparrow (S_-^{(2)} \uparrow) \\ &= (\hbar \downarrow) \uparrow + \uparrow (\hbar \downarrow) = \hbar(\downarrow\uparrow + \uparrow\downarrow) \end{aligned}$$

آپ دیکھ سکتے ہیں کہ $s = 1$ کے تین حالات (sm) علامتی روپ میں درج ذیل ہوں گے۔

$$(۴.۱۷۷) \quad \left\{ \begin{array}{l} |11\rangle = \uparrow\uparrow \\ |10\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) \\ |1-1\rangle = \downarrow\downarrow \end{array} \right\} \quad s = 1 \text{ (سہ تا)}$$

(تصدیق کی خاطر $|10\rangle$ پر عامل تقلیل کا اطلاق کر کے دیکھیں؛ آپ کو کیا حاصل ہونا چاہیے؟ سوال ۴.۳۴-۴.۳۵ ادیکھیں۔) اسی بنا اے سے $s = 0$ ملاپ کہتے ہیں۔ ساتھ ہی، وہ عمودی حال جس کا $m = 0$ ہو $s = 0$ کا حاصل ہوگا۔

$$(۴.۱۷۸) \quad \{|00\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)\} \quad s = 0 \text{ (یک تا)}$$

اس حال پر عامل رفعت یا عامل تقلیل کے اطلاق سے صفر حاصل ہوگا (سوال ۴.۳۴-۴.۳۵ دیکھیں۔)

یوں میں دعویٰ کرتا ہوں کہ $1/2$ چکر کے دو ذرات کا کل چکر ایک (1) یا صفر (0) ہوگا، جو اس پر منحصر ہوگا کہ آیا وہ سہ تا یا ایک تا تنظیم اختیار کرتے ہیں۔ اس کی تصدیق کی خاطر مجھے ثابت کرنا ہوگا کہ سہ تا حالات، S^2 کے امتیازی

سمتیات ہیں جن کا امتیازی قدر $2\hbar^2$ ہے، اور یک تاحالات، S^2 کا وہ امتیازی سمتیہ ہے جس کا امتیازی قدر صفر ہے۔ اب درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$(۴.۱۷۹) \quad S^2 = (\mathbf{S}^{(1)} + \mathbf{S}^{(2)}) \cdot (\mathbf{S}^{(1)} + \mathbf{S}^{(2)}) = (S^{(1)})^2 + (S^{(2)})^2 + 2\mathbf{S}^{(1)} \cdot \mathbf{S}^{(2)}$$

مساوات ۴.۱۴۵ اور مساوات ۴.۱۴۷ سے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$\begin{aligned} \mathbf{S}^{(1)} \cdot \mathbf{S}^{(2)} (\uparrow\downarrow) &= (S_x^{(1)} \uparrow)(S_x^{(2)} \downarrow) + (S_y^{(1)} \uparrow)(S_y^{(2)} \downarrow) + (S_z^{(1)} \uparrow)(S_z^{(2)} \downarrow) \\ &= \left(\frac{\hbar}{2} \downarrow\right) \left(\frac{\hbar}{2} \uparrow\right) + \left(\frac{i\hbar}{2} \downarrow\right) \left(\frac{-i\hbar}{2} \uparrow\right) + \left(\frac{\hbar}{2} \uparrow\right) \left(\frac{-\hbar}{2} \downarrow\right) \\ &= \frac{\hbar^2}{4} (2 \downarrow\uparrow - \uparrow\downarrow) \end{aligned}$$

اسی طرح درج ذیل بھی ہوگا۔

$$\mathbf{S}^{(1)} \cdot \mathbf{S}^{(2)} (\downarrow\uparrow) = \frac{\hbar^2}{4} (2 \uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)$$

یوں

$$(۴.۱۸۰) \quad \mathbf{S}^{(1)} \cdot \mathbf{S}^{(2)} |10\rangle = \frac{\hbar^2}{4} \frac{1}{\sqrt{2}} (2 \downarrow\uparrow - \uparrow\downarrow + 2 \uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow) = \frac{\hbar^2}{4} |10\rangle$$

اور

$$(۴.۱۸۱) \quad \mathbf{S}^{(1)} \cdot \mathbf{S}^{(2)} |00\rangle = \frac{\hbar^2}{4} \frac{1}{\sqrt{2}} (2 \downarrow\uparrow - \uparrow\downarrow - 2 \uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) = -\frac{3\hbar^2}{4} |00\rangle$$

ہو گئے۔

مساوات ۴.۱۷۹ پر دوبارہ غور کرتے ہوئے (اور مساوات ۴.۱۴۲ استعمال کر کے) ہم اخذ کرتے ہیں کہ

$$(۴.۱۸۲) \quad S^2 |10\rangle = \left(\frac{3\hbar^2}{4} + \frac{3\hbar^2}{4} + 2\frac{\hbar^2}{4}\right) |10\rangle = 2\hbar^2 |10\rangle$$

ہے لہذا $|10\rangle$ یقیناً S^2 کا امتیازی حال ہوگا جس کا امتیازی قدر $2\hbar^2$ ہوگا؛ اور

$$(۴.۱۸۳) \quad S^2 |00\rangle = \left(\frac{3\hbar^2}{4} + \frac{3\hbar^2}{4} - 2\frac{3\hbar^2}{4}\right) |00\rangle = 0$$

ہے لہذا $|00\rangle$ یقیناً S^2 کا امتیازی حال ہوگا جس کا امتیازی قدر 0 ہوگا۔ (میں آپ کے لئے سوال ۴.۳۳-ج چھوڑتا ہوں، جہاں آپ نے تصدیق کرنی ہوگی کہ $|11\rangle$ اور $|1-1\rangle$ موزوں امتیازی قدر کے، S^2 کے امتیازی تفاعلات ہیں۔)

ہم نے $1/2$ چکر اور $1/2$ چکر کو ملا کر 1 چکر اور 0 چکر حاصل کیا، جو ایک بڑے مسئلے کی سادہ ترین مثال ہے: اگر آپ s_1 چکر اور s_2 چکر کو ملائیں تب کل چکر s کیا حاصل ہونگے؟^{۸۹} اس کا جواب^{۹۰} ہے کہ عدد صحیح قدم لیتے ہوئے $(s_1 + s_2)$ سے $s_1 > s_2$ کی صورت میں $(s_2 - s_1)$ تک؛ اور $s_1 > s_2$ کی صورت میں $(s_1 - s_2)$ تک، نیچے آتے ہوئے ہر چکر:

$$s = (s_1 + s_2), (s_1 + s_2 - 1), (s_1 + s_2 - 2), \dots, |s_1 - s_2| \quad (۴.۱۸۴)$$

حاصل ہو گا۔ (اندازاً بات کرتے ہوئے، زیادہ سے زیادہ کل چکر اس صورت حاصل ہو گا جب انفرادی چکر ایک دوسرے کے متوازی ایک رخ صنف بند ہوں، اور کم سے کم اس صورت ہو گا جب یہ ایک دوسرے کے مخالف رخ صنف بند ہوں۔) مثال کے طور پر، اگر آپ $3/2$ چکر کے ایک ذرہ کے ساتھ 2 چکر کا ایک ذرہ ملائیں تب آپ کو $7/2$ ، $5/2$ ، $3/2$ ، یا $1/2$ کل چکر حاصل ہو سکتا ہے جو تنظیم پر منحصر ہو گا۔ دوسری مثال پیش کرتا ہوں: حال ψ_{nlm} کے ایک ہائیڈروجن جوہر کے الیکٹران کا حلال زاویائی معیار حرکت (چکر جمع مدارچی) $l + 1/2$ یا $l - 1/2$ ہو گا؛ اب اگر آپ پروٹان کے چکر کو بھی شامل کریں، تب جوہر کا کل زاویائی معیار حرکت کوانٹم عدد $l + 1$ ، l ، یا $l - 1$ ہو گا (جس l کو دو منفرد طریقوں سے حاصل کیا جا سکتا ہے، جس کا انحصار اس بات پر ہو گا کہ آیا کہ الیکٹران از خود $l + 1/2$ یا $l - 1/2$ تنظیم رکھتا ہے)۔

(چونکہ z اجزاء آپس میں جمع ہوتے ہیں، لہذا صرف وہ مرکب حالات جن کے لئے $m_1 + m_2 = m$ ہو حصہ ڈال سکتے ہیں، لہذا) مجموعی حال $|sm\rangle$ جس کا کل چکر s ہو اور z جزو m ہو، مرکب حالات $|s_1 m_1\rangle |s_2 m_2\rangle$ کا خطی مجموعہ:

$$|sm\rangle = \sum_{m_1+m_2=m} C_{m_1 m_2 m}^{s_1 s_2 s} |s_1 m_1\rangle |s_2 m_2\rangle \quad (۴.۱۸۵)$$

ہو گا۔ مساوات ۴.۱۷۷ اور مساوات ۴.۱۷۸ اس عمومی روپ کے دو مخصوص صورت ہیں جہاں $s_1 = s_2 = 1/2$ ہے (میں نے یہاں غیر رسمی علامتیت $|\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle$ ، $|\frac{1}{2} (-\frac{1}{2})\rangle$ استعمال کیا ہے)۔ مستقلال $C_{m_1 m_2 m}^{s_1 s_2 s}$ کو **کلیش و گورڈن عدد** سر^{۹۱} کہتے ہیں۔ جدول ۴.۸ میں ان کی چند سادہ مثالیں پیش کی گئی ہے۔ مثال کے طور پر 2×1 جدول کے سایہ دار قطار میں درج ذیل پیش کیا گیا ہے۔

$$|30\rangle = \frac{1}{\sqrt{5}}|21\rangle|1-1\rangle + \sqrt{\frac{3}{5}}|20\rangle|10\rangle + \frac{1}{\sqrt{5}}|2-1\rangle|11\rangle$$

بالخصوص، اگر ایک ڈب میں (2 چکر اور 1 چکر کے) ساکن ذرات پائیں جاتے ہوں جن کا کل چکر 3، اور z جزو 0 ہو تب $S_z^{(1)}$ کی پیمائش (1/5 احتمال کے ساتھ) \hbar یا (3/5 احتمال کے ساتھ) 0 یا (1/5 احتمال کے ساتھ) $-\hbar$ قیمت دے سکتی ہے۔ آپ دیکھ سکتے ہیں کہ احتمالات کا مجموعہ 1 ہے۔ (کلیش و گورڈن جدول کے کسی بھی قطار کے مرکبوں کا مجموعہ 1 ہو گا۔)

^{۸۹} میں یہاں چکروں کی بات کر رہا ہوں، تاہم ان میں سے کوئی ایک (یادوں) مدارچی زاویائی معیار حرکت بھی ہو سکتے ہیں (جن کے لئے، البتہ، ہم حرف l استعمال کرتے)۔

^{۹۰} ثبوت کے لئے آپ کو اصل نصاب دیکھنا ہو گا۔

^{۹۱} Clebsch-Gordon coefficients

ان جدول کو الٹ کر کے

$$|s_1 m_1\rangle |s_2 m_2\rangle = \sum_s C_{m_1 m_2 m}^{s_1 s_2 s} |sm\rangle \quad (۴.۱۸۶)$$

بھی استعمال کیا جاسکتا ہے۔ مثال کے طور پر $3/2 \times 1$ جدول میں سب دار صف درج ذیل کہتی ہے۔

$$|\frac{3}{2} \frac{1}{2}\rangle |10\rangle = \sqrt{\frac{3}{5}} |\frac{5}{2} \frac{1}{2}\rangle + \sqrt{\frac{1}{15}} |\frac{3}{2} \frac{3}{2}\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle$$

اگر آپ ایک ڈبے میں $3/2$ چکر اور 1 چکر کے دو ذرات رکھیں اور آپ جانتے ہوں کہ پہلے کے لیے $m_1 = 1/2$ اور دوسرے کے لیے $m_2 = 0$ ہے (m لازماً $1/2$ ہوگا) اور آپ کل چکر s کی پیمائش کریں تب آپ $(3/5)$ احتمال کے ساتھ $5/2$ یا $(1/15)$ احتمال کے ساتھ $3/2$ یا $(1/3)$ احتمال کے ساتھ $1/2$ حاصل کر سکتے ہیں۔ اب بھی احتمالات کا مجموعہ 1 ہوگا (کلیش و گورڈن جدول میں ہر صف کے مربع کا مجموعہ 1 ہوگا)۔

یہاں آپ کا کوئی تصور نہیں ہوگا اگر آپ کو یہ سب کچھ صوفیاں اعداد و شمار نظر آنے لگا ہو۔ ہم اس کتاب میں کلیش و گورڈن عددی سر کو زیادہ استعمال نہیں کریں گے۔ میں صرف چاہتا تھا کہ آپ ان سے واقف ہوں۔ ریاضیات کے نقطہ نظر سے یہ سب کچھ عملی گروپ نظریہ^{۸۹} کا حصہ ہے۔

سوال ۴.۳۴:

ا. مساوات ۴.۱۷۷ میں دیے گئے $|10\rangle$ پر S_- کا اطلاق کر کے تصدیق کیجیے کہ $\sqrt{2}\hbar|1-1\rangle$ حاصل ہوگا۔

ب. مساوات ۴.۱۷۸ میں $|00\rangle$ پر S_{\pm} کا اطلاق کر کے تصدیق کیجیے کہ 0 حاصل ہوگا۔

ج. دکھائی کہ $|11\rangle$ اور $|1-1\rangle$ (جنہیں مساوات ۴.۱۷۷ میں پیش کیا گیا ہے) S^2 کے موزوں امتیازی فتروں کے امتیازی تفاعلات ہیں۔

سوال ۴.۳۵: کوآرک^{۹۰} کا چکر $1/2$ ہے۔ تین کوآرک کے مل کر ایک **ہیریون**^{۹۱} تشکیل دیتے ہیں (مثلاً پروٹان یا نیوٹران)؛ دو کوآرک کے (بلکہ یہ کہنا زیادہ درست ہوگا کہ ایک کوآرک اور ایک ضد کوآرک) مل کر ایک **میزون**^{۹۲} تشکیل دیتے ہیں (مثلاً **پالیون**^{۹۳} یا **کالیون**^{۹۴})۔ فرض کریں یہ کوآرک کے زمینی حال میں ہیں (لہذا ان کا مداری زاویائی معیار حرکت صفر ہوگا)۔

ا. ہیریون کے کیا ممکنہ چکر ہونگے؟

ب. میزون کے کیا ممکنہ چکر ہونگے؟

سوال ۴.۳۶:

group theory^{۸۹}
quark^{۹۰}
baryon^{۹۱}
meson^{۹۲}
pion^{۹۳}
kion^{۹۴}

جدول ۴.۸: کلیبش و گورڈن عددی سر۔ در حقیقت ہر عددی سر در، جذر کی علامت کے اندر ہوگا اور منفی عددی سر کی صورت میں منفی کی علامت جذر کے باہر ہوگی۔ یوں $-1/3$ سے مراد $-\sqrt{1/3}$ ہوگا۔

$j_1 \times j_2$	J	M	\dots
m_1	m_2	M	\dots
m_1	m_2	عددی سر	
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots

$2 \times 1/2$	$3/2 \times 1/2$	$1/2 \times 1/2$	$3/2 \times 1$	2×1	$1 \times 1/2$	$3/2 \times 1$	2×1	1×1
$\begin{bmatrix} 5/2 & & & & & & & & \\ 2 & 1/2 & 1 & & & & & & \\ & 2 & -1/2 & 1 & & & & & \\ & 1 & 1/2 & 4/5 & -1/5 & & & & \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 5/2 & 3/2 & & & & & & & \\ 3/2 & 3/2 & & & & & & & \\ & 1/5 & 4/5 & & & & & & \\ & 1/2 & 1/2 & & & & & & \\ & 1 & -1/2 & 2/5 & 3/5 & & & & \\ & 0 & 1/2 & 3/5 & -2/5 & -1/2 & -1/2 & & \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & & & & & & & & \\ 1/2 & 1/2 & 1 & & & & & & \\ & 1/2 & -1/2 & 1/2 & 1/2 & & & & \\ & -1/2 & 1/2 & 1/2 & -1/2 & & & & \\ & & -1/2 & -1/2 & 1 & & & & \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 5/2 & 3/2 & & & & & & & \\ 3/2 & 3/2 & & & & & & & \\ & 1/2 & 1/2 & & & & & & \\ & 1 & -1/2 & 2/5 & 3/5 & & & & \\ & 0 & 1/2 & 3/5 & -2/5 & -1/2 & -1/2 & & \\ & -1 & 1/2 & 2/5 & -3/5 & -3/2 & -3/2 & & \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 5/2 & 3/2 & & & & & & & \\ 3/2 & 3/2 & & & & & & & \\ & 1/2 & 1/2 & & & & & & \\ & 1 & -1/2 & 2/5 & 3/5 & & & & \\ & 0 & 1/2 & 3/5 & -2/5 & -1/2 & -1/2 & & \\ & -1 & 1/2 & 2/5 & -3/5 & -3/2 & -3/2 & & \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 5/2 & 3/2 & & & & & & & \\ 3/2 & 3/2 & & & & & & & \\ & 1/2 & 1/2 & & & & & & \\ & 1 & -1/2 & 2/5 & 3/5 & & & & \\ & 0 & 1/2 & 3/5 & -2/5 & -1/2 & -1/2 & & \\ & -1 & 1/2 & 2/5 & -3/5 & -3/2 & -3/2 & & \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 5/2 & 3/2 & & & & & & & \\ 3/2 & 3/2 & & & & & & & \\ & 1/2 & 1/2 & & & & & & \\ & 1 & -1/2 & 2/5 & 3/5 & & & & \\ & 0 & 1/2 & 3/5 & -2/5 & -1/2 & -1/2 & & \\ & -1 & 1/2 & 2/5 & -3/5 & -3/2 & -3/2 & & \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 5/2 & 3/2 & & & & & & & \\ 3/2 & 3/2 & & & & & & & \\ & 1/2 & 1/2 & & & & & & \\ & 1 & -1/2 & 2/5 & 3/5 & & & & \\ & 0 & 1/2 & 3/5 & -2/5 & -1/2 & -1/2 & & \\ & -1 & 1/2 & 2/5 & -3/5 & -3/2 & -3/2 & & \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 5/2 & 3/2 & & & & & & & \\ 3/2 & 3/2 & & & & & & & \\ & 1/2 & 1/2 & & & & & & \\ & 1 & -1/2 & 2/5 & 3/5 & & & & \\ & 0 & 1/2 & 3/5 & -2/5 & -1/2 & -1/2 & & \\ & -1 & 1/2 & 2/5 & -3/5 & -3/2 & -3/2 & & \end{bmatrix}$

ا. چکر 1 کا ایک ساکن ذرہ اور چکر 2 کا ایک ساکن ذرہ اس تنظیم میں پائے جاتے ہیں کہ ان کا کل چکر 3، اور z جزو \hbar ہے۔ چکر 2 ذرہ کے زاویائی معیار حرکت کے z جزو کی پیمائش سے کیا قیمتیں حاصل ہو سکتی ہیں اور ہر ایک قیمت کا احتمال کیا ہوگا؟

ب. ہائیڈروجن جوہر کے حال ψ_{510} میں ایک مخالف میدان الیکٹران پایا جاتا ہے۔ اگر آپ (پروٹان کے چکر کو شامل کئے بغیر) صرف الیکٹران کے کل زاویائی معیار حرکت کے مربع کی پیمائش کر سکیں، تب کیا قیمتیں حاصل ہو سکتی ہیں اور ان کا انفرادی احتمال کیا ہوگا؟

سوال ۳.۷: S^2 اور $S_z^{(1)}$ کا مقلوب تعین کریں (جہاں $\mathbf{S} \equiv \mathbf{S}^{(1)} + \mathbf{S}^{(2)}$ ہوگا)۔ اپنے نتیجہ کو عمومیّت دیتے ہوئے درج ذیل دکھائیں۔

$$[S^2, S^{(1)}] = 2i\hbar(\mathbf{S}^{(1)} \times \mathbf{S}^{(2)}) \quad (۴.۱۸۷)$$

تبصرہ: میں یہاں بتانا چاہوں گا کہ چونکہ $S_z^{(1)}$ اور S^2 آپس میں غیر مقلوبی ہیں لہذا ہم ایسے حالات حاصل کرنے سے قاصر ہونگے جو دونوں کے بیک وقت امتیازی سمتیات ہوں۔ ہمیں S^2 کے امتیازی حالات تیار کرنے کی خاطر $S_z^{(1)}$ کے امتیازی حالات کے خطی مجموعے درکار ہونگے۔ (مساوات ۴.۱۸۵ میں) کلیش وگورڈن عددی سرہی کچھ کرتے ہیں۔ ساتھ ہی مساوات ۴.۱۸۷ سے ہم کہہ سکتے ہیں کہ S^2 کے ساتھ مجموعہ $\mathbf{S}^{(1)} + \mathbf{S}^{(2)}$ مقلوبی ہوگا، جو ہماری معلومات (مساوات ۴.۱۰۳) کی ایک مخصوص صورت ہے۔

باب ۴ کے لئے اضافی سوالات

سوال ۴.۳۸: ایک ایسے تین ابعادی ہارمونی مرتعش^{۹۵} پر غور کریں جس کا مخفیہ درج ذیل ہے۔

$$V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 \quad (۴.۱۸۸)$$

ا. کارٹیزی محدد میں علیحدگی متغیرات استعمال کرتے ہوئے اس کو تین یک بعدی مرتعش میں تبدیل کر کے، موخر الذکر کے بارے میں اپنی معلومات استعمال کرتے ہوئے، احبازی توانائیاں تعین کریں۔ جواب:

$$E_n = (n + 3/2)\hbar\omega \quad (۴.۱۸۹)$$

ب. E_n کی انخطائیت $d(n)$ تعین کریں۔

سوال ۴.۳۹: چونکہ (مساوات ۴.۱۸۸ میں دیا گیا) تین ابعادی ہارمونی مرتعش مخفیہ کروئی تشاکلی ہے لہذا اس کی مساوات شعرونگر کو کارٹیزی محدد کے علاوہ کروئی محدد میں بھی علیحدگی متغیرات سے حل کیا جاسکتا ہے۔ طمستقی تسلل کی ترکیب استعمال کرتے ہوئے ردا۱ مساوات حل کریں۔ عددی سروں کا کلیہ توالی حاصل کرتے ہوئے احبازی توانائیاں تعین کریں۔ اپنے جواب کی تصدیق مساوات ۴.۱۸۹ کے ساتھ کریں۔

سوال ۴.۴۰:

۱. (ساکن حالات کے لئے) درج ذیل تین ابعادی مسئلہ وریل^{۹۶} ثابت کریں۔

$$2\langle T \rangle = \langle \mathbf{r} \cdot \nabla V \rangle \quad (۴.۱۹۰)$$

اشارہ: سوال ۳.۳۱ دیکھیے گا۔

ب. مسئلہ وریل کو ہائیڈروجن کے لیے استعمال کرتے ہوئے درج ذیل دکھائیں۔

$$\langle T \rangle = -E_n; \quad \langle V \rangle = 2E_n \quad (۴.۱۹۱)$$

ج. مسئلہ وریل کو (سوال ۴.۳۸ کے) تین ابعادی ہارمونک سر تعیش پر لاگو کر کے درج ذیل دکھائیں۔

$$\langle T \rangle = \langle V \rangle = E_n/2 \quad (۴.۱۹۲)$$

سوال ۴.۴۱: اس سوال کو صرف اس صورت میں حل کرنے کی کوشش کریں اگر آپ سمتی علم الاحصاء سے واقف ہوں۔ سوال ۱.۴۱ کو عمومیت دیتے ہوئے تین ابعادی رواج احتمال^{۹۷} کی درج ذیل تعریف پیش کی جاتی ہے۔

$$\mathbf{J} \equiv \frac{i\hbar}{2m} (\Psi \nabla \Psi^* - \Psi^* \nabla \Psi) \quad (۴.۱۹۳)$$

۱. دکھائے کہ \mathbf{J} استمراری مساوات^{۹۸}:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial}{\partial t} |\Psi|^2 \quad (۴.۱۹۴)$$

کو مطمئن کرتا ہے جو مقامی بقا احتمال^{۹۹} کو بیان کرتی ہے۔ یوں (مسئلہ پھیلاؤ کے تحت) درج ذیل ہوگا

$$\int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{a} = -\frac{d}{dt} \int_V |\Psi|^2 d^3 r \quad (۴.۱۹۵)$$

جہاں V ایک مقررہ حجم اور S اس کی سرحدی سطح ہے۔ دوسرے الفاظ میں، کسی سطح سے احتمال کا اخراج، اس بند حجم میں ذرہ پائے جانے کے احتمال میں کمی کے برابر ہوگا۔

ب. حال $m = 1$ ، $l = 1$ ، $n = 2$ میں پائے جانے والے ہائیڈروجن کے لیے \mathbf{J} تلاش کریں۔ جواب:

$$\frac{\hbar}{64\pi m a^5} r e^{-r/a} \sin \theta \mathbf{a}_\phi$$

^{۹۶} three-dimensional virial theorem

^{۹۷} probability current

^{۹۸} continuity equation

^{۹۹} conservation of probability

ج. اگر ہم کمیت کے بہاد کو mJ سے ظاہر کریں تب زاویائی معیار حرکت درج ذیل ہوگا۔

$$L = m \int (\mathbf{r} \times \mathbf{J}) d^3 r$$

اس کو استعمال کرتے ہوئے حال ψ_{211} کے لیے L_z کا حساب کر کے نتیجہ پر تبصرہ کریں۔

سوال ۴.۴۲: (غیر تابع وقت) معیار حرکت فضا تفاعل موج** کی تعریف تین ابعاد میں مساوات ۴.۵۴ کی قدرتی عمومیت سے پیش کرتے ہیں۔

$$\phi(\mathbf{p}) \equiv \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \int e^{-i(\mathbf{p}\cdot\mathbf{r})/\hbar} \psi(\mathbf{r}) d^3 r \quad (۴.۱۹۶)$$

ا. زمینی حال میں ہائیڈروجن (مساوات ۴.۸۰) کے لیے معیار حرکت کی فضا تفاعل عمل موج تلاش کریں۔ اشارہ: کردی محدود استعمال کرتے ہوئے قطبی محور کو \mathbf{p} کے رخ رکھیں اور θ کا مکمل پہلے حاصل کریں۔ جواب:

$$\phi(\mathbf{p}) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2a}{\pi} \right)^{3/2} \frac{1}{[1 + (ap/\hbar)^2]^2} \quad (۴.۱۹۷)$$

ب. تصدیق کیجیے گا کہ $\phi(\mathbf{p})$ معمول شدہ ہے۔

ج. زمینی حال میں ہائیڈروجن کے لیے $\psi(\mathbf{p})$ استعمال کرتے ہوئے $\langle p^2 \rangle$ کا حساب لگائیں۔

د. اس حال میں حرکت کی توانائی کی توقعاتی قیمت کیا ہوگی؟ اپنے جواب کو E_1 کی مضرب کی صورت میں لکھ کر تصدیق کریں کہ یہ مسئلہ دریل (مساوات ۴.۱۹۱) کا بلا تصادم ہے۔

سوال ۴.۴۳:

ا. حال $m = 1, l = 2, n = 3$ میں ہائیڈروجن کے لیے فضائی تفاعل عمل موج (ψ) تیار کریں۔ اپنی جواب کو صرف r, θ, ϕ اور a (رداس بوجہ) کے تفاعل کی صورت میں لکھیں۔ کسی دوسرے متغیر (ρ, z, v, Y) یا تفاعل (c_0, A) وغیرہ) یا تفرقات استعمال کرنے کی اجازت نہیں ہے (ہاں π اور 2 ، وغیرہ استعمال کیے جاسکتے ہیں)۔

ب. r, θ, ϕ کے لحاظ سے موزوں کمالات حاصل کر کے تصدیق کریں کہ یہ تفاعل موج معمول شدہ ہے۔

ج. اس حال میں r^s کی توقعاتی قیمت تلاش کریں۔ s کی کس سعت (مثبت اور منفی) کے لیے جواب مستثنیٰ ہوگا؟

سوال ۴.۴۴:

ا. حال $m = 3, l = 3, n = 4$ کے لیے ہائیڈروجن کا تفاعل عمل موج تیار کریں۔ اپنے جواب کو کردی محدود r, θ اور ϕ کا تفاعل لکھیں۔

ب. اس حال میں r کی توقعاتی قیمت کیا ہوگی؟ (غیر حقیقی کمالات کو جدول سے دیکھنے کی اجازت ہے۔)

باب ۴. تین ابعادی کوانٹم میکانیات

ج. اس حال میں ایک جوہر کے متبادل مشاہدہ $L_x^2 + L_y^2$ کی پیمائش سے کیا قیمت (یا قیمتیں) متوقع ہے اور ہر ایک کا انفرادی احتمال کیا ہوگا؟

سوال ۴.۴۵: ہائیڈروجن کے زمینی حال میں، مرکزہ کے اندر الیکٹران پایا جانے کا احتمال کیا ہوگا؟

ا. پہلے فرض کرتے ہوئے کہ تغاغل موج (مساوات ۴.۸۰) تک درست ہے اور مرکزہ کاردار اس b لپیٹے ہوئے بالکل ٹھیک ٹھیک جواب حاصل کریں۔

ب. اپنے جواب کو ایک چھوٹے عدد $\epsilon \equiv 2b/a$ کے طاقتی تسلسل کے روپ میں لکھ کر دکھائیں کہ کم سے کم رتبہ جزو یعنی: $P \approx (4/3)(b/a)^3$ ہوگا۔ دکھائیں کہ $b \ll a$ کی صورت میں (جیسا کہ ہے) یہ تخمین موزوں ہوگی۔

ج. اس کے برعکس ہم فرض کر سکتے ہیں کہ مرکزہ کے (نہایت چھوٹے) حجم میں $\psi(r)$ تقریباً مستقل ہوگا لہذا $P \approx (4/3)\pi b^3 |\psi(0)|^2$ لیا جاسکتا ہے۔ تصدیق کیجیے گا کہ اب بھی وہی جواب حاصل ہوگا۔

د. $b \approx 10^{-15} \text{ m}$ اور $a \approx 0.5 \times 10^{-10} \text{ m}$ لیتے ہوئے P کی اندازاً اعدادی قیمت حاصل کریں۔ یہ الیکٹران کا، اندازاً وہ وقت ہوگا جو وہ مرکزہ کے اندر گزارتا ہے۔

سوال ۴.۴۶:

ا. کلیہ تواری (مساوات ۴.۷۶) استعمال کرتے ہوئے تصدیق کریں کہ $l = n - 1$ کی صورت میں ردائی تغاغل موج درجہ ذیل روپ اختیار کرتا ہے۔

$$R_n(n-1) = N_n r^{n-1} e^{-r/na}$$

بلا واسطہ مکمل کرتے ہوئے مستقل معمول زنی N_n تعین کریں۔

ب. حال $\psi_n(n-1)m$ روپ کے حالات کے لیے $\langle r \rangle$ اور $\langle r^2 \rangle$ کا حساب لگائیں۔

ج. دکھائیں کہ ان حالات کی $r(\sigma_r)$ میں ”عدم یقینیت“ $\langle r \rangle / \sqrt{2n+1}$ ہوگی۔ دھیان رہے کہ n بڑھانے سے r میں نسبتی پھیلاؤ گھٹتا ہے (یوں n کی بڑی قیمت کے لیے یہ نظام کلاسیکی نظر آتا شروع ہوتا ہے، جس میں دائری مدار پر چپانے جاسکتے ہیں)۔ ردائی تغاغل امواج کا خاکہ، n کی کئی قیمتوں کے لیے، بناتے ہوئے اس نکتہ کی وضاحت کریں۔

سوال ۴.۴۷: ہم مکافض طیفی خطوط: کلیہ رڈبرگ (مساوات ۴.۹۳) کے تحت ابتدائی اور اختتامی حالات کے

صدر کوانٹم اعداد ہائیڈروجن طیف کے لکیر کا طول موج تعین کرتے ہیں۔ ایسی دو منفرد جوڑیاں $\{n_i, n_f\}$ تلاش کریں جو λ کی ایک ہی قیمت دیتے ہوں، مثلاً $\{6851, 6409\}$ اور $\{15283, 11687\}$ ایسا کرتے ہیں۔ آپ کو ان کے علاوہ جوڑیاں تلاش کرنی ہوگی۔

سوال ۴.۴۸: متبادل مشاہدہ $A = x^2$ اور $B = L_z$ پر غور کریں۔

ا. $\sigma_A \sigma_B$ کے لیے عدم یقینیت کا اصول تیار کریں۔

- ب. حال ψ_{nlm} میں ہائیڈروجن کے لیے σ_B کی قیمت معلوم کریں۔
 ج. اس حال میں $\langle xy \rangle$ کے بارے میں آپ کیا نتیجہ اخذ کرتے ہیں۔
 سوال ۴.۴۹: ایک الیکٹران درج ذیل چکری حال میں ہے۔

$$\chi = A \begin{pmatrix} 1 - 2i \\ 2 \end{pmatrix}$$

- ا. χ کو معمول پر لاتے ہوئے مستقل A تعین کریں۔
 ب. اس الیکٹران کے S_z کی پیمائش سے کیا قیمتیں متوقع ہیں اور ہر قیمت کا انفرادی احتمال کیا ہوگا؟ S_z کی توقعاتی قیمت کیا ہوگی؟
 ج. اس الیکٹران کے S_x کی پیمائش کی بجائے تو کیا قیمتیں متوقع ہونگی اور ہر قیمت کا انفرادی احتمال کیا ہوگا؟ S_x کی توقعاتی قیمت کیا ہوگی؟
 د. اس الیکٹران کے S_y کی پیمائش سے کیا قیمتیں متوقع ہیں اور ان قیمتوں کا انفرادی احتمال کیا ہوگا؟ S_y کی توقعاتی قیمت کیا ہوگی؟

سوال ۴.۵۰: فرض کریں ہم جانتے ہیں کہ $1/2$ چکر کے دو ذرات یکساں تنظیم (۴.۱۷۸) میں پائے جاتے ہیں۔ مان لیں کہ اکائی سمتیہ a_a کے رخ ذرہ ۱ کے چکری زاویائی معیار حرکت کا حبزو $S_a^{(1)}$ ہے۔ اسی طرح مان لیں کہ اکائی سمتیہ a_b کے رخ ذرہ ۲ کے چکری زاویائی معیار حرکت کا حبزو $S_b^{(2)}$ ہے۔ درج ذیل دکھائیں جہاں a_a اور a_b کے بیچ زاویہ θ ہے۔

$$\langle S_a^{(1)} S_b^{(2)} \rangle = -\frac{\hbar^2}{4} \cos \theta \quad (۴.۱۹۸)$$

سوال ۴.۵۱:

- ا. کلیڈش گورڈن عددی سرکو، $s_1 = 1/2$ اور s_2 کچھ بھی لیتے ہوئے، حاصل کریں۔ اشارہ: آپ درج ذیل میں A اور B عددی سروں کی وہ قیمت تلاش کرنا چاہتے ہیں جن کے لیے S^2 کا امتیازی حال $|sm\rangle$ ہو۔

$$|sm\rangle = A \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle |s_2(m - \frac{1}{2})\rangle + B \left| \frac{1}{2} (-\frac{1}{2}) \right\rangle |s_2(m + \frac{1}{2})\rangle$$

مساوات ۴.۱۷۹ تا مساوات ۴.۱۸۲ کی ترکیب استعمال کریں۔ اگر آپ یہ جاننے سے متاصر ہوں کہ (مثلاً) $S_x^{(2)}$ حال $|s_2 m_2\rangle$ کو کیا کرتا ہے، تب مساوات ۴.۱۳۶ سے رجوع کریں اور مساوات ۴.۱۷۷ سے قبل جملہ دوبارہ پڑھیں۔ جواب:

$$A = \sqrt{\frac{s_2 \pm m + 1/2}{2s_2 + 1}}; \quad B = \pm \sqrt{\frac{s_2 \mp m + 1/2}{2s_2 + 1}}$$

جہاں $s = s_2 \pm 1/2$ علامتیں تعین کرتا ہے۔

ب. اس عمومی نتیجے کی تصدیق جدول ۴.۸ میں تین یا چار اندراج کے لئے کریں۔

سوال ۴.۵۲: (ہمیشہ کی طرح S_z کی امتیازی حالات کو اساس لیتے ہوئے) $3/2$ چکر ذرہ کے لیے متالاب S_x تلاش کریں۔ امتیازی مساوات حل کرتے ہوئے S_x کے امتیازی افتدار معلوم کریں۔

سوال ۴.۵۳: مساوات ۴.۱۲۵ اور مساوات ۴.۱۲۷ میں $1/2$ چکر، سوال ۴.۳۱ میں 1 چکر، اور سوال ۴.۵۲ میں $3/2$ چکر کے متالابوں کی بات کی گئی۔ ان نتائج کو عمومیت دیتے ہوئے اختیاری s چکر کے لیے چکر کی متالاب تلاش کریں۔ جواب:

$$S_z = \hbar \begin{pmatrix} s & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & s-1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & s-2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & -s \end{pmatrix}$$

$$S_x = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & b_s & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ b_s & 0 & b_{s-1} & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & b_{s-1} & 0 & b_{s-2} & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b_{s-2} & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & b_{-s+1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & b_{-s+1} & 0 \end{pmatrix}$$

$$S_y = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & -ib_s & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ ib_s & 0 & -ib_{s-1} & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & ib_{s-1} & 0 & -ib_{s-2} & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & ib_{s-2} & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & -ib_{-s+1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & ib_{-s+1} & 0 \end{pmatrix}$$

جہاں $b_j \equiv \sqrt{(s+j)(s+1-j)}$ ہے۔

سوال ۴.۵۴: کروہی ہارمونیات کے لیے معمولی زنی ضربیہ درج ذیل طریقے سے حاصل کریں۔ ہم حصہ ۴.۱.۲ سے درج ذیل جاننے ہیں۔

$$Y_l^m = B_l^m e^{im\phi} P_l^m(\cos \theta)$$

آپ کو جبزو B_l^m تعیین کرنا ہوگا (جس کی قیمت تلاش کیے بغیر میں نے ذکر مساوات ۴.۳۲ میں کیا)۔ مساوات ۴.۱۲۰، مساوات ۴.۱۲۱ اور مساوات ۴.۱۳۰ استعمال کرتے ہوئے B_l^m کی صورت میں B_l^{m+1} کا کلیہ توالی دریافت کریں۔ اس کو m کے ریاضی ماخوذ کی ترکیب سے حل کرتے ہوئے B_l^m کو مجموعی مستقل $C(l)$

تک حل کریں۔ آخر میں سوال ۴.۲۲ کا نتیجہ استعمال کرتے ہوئے اس مستقل کی قیمت تلاش کریں۔ شریک لیٹنڈر تفاعل کے تصرف کا درج ذیل کلیہ مددگار ثابت ہو سکتا ہے:

$$(1 - x^2) \frac{dP_l^m}{dx} = \sqrt{1 - x^2} P_l^{m+1} - mx P_l^m \quad (۴.۱۹۹)$$

سوال ۴.۵۵: ہائیڈروجن جوہر میں ایک الیکٹران درج ذیل چکر اور فضائی حال کے ملاپ میں پایا جاتا ہے۔

$$R_{21}(\sqrt{1/3}Y_1^0\chi_+ + \sqrt{2/3}Y_1^1\chi_-)$$

ا. مدارچی زاویائی معیار حرکت کے مربع (L^2) کی پیمائش سے کیا قیمتیں حاصل ہو سکتی ہیں؟ ہر قیمت کا انفرادی احتمال کیا ہوگا؟

ب. یہی کچھ مدارچی زاویائی معیار حرکت کے z جزو (L_z) کے لیے معلوم کریں۔

ج. یہی کچھ چکری زاویائی معیار حرکت کے مربع (S^2) کے لیے معلوم کریں۔

د. یہی کچھ چکری زاویائی معیار حرکت کے z جزو (S_z) کے لیے کریں۔ کل زاویائی معیار حرکت $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ لیں۔

ه. آپ J^2 کی پیمائش کرتے ہیں۔ آپ کیا قیمتیں حاصل کر سکتے ہیں ان کا انفرادی احتمال کیا ہوگا؟

و. یہی کچھ J_z کے لیے معلوم کریں۔

ز. آپ ذرے کے مقام کی پیمائش کرتے ہیں۔ اس کی r ، θ ، ϕ پر پائے جانے کی کثافت احتمال کیا ہوگی؟

ح. آپ چکر کا z جزو اور منبع سے فاصلہ کی پیمائش کرتے ہیں (یاد رہے کہ یہ ہم آہنگ متابل مشاہدہ ہیں)۔ ایک ذرے کا رداس r پر اور ہم میدان ہونے کی کثافت احتمال کیا ہوگی؟

سوال ۴.۵۶:

ا. دکھائیں کہ ایک تفاعل $f(\phi)$ جس کو ٹیلر تسلسل میں پھیلا یا جاسکتا ہے، کے لیے درج ذیل ہوگا

$$f(\phi + \phi) = e^{\frac{iL_z\phi}{\hbar}} f(\phi)$$

(جہاں ϕ اختیاری زاویہ ہے)۔ اسی کی بنا L_z/\hbar کو z کے گرد گھومنے کا پیدا کار^{۱۰۱} کہتے ہیں۔ اشارہ: مساوات ۴.۱۲۹ استعمال کریں اور سوال ۳.۳۹ سے مدد لیں۔ زیادہ عمومی $\mathbf{L} \cdot \mathbf{a}_n/\hbar$ ہوگا جو \mathbf{a}_n رخ گھومنے کا پیدا کار ہے، یعنی $e^{i(\mathbf{L} \cdot \mathbf{a}_n\phi/\hbar)}$ محور \mathbf{a}_n کے گرد (دائیں ہاتھ سمت میں) زاویہ ϕ گھومنے کا اثر پیدا کرتا ہے۔ چکر کی صورت میں گھومنے کا پیدا کار $\mathbf{S} \cdot \mathbf{a}_n/\hbar$ ہوگا۔ بالخصوص $1/2$ چکر کے لیے

$$\chi' = e^{i(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{a}_n)\phi/2} \chi \quad (۴.۲۰۰)$$

ہمیں چکر کاروں کے گھومنے کے بارے میں بتاتی ہے۔

^{۱۰۱}generator of rotation

ب. محور x کے لحاظ سے 180° گھومنے کو ظاہر کرنے والا (2×2) متالب تیار کریں اور دکھائیں کہ یہ، ہماری توقعات کے عین مطابق، ہم میدان (χ_+) کو خلاف میدان (χ_-) میں تبدیل کرتا ہے۔

ج. محور y کے لحاظ سے 90° گھومنے والا متالب تیار کریں اور (χ_+) پر اس کا اثر دیکھیں؟

د. محور z کے لحاظ سے 360° زاویہ گھومنے کو ظاہر کرنے والا متالب تیار کریں۔ کیا جواب آپ کی توقعات کے مطابق ہے؟ ایسا نہ ہونے کی صورت میں اس کی مضمرات پر تبصرہ کریں۔

ه. درج ذیل دکھائیں۔

$$e^{i(\sigma \cdot a_n)\varphi/2} = \cos(\varphi/2) + i(a_n \cdot \sigma) \sin(\varphi/2) \quad (۴.۲۰۱)$$

سوال ۴.۵۷: زاویائی معیار حرکت کے بنیادی مقلبت رشتے (مساوات ۴.۹۹) امتیازی اقدار کی (عدد صحیح قیمتوں کے ساتھ نصف عدد صحیح قیمتوں کی اجازت دیتے ہیں، جبکہ مدارچی زاویائی معیار حرکت کی صرف عدد صحیح قیمتیں پائی جاتی ہیں۔ خصوصی روپ $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ پر ضرور کوئی اضافی شرط ملتا ہے جو نصف عددی قیمتوں کو حنا راج کرتی ہے۔ ہم مستقل a جس کا بُعد لمبائی ہو (مثلاً، ہائیڈروجن پر بات کرتے ہوئے رداس بوہر) لیتے ہوئے درج ذیل عاملین متعارف کرتے ہیں۔

$$q_1 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}[x + (a^2/\hbar)p_y]; \quad p_1 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}[p_x - (\hbar/a^2)y];$$

$$q_2 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}[x - (a^2/\hbar)p_y]; \quad p_2 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}[p_x + (\hbar/a^2)y]$$

ا. تصدیق کیجیے کہ $[q_1, p_1] = [q_2, p_2] = i\hbar$ ؛ $[q_1, q_2] = [p_1, p_2] = 0$ ہیں۔ یوں مقام اور معیار حرکت کی باضابطہ مقلبت رشتوں کو تمام q اور p مطمئن کرتے ہیں اور اشاریہ 1 کے عاملین اشاریہ 2 کے عاملین کے ہم آہنگ ہیں۔

ب. درج ذیل دکھائیں۔

$$L_z = \frac{\hbar}{2a^2}(q_1^2 - q_2^2) + \frac{a^2}{2\hbar}(p_1^2 - p_2^2)$$

ج. تصدیق کیجیے کہ ایسا ہارمونی مرتعش جس کی کیت $m = \hbar/a^2$ اور تردد $\omega = 1$ ہو کے لیے $L_z = H_1 - H_2$ ہوگا جہاں H ہیمیلٹنی ہیں۔

د. ہم جانتے ہیں ہارمونی مرتعش ہیمیلٹنی کے امتیازی اقدار $\hbar\omega(n + 1/2)$ ہیں جہاں $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ہوگا (حصہ ۲.۳.۱ کے الجبرائی نظریہ میں ہیمیلٹنی کے روپ اور باضابطہ مقلبت رشتوں سے یہ اخذ کیا گیا)۔ اس کو استعمال کرتے ہوئے اخذ کریں کہ L_z کے امتیازی اقدار لازماً عدد صحیح ہوں گے۔

سوال ۴.۵۸: عمومی حال (مساوات ۴.۱۳۹) میں $1/2$ چکر کے S_z اور S_y کی کم سے کم عدم یقینیت کے لئے شرط معلوم کریں (یعنی، فترہ $|\langle S_z \rangle| \geq (\hbar/2) \sigma_{S_x} \sigma_{S_y}$ میں مساوی (=) صورت تلاش کریں)۔ جواب: عمومیت کھوئے بغیر ہم a کو حقیقی منتخب کر سکتے ہیں؛ تب عدم یقینیت کی کم سے کم قیمت اس صورت حاصل ہو گی جب b حالص حقیقی یا حالص خیالی ہو۔

سوال ۴.۵۹: کلاسیکی حرکت میں ایک ذرہ، جس کا بار q ہو اور جو برقی میدان E اور مقناطیسی میدان B میں مستقیم رفتار v کے ساتھ حرکت کرتا ہو، پر قوت عمل کرتا ہے جسے لورینز قوت کا قانون^{۱۲}:

$$F = q(E + v \times B) \quad (۴.۲۰۲)$$

پیش کرتا ہے۔ اس قوت کو کسی بھی غیر مستقیم توائی تقا عمل کی ڈھلوان کی صورت میں نہیں لکھا جاسکتا ہے لہذا مساوات شرودنگر اپنی اصلی روپ (مساوات ۱.۱) میں اس کو قبول نہیں کر سکتی ہے۔ تاہم اس کا نفیس روپ:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi \quad (۴.۲۰۳)$$

کوئی مسئلہ نہیں کھڑا کرتا ہے۔ کلاسیکی ہیملٹنی درج ذیل ہوگی

$$H = \frac{1}{2m}(\mathbf{p} - q\mathbf{A})^2 + q\varphi \quad (۴.۲۰۴)$$

جہاں \mathbf{A} مستقیم $(\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A})$ اور φ غیر مستقیم $(E = -\nabla\varphi - \partial\mathbf{A}/\partial t)$ ہے، لہذا شرودنگر مساوات (بنا بطن متبادل $((\hbar/i)\nabla \rightarrow \mathbf{p})$ پر کر کے) درج ذیل لکھی جاسکتی ہے۔

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - q\mathbf{A} \right)^2 + q\varphi \right] \Psi \quad (۴.۲۰۵)$$

۱. درج ذیل دکھائیں۔

$$\frac{d\langle r \rangle}{dt} = \frac{1}{m} \langle (\mathbf{p} - q\mathbf{A}) \rangle \quad (۴.۲۰۶)$$

ب. ہمیشہ کی طرح (مساوات ۴.۳۲، دیکھیں) ہم $\frac{d\langle r \rangle}{dt}$ کو $\langle \mathbf{v} \rangle$ لیتے ہیں۔ درج ذیل دکھائیں۔

$$m \frac{d\langle \mathbf{v} \rangle}{dt} = q\langle \mathbf{E} \rangle + \frac{q}{2m} \langle (\mathbf{p} \times \mathbf{B} - \mathbf{B} \times \mathbf{p}) \rangle - \frac{q^2}{m} \langle (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \rangle \quad (۴.۲۰۷)$$

ج. بالخصوص موجی اکٹھ کے حجم پر یکساں E اور B میدانوں کی صورت میں درج ذیل دکھائیں۔

$$m \frac{d\langle \mathbf{v} \rangle}{dt} = q(\mathbf{E} + \langle \mathbf{v} \rangle \times \mathbf{B}) \quad (۴.۲۰۸)$$

باب ۴. تین ابعادی کوانٹم میکانیات

اس طرح $\langle v \rangle$ کی توقعاتی قیمت عین اورینٹز قوت کی مساوات کے تحت حرکت کرے گی، جیسا ہم مسئلہ ہرنسٹ کے تحت توقع کر سکتے تھے۔

سوال ۴.۶۰: [پس منظر جاننے کے لیے سوال ۴.۵۹ پر نظر ڈالیں۔] فرض کریں

$$A = \frac{B_0}{2}(xj - yi) \quad \text{اور} \quad \varphi = Kz^2$$

ہیں جہاں B_0 اور K مستقلات ہیں۔

۱. میدان E اور B تلاش کریں۔

ب. ان میدان اس ذرہ کے امتیازی تفاعلات اور اجزائی توانائیاں تلاش کریں جس کی قیمت m اور بار q ہو۔ جواب:

$$(۴.۲۰۹) \quad E(n_1, n_2) = (n_1 + \frac{1}{2})\hbar\omega_1 + (n_2 + \frac{1}{2})\hbar\omega, \quad (n_1, n_2 = 0, 1, 2, 3, \dots)$$

جہاں $\omega_1 \equiv qB_0/m$ اور $\omega_2 \equiv \sqrt{2qKm}$ ہیں۔ تبصرہ: $K = 0$ کی صورت میں یہ سائیکلوٹرون حرکت^{۱۰۳} کا کوانٹائی مشاں ہوگا؛ کلاسیکی سائیکلوٹرون تعدد ω_1 ہوگا اور یہ z رخ میں آزاد ذرہ ہوگا۔ اجزائی توانائیاں $(n_1 + \frac{1}{2})\hbar\omega_1$ لنڈو سطحیں^{۱۰۴} کہلاتی ہیں۔

سوال ۴.۶۱: [پس منظر جاننے کی خاطر سوال ۴.۵۹ پر نظر ڈالیں۔] کلاسیکی برقی حرکیات میں محض A اور φ یکساں طور پر تعین نہیں کیے جاسکتے ہیں؛ طبعی مقداریں میدان E اور B ہوں گے۔ ۱. دکھائیں کہ محض

$$(۴.۲۱۰) \quad \varphi' \equiv \varphi - \frac{\partial \Lambda}{\partial t}, \quad A' \equiv A + \nabla \Lambda$$

(جہاں Λ مقام اور وقت کا ایک اختیاری حقیقی تفاعل ہے) بھی وہی میدان دیتے ہیں جو φ اور A دیتے ہیں۔ مساوات ۴.۲۱۰ ماپے تبادلہ^{۱۰۵} کہلاتی ہے اور ہم کہتے ہیں کہ یہ نظریہ ماپے غیر متغیر^{۱۰۶} ہے۔

ب. کوانٹم میکانیات میں مخفیہ کارکردار زیادہ براہ راست پایا جاتا ہے اور ہم جاننا چاہیں گے کہ آیا یہ نظریہ ماپے غیر متغیر رہتا ہے یا نہیں۔ دکھائیں کہ ماپے تبادلہ محض φ' اور A لیتے ہوئے درج ذیل

$$(۴.۲۱۱) \quad \Psi' \equiv e^{iq\Lambda/\hbar}\Psi$$

شروڈنگر مساوات (مساوات ۴.۲۰۵) کو مطمئن کرتا ہے۔ چونکہ Ψ اور Ψ' میں صرف زاویائی حبز و کافسرق

^{۱۰۳}cyclotron motion

^{۱۰۴}Landau Levels

^{۱۰۵}gauge transformation

^{۱۰۶}gauge invariant

پایا جاتا ہے لہذا یہ ایک ہی طبعی حال^{۱۰۷} کو ظاہر کرتے ہیں اور یوں یہ نظریہ ماب غیر متغیر ہوگا) مزید معلومات کے لیے حصہ ۱۰.۲.۳ سے رجوع کیجیے گا۔

^{۱۰۷} یعنی $\langle \mathbf{r} \rangle$ ، $d\langle \mathbf{r} \rangle / dt$ ، وغیرہ تبدیل نہیں ہوں گے۔ چونکہ Λ معتمد کا تابع ہے، $\langle \mathbf{p} \rangle$ (جس میں \mathbf{p} کو عامل $\nabla (\hbar/i)$ ظاہر کرتا ہے) تبدیل ہوگا، تاہم جیسا ہم نے مساوات ۴.۲۰۶ میں دیکھا، \mathbf{p} موجودہ سیاق و سباق میں میکانی معیار حرکت ($m\mathbf{v}$) کو ظاہر نہیں کرتا ہے (گراؤنجیاتیات میں اس کو باضابطہ معیار حرکت کہتے ہیں)۔

باب ۵

متماثل ذرات

۵.۱ دو ذراتی نظام

ایک ذرہ کے لیے فعال چکر کو نظر انداز کرتے ہوئے $\psi(r, t)$ فضائی مہدت r اور وقت t کا تفاعل ہوگا۔ دو ذراتی نظام کا حال پہلے ذرے کے مختلط (r_1) دوسرے ذرے کے مختلط (r_2) اور وقت کا تابع ہوگا۔

$$(۵.۱) \quad \psi(r_1, r_2, t)$$

ہمیشہ کی طرح یہ وقت کے لحاظ سے shrodinger مساوات

$$(۵.۲) \quad i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$$

کے تحت ارتقا کرے گا۔ جہاں H مکمل نظام کا Hamiltonian ہے۔

$$(۵.۳) \quad H = -\frac{\hbar^2}{2m_1} v_1^2 - \frac{\hbar^2}{2m_2} v_2^2 + v(r_1, r_2, t)$$

ذرہ ایک یا ذرہ دو کے محدودوں کے لحاظ سے تفروقات لینے کو Δ زیر نوشت میں ایک یا دو سے ظاہر کیا گیا ہے۔
ذرہ ایک کا حجم $d^3 r_1$ اور ذرہ دو کا حجم $d^3 r_2$ پائے جانے کا اہتمال درج ذیل ہوگا۔

$$(۵.۴) \quad |\psi(r_1, r_2, t)|^2 d^3 r_1 d^3 r_2$$

ظاہر ہے کہ ψ کو درج ذیل کے لحاظ سے معمول پر لانا ہوگا۔

$$(۵.۵) \quad \int |\psi(r_1, r_2, t)|^2 d^3 r_1 d^3 r_2 = 1$$

غیر تابع وقت مخفی توانائی کے لیے علیحدگی متغیرات سے حلوں کا مکمل سلسلہ حاصل ہوتا ہے۔

$$(۵.۶) \quad \psi(r_1, r_2, t) = \psi(r_1, r_2) e^{\frac{-iEt}{\hbar}}$$

جہاں فضا کی تعامل معالج ψ غیر تابع وقت shrodingier مساوات

$$(۵.۷) \quad -\frac{\hbar^2}{2m_1} \nabla_1^2 \psi - \frac{\hbar^2}{2m_2} \nabla_2^2 \psi + V\psi$$

جس میں E پورے نظام کی قتل توانائی ہے۔

سوال ۵.۱: عام طور پر باہمی مخفی توانائی انحصار صرف 2 ذرات کے بیچ سمتیہ $r_1 - r_2$ پر ہوگا۔ ایسی صورت میں متغیرات r_1 اور r_2 کی جگہ 'متغیرات اور مرکزیت' $R = \frac{(m_1 r_1 + m_2 r_2)}{m_1 + m_2}$ مساوات shrodingier ہوتی ہے۔

$$(الف) \quad \nabla_1 = \left(\frac{\mu}{m_2}\right) \nabla_R + \nabla_r, \nabla_2 = \nabla_r, r_1 = R + \left(\frac{\mu}{m_1}\right) r, r_2 = R - \left(\frac{\mu}{m_2}\right) r \quad \text{جہاں} \quad \left(\frac{\mu}{m_1}\right) \nabla_R - \nabla_r$$

$$(۵.۸) \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

نظام کی تشخیص شدہ کیت ہے۔

(ب)۔ دکھائیں کہ غیر تابع وقت shrodingier مساوات درج ذیل رعب اختیار کرتی ہے۔

$$-\frac{\hbar^2}{2(m_1 + m_2)} \nabla_R^2 \psi - \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_r^2 \psi + V(r) \psi = E \psi$$

(ج)۔ متغیرات کو $\psi(R, r) = \psi_r(r) \psi_R(R)$ لیتے ہوئے علیحدہ کریں۔ آپ دیکھیں گے کہ ψ_r ایک ذرہ کی shrodingier مساوات جہاں کیت $(m_1 + m_2)$ مخفی توانائی صفر ہو اور نظام کی توانائی E_R کو مطمئن کرتا ہے۔ جبکہ ψ_R ایک ذرے کی shrodingier مساوات جہاں تخفیف شدہ کیت ہو۔ مخفی توانائی $V(r)$ ہو، کو مطمئن کرتا ہے۔ قتل توانائی اور ان کا مجموعہ $E = E_R + E_r$ ہوگا۔ اس سے ہمیں یہ معلوم ہوتا ہے کہ مرکزی کیت ایک آزاد ذرہ کی طرح حرکت کرتا ہے جبکہ ذرہ ایک کے لحاظ سے ذرہ دو کی مضبوطی حرکت ایسے ہی ہوگی جیسا مخفی توانائی V میں تخفیف شدہ کیت کا ایک ذرہ کرتی ہے classical mechanics میں بھی بالکل یہی تحلیل ہوگی جو 2 اجسام ملے کو حاصل ایک جسم مسئلہ میں تبدیل کرتی ہے۔

سوال ۵.۲: یوں Hydrogen کے مرکزہ کی حرکت کو درست کرنے کے لیے ہم electron کی کیت کی جگہ تخفیف شدہ کیت استعمال کریں گے

(الف)۔ hydrogen کی بندش کی توانائی (مساوات 4.77) حبانے کی خاطر μ کی جگہ m استعمال کرنے سے دو بمعنی ہندسوں تک فیصد حائل کتنا ہوگا۔

(ب)۔ hydrogen اور Dueterium کے لیے $(n = 2) > (n = 3)$ سرخ بالمر کلیروں کے بیچ تفاعل معاج میں مشرق تلاش کریں۔

(ج)۔ Positronium کی بشری توانائی تلاش کریں۔ proton کی جگہ positron رکھنے سے positronium پیدا ہوگا۔ positron کی کیمت electron کی کیمت کے برابر ہوگا جبکہ اس کی علامت Electron کی علامت کے مخالف ہے۔

(د)۔ فرض کریں آپ hydrogenmuonic جس میں electron کی جگہ ایک muon کی موجودگی کی تصدیق کرنا چاہتے ہوں۔ muon کا electron bar کے برابر ہے۔ جبکہ یہ electron سے 206.77 گنا زیادہ کیمت رکھتا ہے۔ آپ α Lyman $n = 1$ تا $n = 2$ کے لیے کس طور معاج پر نظر رکھیں گے۔

سوال ۵.۳: کلورین کے قدرتی دو ہم حب Cl^{35} and Cl^{37} پائے جاتے ہیں۔ دکھائیں کہ HCL کی لرزشی طیف متریب متریب جوڑیوں پر مشتمل ہوگا۔ جن میں مشرق $4v = 7.51 \times 10^{-4}$ جہاں Δv جس v حرجی photon کی تعدد ہے۔ اشارہ: اس کو ایک Harmonium مرتعیث تصور کریں جہاں $\omega = \sqrt{\frac{k}{\mu}}$ ہوگا۔ جہاں μ تخفیف شدہ کیمت (مساوات 5.8) ہے۔ جبکہ k دونوں ہجاکے لیے ایک جیسا ہے۔

۵.۱.۱. بوزان اور فرمیون

فرض کریں ذرہ ایک ذرہ حال $\psi_a(r)$ اور ذرہ دو حال $\psi_b(r)$ میں پایا جاتا ہے۔ یاد رہے کہ یہاں میں چکر کو نظر انداز کر رہا ہوں ایسی صورت میں $\psi(r_1, r_2)$ سادہ حاصل ضرب ہوگا

$$(۵.۹) \quad \psi(r_1, r_2) = \psi_a(r_1)\psi_b(r_2)$$

ایسا کہتے ہوئے ہم یہ فرض کر رہے ہیں کہ ہم ان ذرات کو علیحدہ علیحدہ پہچان سکتے ہیں ورنہ یہ کہنا کہ ذرہ ایک حال ψ_a میں اور ذرہ دو حال ψ_b میں ہے پیمانی ہوتا اور ہم بغیر جانے کے کونسا ذرہ ایک اور کونسا ذرہ دو ہے یہ کہتے کہ ایک ذرہ ψ_a میں اور دوسرا ذرہ ψ_b میں پایا جاتا ہے۔ کلاسیکی میکینیک میں یہ ایک یوقفانہ اعتراض ہوتا۔ اصولاً ایک ذرے کو سرخ رنگ اور دوسرے کو نیلا رنگ دیکر آپ انہیں ہر وقت پہچان سکتے ہیں۔ کوانٹم میکینیک میں صورت حال بنیادی طور پر مختلف ہے۔ آپ کسی الیکٹران کو سرخ رنگ نہیں دے سکتے اور نہ ہی اس پر کوئی پرچی چسپاں کر سکتے ہیں حقیقت یہ ہے کہ تمام الیکٹران بالکل یکساں ہوتے ہیں جبکہ کلاسیکی اشیاء اتنی یکسانیت کبھی نہیں رکھ سکتے ہیں۔ ایسا نہیں ہے کہ ہم الیکٹرانوں کو پہچاننے سے متاثر ہیں بلکہ حقیقت یہ ہے کہ یہ الیکٹران اور وہ الیٹران کوانٹم میکینیک میں بے معنی ہیں ہم صرف ایک الیکٹران کی بات کر سکتے ہیں۔ اصولی طور پر غیر میسر ذرات کی موجودگی کو کوانٹم میکینیک خوش اسلوبی سے سموتی ہے۔ ہم ایک ایسا غیر مشرود تفاعل وچ تیار کرتے ہیں جب اس کی بات نہیں کرتا کہ کون ذرہ کس حال میں ہے ایسا دو طریقوں سے کیا جاسکتا ہے۔

$$(۵.۱۰) \quad \psi \pm (r_1, r_2) = A[\psi_a(r_1)\psi_b(r_2) \pm \psi_b(r_1)\psi_a(r_2)]$$

یوں یہ ذرہ دو اقسام کے یکساں ذرات کا حاصل ہوگا بوزان جن کے لیے ہم مثبت علامت استعمال کرتے ہیں اور فرمیون جن کے لیے ہم منفی علامت استعمال کرتے ہیں۔ بوزان کی مثال فوٹان اور میزون ہے جبکہ فرمیون کی مثال

پروٹان اور الیکٹران ہے ایسے ہے کہ

$$(۵.۱۱) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{عدد صحیح چکر کے تمام ذرات بوزان جبکہ} \\ \text{نصف عدد صحیح چکر کے تمام ذرات فرمیون ہوں گے} \end{array} \right.$$

چکر اور شماریات کے مابین یہ تعلق جیسا ہم دیکھیں گے فرمیونز اور بوزانز کی شماریاتی خواہ اس ایک دوسرے سے بہت مختلف ہتے ہیں کو اضافی کو انٹرمیکانیات میں ثابت کیا جاسکتا ہے۔ غیر اضافی نظریہ میں اس کو ایک مسلمہ لیا جاتا ہے۔

اس سے بالخصوص اب یہ اجنزر کر سکتے ہیں کہ دو یکساں فرمیونز مثلاً سولیکٹران ایک ہی حال کے ممکن نہیں ہو سکتے ہیں۔ اگر $\psi_a = \psi_b$ ہو تب

$$\psi_-(r_1, r_2) = A[\psi_a(r_1)\psi_b(r_2) - \psi_b(r_1)\psi_a(r_2)] = 0$$

کی بنا کوئی موج تفاعل نہیں ہوگا۔ یہ مشہور نتیجہ پولی کا احسن راہی اصول کہلاتا ہے۔ یہ کوئی عجیب مفروضہ نہیں ہے جو صرف الیکٹران پر لاگو ہوتا ہے بلکہ یہ دو ذراتی تفاعل امواج کی تیاری کے قواعد کا ایک نتیجہ ہے جس کا اطلاق تمام یکساں فرمیونز پر ہوگا۔

میں نے دلائل پیش کرنے کے نقطہ نظر سے یہ فرض کیا تھا کہ ایک ذرہ حال ψ_a میں اور دوسرا حال ψ_b میں پایا جاتا ہے لیکن اس مسئلہ کو زیادہ عمومی اور زیادہ نفیس طریقے سے وضوح کیا جاسکتا ہے۔ ہم عامل مبادلہ P متعارف کرتے ہیں جو دو ذرات کا باہمی مبادلہ کرتا ہے

$$(۵.۱۲) \quad Pf(r_1, r_2) = f(r_2, r_1)$$

صاف ظاہر ہے کہ $P^2 = 1$ ہوگا لحاظ تصدیق کیجیے گا کہ P کے امتیازی امتداد ± 1 ہوں گے۔ اب اگر دو ذرات یکساں ہوں تب لاطھی ہے کہ ہیملٹونیان کے ساتھ ایک جیسا رویہ برتتے گا $m_1 = m_2$ اور $V(r_1, r_2) = V(r_2, r_1)$ اس طرح P اور H ہم اینگ مشود ہوں گے

$$(۵.۱۳) \quad [P, H] = 0$$

لحاظ ہم دونوں کے یک وقت امتیازی حالات کے تفاعلوں کا مکمل سلسلہ معلوم کر سکتے ہیں۔ دوسرے لفظوں میں ہم زیر مبادلہ

$$(۵.۱۴) \quad \psi(r_1, r_2) = \pm \psi(r_2, r_1)$$

مساوات شروڈنگر کے ایسے حل تلاش کر سکتے ہیں جو یا تشاکلی امتیازی فندر $+1$ یا غیر تشاکلی امتیازی فندر -1 ہوں۔ مزید ایک نظام جو اس حال سے آغاز کرے اس بحال میں برقرار رہتا ہے یکساں ذرات کا ایک نیا فائدہ جس کو میں ضرورت تشاکل کہتا ہوں کے تحت تفاعل موج کو مساوات 5.14 پر صرف پورا اترنے کی ضرورت نہیں بلکہ اس پر لازم ہے کہ وہ اس مساوات کو متعین کرتا ہو۔ یہاں بوزون کے لیے مثبت علامت اور فرمیونز کے لیے منفی علامت استعمال ہوگا۔ یہ ایک عمومی منکرہ ہے جس کی مساوات 5.10 ایک مخصوص صورت ہے۔

مثال ۵.۱: مندرجہ ذیل ایک لامتناہی چکور کنواں میں کیت M کے باہم غیر متعلق دو ذرات جو ایک دوسرے کے اندر سے گزر سکتے ہیں پائے جاتے ہیں۔ آپکو منکر کرنے کی ضرورت نہیں کہ عملاً کیسے کیا جاسکتا ہے۔ ایک ذرہ حالات درج ذیل ہوں گے۔ جہاں $K = \frac{(\pi)^2(\hbar)^2}{2m(a)^2}$ ہے۔

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n(\pi)}{a}x\right), \quad E_n = n^2 K$$

یہ ذرات متبادل میز ہونے کی صورت میں جہاں ذرہ 1 حال n_1 میں اور ذرہ 2 حال n_2 میں ہو مرکب تقاعلی موج سادہ حاصل ضرب ہوگا۔

$$\psi_{n_1 n_2}(x_1, x_2) = \psi_{n_1}(x_1) \psi_{n_2}(x_2), \quad E_{n_1 n_2} = ((n_1)^2 + (n_2)^2) K.$$

مثال کے طور پر زمینی حال

$$\psi_{11} = \frac{2}{a} \sin\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi x_2}{a}\right), \quad E_{11} = 2K;$$

پہلا حبان حال دو چاند اخطائی

$$\psi_{12} = \frac{2}{a} \sin\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) \sin\left(\frac{2\pi x_2}{a}\right), \quad E_{12} = 5K,$$

$$\psi_{21} = \frac{2}{a} \sin\left(\frac{2\pi x_1}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi x_2}{a}\right), \quad E_{21} = 5K;$$

ہوگا وغیرہ وغیرہ۔ دونوں ذرات یکساں یوزان ہونے کی صورت میں زمینی حال تبدیل نہیں ہوگا۔ تاہم پہلا حبان حال جسکی توانائی اب بھی 5K ہوگی غیر اخطائی ہوگا۔

$$\frac{\sqrt{2}}{a} \left[\sin\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) \sin\left(\frac{2\pi x_2}{a}\right) + \sin\left(\frac{2\pi x_1}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi x_2}{a}\right) \right]$$

اور اگر ذرات یکساں مشرعیون ہوں تب کوئی حال بھی 2K توانائی کا نہیں ہوگا۔ جبکہ زمینی حال جسکی توانائی 5K ہوگی۔ درج ذیل ہوگا۔

$$\frac{\sqrt{2}}{a} \left[\sin\left(\frac{\pi x_1}{a}\right) \sin\left(\frac{2\pi x_2}{a}\right) - \sin\left(\frac{2\pi x_1}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi x_2}{a}\right) \right],$$

□

سوال ۵.۴:

(جزوالف) اگر Ψ_a اور Ψ_b عمودی ہوں اور دونوں معمول شدہ ہوں تب مساوات 10.5 میں متقل 'A' کی ہوگا؟

باب ۵: متشکل ذرات

(جزو الف) اگر $\Psi_a = \Psi_b$ ہوں اور یہ معمول شدہ ہوں تب 'A' کیا ہوگا؟ (یہ صورت صرف یوزون کیلئے ممکن ہے۔)
سوال ۵.۵:

(جزو الف) لامتناہی چکور کنواں میں باہم غیر متعامل دو یکاں ذرات کا ہملتنی لکھیں۔ تصدیق کیجیے کہ مثال 1.5 میں دیا گیا فرمیون کا زمینی حال 'H' کا مناسب امتیازی متدروالا امتیازی تفاعل ہوگا۔

(جزو ب) مثال 1.5 میں دیئے گئے تھان حالات سے اگلے دو حالات تفاعل موج اور توانائیاں تینوں صورتوں میں متبادل ممیز یکاں موزوں، یکاں فرمیون حاصل کریں۔

۵.۱.۲ قوت مبادلہ

میں ایک سادہ یک بعدی مثال کے ذریعہ آپ کو ضرورت تشکل کی وضاحت کرنا چاہتا ہوں۔ فرض کریں ایک ذرہ حال $\psi_a(x)$ میں اور دوسرا حال $\psi_b(x)$ میں ہو اور یہ دونوں حالات عمودی اور معمول شدہ ہوں اگر یہ ذرات متبادل ممیز ہوں اور ذرہ ایک حال ψ_a میں ہو تب انکا مجموعی تفاعل موج درج ذیل ہوگا

$$\psi(x_1, x_2) = \psi_a(x_1)\psi_b(x_2) \quad (5.15)$$

اگر یہ یکاں یوزون ہوں تب انکا مرکب تفاعل موج سوال 5.4 معمولی کے لیے دیکھیں درج ذیل ہوگا

$$\psi_+(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(x_1)\psi_b(x_2) + \psi_b(x_1)\psi_a(x_2)] \quad (5.16)$$

اور اگر یہ یکاں فرمیون ہوں تب درج ذیل ہوگا

$$\psi_-(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(x_1)\psi_b(x_2) - \psi_b(x_1)\psi_a(x_2)] \quad (5.17)$$

آئیں ان ذرات کے بیچ علیحدگی کے مناسلی کے مربع کی توقعاتی قیمت معلوم کریں

$$\langle (x_1 - x_2)^2 \rangle = \langle x_1^2 \rangle + \langle x_2^2 \rangle - 2\langle x_1 x_2 \rangle \quad (5.18)$$

پہلے صورتے: قابل ممیز ذرات۔ مساوات 5.15 میں دی گئی تفاعل موج کے لیے ایک ذرہ حال ψ_a میں x^2 کی توقعاتی قیمت

$$\langle x_1^2 \rangle = \int x_1^2 |\psi_a(x_1)|^2 dx_1 \int |\psi_b(x_2)|^2 dx_2 = \langle x^2 \rangle_a$$

$$\langle x_2^2 \rangle = \int |\psi_a(x_1)|^2 dx_1 \int x_2^2 |\psi_b(x_2)|^2 dx_2 = \langle x^2 \rangle_b$$

اور

$$\langle x_1 x_2 \rangle = \int x_1 |\psi_a(x_1)|^2 dx_1 \int x_2 |\psi_b(x_2)|^2 dx_2 = \langle x \rangle_a \langle x \rangle_b$$

یوں اس صورت درج ذیل ہوگا

$$(5.19) \quad \langle (x_1 - x_2)^2 \rangle_d = \langle x^2 \rangle_a + \langle x^2 \rangle_b - 2\langle x \rangle_a \langle x \rangle_b$$

یہی جواب ذرہ ایک حال ψ_b میں اور ذرہ دو حال ψ_a میں ہونے کی صورت میں بھی حاصل ہوتا۔
دوم صورت سے: یکساں ذرات۔ مساوات 5.16 اور 5.17 کے تفسیر عمل امواج کے لیے

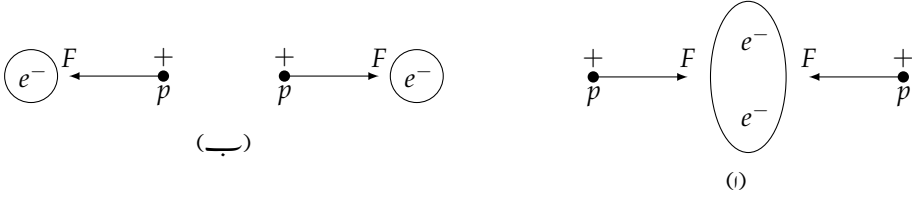
$$\begin{aligned} \langle x_1^2 \rangle &= \frac{1}{2} \left[\int x_1^2 |\psi_a(x_1)|^2 dx_1 \int |\psi_b(x_2)|^2 dx_2 \right. \\ &\quad + \int x_1^2 |\psi_b(x_1)|^2 dx_1 \int |\psi_a(x_2)|^2 dx_2 \\ &\quad \pm \int x_1^2 \psi_a(x_1)^* \psi_b(x_1) dx_1 \int \psi_b(x_2)^* \psi_a(x_2) dx_2 \\ &\quad \left. \pm \int x_1^2 \psi_b(x_1)^* \psi_a(x_1) dx_1 \int \psi_a(x_2)^* \psi_b(x_2) dx_2 \right] \\ &= \frac{1}{2} [\langle x^2 \rangle_a + \langle x^2 \rangle_b \pm 0 \pm 0] = \frac{1}{2} (\langle x^2 \rangle_a + \langle x^2 \rangle_b) \end{aligned}$$

بلکل اسی طرح

$$\langle x_2^2 \rangle = \frac{1}{2} (\langle x^2 \rangle_b + \langle x^2 \rangle_a)$$

ظاہر ہے $\langle x_2^2 \rangle = \langle x_1^2 \rangle$ ہوگا کیونکہ آپ ان میں تمیز نہیں کر سکتے ہیں۔ تاہم

$$\begin{aligned} \langle x_1 x_2 \rangle &= \frac{1}{2} \left[\int x_1 |\psi_a(x_1)|^2 dx_1 \int x_2 |\psi_b(x_2)|^2 dx_2 \right. \\ &\quad + \int x_1 |\psi_b(x_1)|^2 dx_1 \int x_2 |\psi_a(x_2)|^2 dx_2 \\ &\quad \pm \int x_1 \psi_a(x_1)^* \psi_b(x_1) dx_1 \int x_2 \psi_b(x_2)^* \psi_a(x_2) dx_2 \\ &\quad \left. \pm \int x_1 \psi_b(x_1)^* \psi_a(x_1) dx_1 \int x_2 \psi_a(x_2)^* \psi_b(x_2) dx_2 \right] \\ &= \frac{1}{2} (\langle x \rangle_a \langle x \rangle_b + \langle x \rangle_b \langle x \rangle_a \pm \langle x \rangle_{ab} \langle x \rangle_{ba} \pm \langle x \rangle_{ba} \langle x \rangle_{ab}) \\ &= \langle x \rangle_a \langle x \rangle_b \pm |\langle x \rangle_{ab}|^2 \end{aligned}$$



شکل ۵.۱: شریک گرمستی بندھ کی نقش کشی: (i) تشکل تنظیم قوت کشش پیدا کرتی ہے، (ب) خلاف تشکل تنظیم قوت دفع پیدا کرتی ہے۔

جہاں درج ذیل ہوگا

$$\langle x \rangle_{ab} \equiv \int x \psi_a(x) \psi_b^*(x) dx \quad (5.20)$$

ظاہر ہے کہ درج ذیل ہوگا

$$\langle (x_1 - x_2)^2 \rangle_{\pm} = \langle x^2 \rangle_a + \langle x^2 \rangle_b - 2 \langle x \rangle_a \langle x \rangle_b \mp 2 |\langle x \rangle_{ab}|^2 \quad (5.21)$$

مساوات 5.19 اور 5.21 کا موازنہ کرتے ہوئے ہم دیکھتے ہیں کہ منفرق صرف آخری حرم میں پایا جاتا ہے

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle_{\pm} = \langle (\Delta x)^2 \rangle_a \mp 2 |\langle x \rangle_{ab}|^2 \quad (5.22)$$

متبادل ممیز ذرات کے لحاظ سے انہی دو حالات کے یکساں بوزان ملائی علامت نسبتاً ایک دوسرے کے زیادہ متبریب جبکہ یکساں منرمیون زیریں علامت نسبتاً ایک دوسرے سے زیادہ دور ہولگے۔ دیہان رہے کہ جب تک یہ دو تفاعل امواج ایک دوسرے کو ڈھانچے نہیں $\langle x \rangle_{ab}$ صفر ہوگا غیر صفر $\psi_b(x)$ کی صورت میں جب بھی $\psi_a(x)$ صفر ہو تب مساوات 5.20 میں کھل کی قیت صفر ہوگی۔ یوں اگر کراچی میں ایک جوہر کے اندر الیکٹران کو ψ_a ظاہر کرتا ہو جبکہ صوابی میں ایک جوہر کے اندر الیکٹران کو ψ_b ظاہر کرتا ہو تب تفاعل موج کو غیر تشکلی بنانے یا نہ بنانے سے کوئی منفرق نہیں پڑے گا یوں عملی نقطہ نظر سے ایسے الیکٹران جن کے تفاعل امواج ایک دوسرے کو ڈھانچتے نہ ہوں کو آپ متبادل ممیز ہونے کا ڈھونگ رکھا سکتے ہیں۔ در حقیقت اسی کی بنا ماہر طبیعیات اور کیمیات آگے بڑھ سکتے ہیں چونکہ اصولاً حبانت میں ہر ایک الیکٹران باقی تمام کے ساتھ تفاعل امواج کے ذریعہ عدم تشکلی کی بنا جڑا ہے اور اگر اس سے کوئی فخرق پڑتا تب تمام کائنات کے الیکٹرانوں کی بات کیے بغیر ہم کسی ایک الیکٹران کی بات کرنے سے متاصر ہوتے۔

دلچسپ صورت تب پیدا ہوتے ہے جب انکی موجی تفاعلات ایک دوسرے کو ڈھانچتے ہیں۔ ایسی صورت میں نظام کاروبہ کچھ یوں ہوگا جیسا یکساں بوزون کے بچ قوت کشش پائی جاتی ہو جو انہیں متبریب کھینچتی ہے جبکہ یکساں منرمیون کے بچ قوت دفع پائے جاتی ہے جو انہیں ایک دوسرے سے دور دھکا دیتے ہیں۔ یاد رہے کہ ہم فصل حال چکر کو نظر انداز کر رہے ہیں۔ ہم اس کو قوت مبادلہ کہتے ہیں اگر چہ یہ حقیقتاً ایک وقت نہیں ہے کوئی بھی چیز ان ذرات کو دھکیل نہیں رہی ہے یہ صرف ضرورت تشکل کی جو میٹرانی نتیجہ ہے ساتھ ہی یہ کوانٹمیکانی مظہر ہے

جس کا کلاسیکی میکانیات میں کوئی مداخلت نہیں پایا جاتا ہے۔ بہر حال اس کے دورست نتائج جاتے ہیں۔ مثال کے طور پر ہائیڈروجن سالمہ H_2 پر غور کریں اندازاً بات کرتے ہوئے مرکزہ ایک پر وسط رکھے ہوئے جوہری زمینی حال مساوات 4.80 میں ایک الیکٹران اور مرکزہ دو پر وسط رکھے ہوئے جوہری زمینی حال دو میں ایک الیکٹران پر زمینی حال مشتمل ہوگا اگر الیکٹران بوزون ہوتے تب ضرورت تشاکلی یا اگر آپ قوت مبرہ پسند کرتے ہیں کوشش کرتے کہ دونوں پروٹان کے بیچ الیکٹرانوں کو جمع کریں (شکل ۵.۱-ا) نتیجتاً منفی بار کا امبار دونوں پروٹانوں کو اندر کی طرف ایک دوسرے کی جانب کھینچتا جو شریک گرمیتی بند کا سبب ہوتا۔ بد قسمتی سے الیکٹران درحقیقت منفرمیں ہیں نہ کہ بوزون جس کی بنا منفی بار اطراف کی جانب منتقل ہوتا ہے (شکل ۵.۱-ب) جو سالمہ کو توڑنے کی کوشش کرتا ہے۔

ذرا دیکھیں گا اب تک ہم نے چکر کو نظر انداز کیا ہے الیکٹران کے مکمل حال کو نہ صرف الیکٹران کا مقام تفاعل موج بلکہ الیکٹران کے چکر کی سمت بندی کو بیان کرنے والا چکر کار تعین کرتے ہیں

$$\psi(r)\chi(s) \quad (۵.۲۳)$$

دو الیکٹران حال کو تفکیک دیتے ہوئے ہمیں صرف فضائی جزو کو مبادلہ کے لحاظ سے عدم تشاکلی بنانا ہوگا بلکہ پورے کو عدم تشاکلی بنانا ہوگا۔ مرکب چکر کی حال مساوات 4.177 اور 4.178 پر نظر میں ڈالتے ہوئے ہم دیکھتے ہیں کہ یکسا ملاپ خلاف تشاکلی ہے لحاظ اس کو تشاکلی فضائی تفاعل کے ساتھ جوڑنا ہوگا جبکہ تین سہت حالات تشاکلی ہیں لحاظ انہیں خلاف تشاکلی فضائی تفاعل کے ساتھ منسلک کرنا ہوگا۔ ظاہر ہے کہ یوں یکسا حال بندھن پیدا کرے گا جبکہ سہت حال خلاف بندھن ہوگا۔ یقیناً ماہر کییات ہمیں بتاتے ہیں کہ شریک گرمیتی بند کے لیے ضروری ہے کہ دونوں الیکٹران یکسا حال کے ممکن ہوں جہاں ان کا کل چکر صفر ہوگا۔

سوال ۵.۶: لامتناہی چکور کنواں میں دو باہم غیر متعامل ذرات جن میں سے ہر ایک کی کمیت M ہے پائے جاتے ہیں۔ ان میں سے ایک حال Ψ_n مساوات 28.2 اور دوسرا حال Ψ_l $n \neq l$ میں ہے۔ $(x_1 - x_2)^2$ کا حساب اس صورت لگائیں کہ (الف) یہ غیر متقابل ممیز ہوں۔ (ب) یہ یکاں بوزون ہوں اور (ج) یہ یکاں منفرمیں ہوں۔

سوال ۵.۷: فرض کریں آپ کے پاس تین ذرات ہیں جن میں سے ایک حال Ψ_a دوسرا حال Ψ_b اور تیسرا حال Ψ_c میں پائے جاتے ہیں۔ حالات Ψ_a ، Ψ_b اور Ψ_c کو معیاری عمودی تصور کرتے ہوئے مساوات 15.5، 16.5 اور 17.5 کی طرز پر تین ذرہ حالات تیار کریں جو (الف) متقابل ممیز ذرات کو (ب) یکاں بوزون کو اور (ج) یکاں منفرمیں کو ظاہر کرتے ہوں۔ یاد رہے کہ کسی بھی دو ذرات کی جوڑی کے باہمی مبادلہ کے لحاظ سے (ب) کو مکمل طور پر تشاکلی ہوتا ہوگا۔ جبکہ (ج) کو مکمل طور پر خلاف تشاکلی ہونا ہوگا۔ تبصرہ: مکمل طور پر خلاف تشاکلی تفاعل امواج تیار کرنے کا ایک بہترین طریقہ پایا جاتا ہے۔ سلیئر نقطہ تیار کریں جس کی پہلی صنف $\Psi_a(x_1)$ ، $\Psi_b(x_1)$ ، $\Psi_c(x_1)$ وغیرہ پر مشتمل ہو۔ اس کی دوسری صنف $\Psi_a(x_2)$ ، $\Psi_b(x_2)$ ، $\Psi_c(x_2)$ وغیرہ پر مشتمل ہوگی اور اسی طرح اس کے بقایا صنف ہوں گے۔ یہ نقطہ کسی بھی تعداد کے ذرات کیلئے کارآمد ہوگا۔

۵.۲ جوہر

ایک ماڈل جوہر جس کا جوہری عدد Z ہو ایک بھاری مرکزہ جس کا بار Ze ہو اور جس کی کمیت M اور بار e کے Z الیکٹران گھیرتے ہوں پر مشتمل ہوگا۔

$$(۵.۲۴) \quad H = \sum_{j=1}^Z -\frac{h^2 \Delta_j^2}{2m} - \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{Ze^2}{r_j} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \sum_{j \neq k}^Z \frac{e^2}{|r_j - r_k|}.$$

ہر یہ قوسین میں بند جزو مرکزہ کے برقی میدان میں Z الیکٹران کی حرکی توانائی جمع مخفی توانائی کو ظاہر کرتا ہے۔ دوسرا جزو جو ماسوائے $k = j$ تمام Z اور k مجموعہ پر ہے۔ الیکٹرانز میں باہمی قوت دافع کی بنا مخفی توانائی کو ظاہر کرتا ہے۔ جہاں $\frac{1}{2}$ اس حقیقت کو درست کرتا ہے کہ مجموعہ لیتے ہوئے ہر جوڑی کو دو بار گنا جاتا ہے۔ ہمیں تفاعل موج $\Psi(r_1, r_2, \dots, r_Z)$ کیلئے درج ذیل شرودنگر مساوات حل کرنی ہوگی:

$$(۵.۲۵) \quad H\Psi = E\Psi$$

چونکہ الیکٹران یکساں فرمیون ہیں لہذا تمام حل متبادل مقبول نہیں ہوں گے۔ صرف وہ حل متبادل مقبول ہوں گے جن کا مکمل حال، مقتمام اور چکر

$$(۵.۲۶) \quad \Psi(r_1, r_2, \dots, r_Z) \chi(s_1, s_2, \dots, s_Z),$$

کسی بھی دو الیکٹران کے باہمی مبادلہ کے لحاظ سے خلاف تشافل ہو۔ بالخصوص کوئی بھی دو الیکٹران ایک ہی حال کے ممکن نہیں ہو سکتے ہیں۔ بد قسمتی سے ماسوائے سادہ ترین صورت $Z = 1$ ہائیڈروجن کیلئے مساوات 24.5 میں دی گئی ہملٹنی کی شرودنگر مساوات ٹھیک حل نہیں کی جاسکتی ہے۔ کم از کم آج تک کوئی ایسا نہیں کر پایا ہے۔ عملاً ہمیں پیچیدہ تخمینی تراکیب استعمال کرنے ہوں گے۔ ان میں سے چند ایک تراکیب پر اگلے بابوں میں غور کیا جائے گا۔ ابھی میں الیکٹران کی قوت دافع کو مکمل طور پر نظر انداز کرتے ہوئے حلوں کا کیفی تجزیہ پیش کرنا چاہوں گا۔ حصہ 1.2.5 میں ہم ہلیم کی زمینی حال اور جہان حالات پر غور کریں گے۔ جبکہ حصہ 2.2.5 میں ہم بالا جوہر کے زمینی حالات پر غور کریں گے۔

سوال ۵.۸: فرض کریں مساوات 24.5 میں دی گئی ہملٹنی کے لیے آپ شرودنگر مساوات 25.5 کا حل $\Psi(r_1, r_2, r_3, \dots, r_Z)$ حاصل کر پائیں۔ آپ اس سے ایک ایسا مکمل تشافل تفاعل ایک مکمل خلاف تشافل تفاعل کس طرح بننا پائیں گے جو شرودنگر مساوات کو کسی توانائی کیلئے مطمئن کرتا ہو۔

۵.۲.۱ ہلیم

ہائیڈروجن کے بعد سب سے زیادہ جوہر ہلیم $Z = 2$ ہے۔ اس کا ہملٹنی

$$(۵.۲۷) \quad H = -\frac{h^2 \Delta_1^2}{2m} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{r_1} + -\frac{h^2 \Delta_2^2}{2m} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{r_2} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{|r_1 - r_2|},$$

بار Ze کے مرکزہ کے دو ہائیڈروجن ٹا ہیلٹنی الیکٹران 1 اور دوسرا الیکٹران 2 کے ساتھ دو الیکٹران کے بیچ توانائی دماغ پر مشتمل ہوگا۔ یہ آخری جزو ہماری پریشانیوں کا سبب بنتا ہے۔ اس کو نظر انداز کرتے ہوئے مساوات شرودنگر متبادل علیحدگی ہوگا۔ اور اس کے حلوں کو نصف پوہر رداس مساوات 72.4 اور چارگٹ پوہر توانائیوں مساوات 70.4 کے حسب سبب کی صورت میں سوال 16.4 پر دوبارہ نظر ڈالیں کہ ہائیڈروجن تفاعلات موج کے حاصل ضرب

$$\Psi(r_1, r_2) = \Psi_{nlm}(r_1)\Psi_{n'l'm'}(r_2), \quad [5.28]$$

کی صورت میں لکھا جاسکتا ہے۔ کل توانائی درج ذیل ہوگی جس میں $E_n = -13.6/n^2 \text{ eV}$ ہوگا۔

$$E = 4(E_n + E_{n'}), \quad [5.29]$$

بالخصوص زمینی حال درج ذیل ہوگا۔

$$\Psi_0(r_1, r_2) = \Psi_{100}(r_1)\Psi_{100}(r_2) = \frac{8e^{-2(r_1 + r_2)/a}}{\pi a^3}, \quad (5.28)$$

مساوات 80.4 دیکھیں اور اس طرح کی توانائی درج ذیل ہوگی۔

$$E_0 = 8(-13.6 \text{ eV}) = -109 \text{ eV}. \quad [5.31]$$

چونکہ ψ_0 تشاتل تفاعل ہے لہذا چکر حال کو خلاف تشاتل ہونا ہوگا اور یوں ہلیم کے زمینی حال کا تنظیم یکتا ہوگا۔ جس میں چکر ایک دوسرے کے مخالف صنف بند ہوں گے۔ حقیقت میں ہلیم کا زمینی حال یقیناً یکتا ہے۔ لیکن اس کی توانائی تجرباتی طور پر 78.975 eV حاصل ہوتی ہے۔ جو مساوات 31.5 سے کافی مختلف ہے۔ یہ حیرت کی بات نہیں ہے کہ ہم نے الیکٹران کی توانائی دماغ کو مکمل طور پر نظر انداز کیا جو چھوٹی مقدار نہیں ہے۔ یہ ایک مثبت مقدار ہے۔ مساوات 27.5 دیکھیں۔ جس کو شامل کرتے ہوئے کل توانائی 109 کی بجائے 79 eV ہوگی۔ سوال 11.5 دیکھیں۔ ہلیم جہان حالات

$$\Psi_{nlm}\Psi_{100}. \quad [5.32]$$

ہائیڈروجن زمینی حال میں ایک الیکٹران اور دوسرا جہان حال پر مشتمل ہوگا۔ دونوں الیکٹران کو جہان حالات میں لے جاتے ہی ایک فوراً زمینی حال میں واپس گر کر توانائی خارج کرتا ہے جو دوسرے الیکٹران کو جوہر سے باہر پھینکتا ہے۔ ($E > 0$)۔ یوں ایک آزاد الیکٹران اور ہلیم باردار یہ (He^+) حاصل ہوگا۔ یہ باذات خود ایک دلچسپ نظام ہے جس پر ہم یہاں بات نہیں کر رہے ہیں۔ سوال 9.5 دیکھیں۔ ہم ہمیشہ کی طرح تشاتل اور خلاف تشاتل حالات تیار کر سکتے ہیں۔ مساوات 10.5؛ اول الفکر خلاف تشاتل چکر تنظیم یکتا کے ساتھ جائے گا۔ جنہیں پیراہلیم کہتے ہیں۔ جبکہ مؤخر ذکر کو تشاتل چکر تنظیم بہت درکار ہوگی اور انہیں اور تھوہلیم کہتے ہیں۔ زمینی حال لازماً پیراہلیم ہوگا جبکہ جہان حالات دونوں روپ میں پائے جاتے ہیں۔ جیسا ہم نے حصہ 2.1.5 میں دریافت کیا۔ تشاتل فضائی حال الیکٹرانز کو متعریب لاتا ہے۔ جس کی بنا ہم توقع کرتے ہیں کہ پیراہلیم کی باہم متعادل توانائی زیادہ ہوگی۔ یقیناً تجربیات سے تصدیق ہوتی ہے کہ اور تھوہلیم کے لحاظ سے پیراہلیم حالات کی توانائی زیادہ ہے۔ شکل 2.5 دیکھیں۔

سوال ۵.۹:

ا. فرض کریں کہ آپ ہلیم ایٹم کے دونوں الیکٹرانز کو $2n$ حال میں رکھتے ہیں۔ خارج الیکٹران کی توانائی کیا ہوگی۔

ب. ہلیم بارڈاریہ He^+ کی تیف پر مقدار ی تجزیہ کریں۔

سوال ۵.۱۰: ہلیم کی توانائیوں کی سطح پر درج ذیل صورت میں کیفی تجزیہ کریں۔ (الف) اگر الیکٹران یکساں بوزون ہوتے۔ (ب) اگر الیکٹران متماثل ممیز ہوتے۔ جبکہ ان کی کمیت اور بار سبب ہوتا۔ فرض کریں کہ الیکٹران کا چکر اب بھی $\frac{1}{2}$ ہے اور ان کی تنظیم چکر یکت اور سہت ہے۔

سوال ۵.۱۱:

ا. مساوات 30.5 میں دی گئی حال Ψ_0 کیلئے $\left(\frac{1}{|r_1 - r_2|}\right)$ کا حساب لگائیں۔ اشارہ: کری محدود استعمال کرتے ہوئے قطبی محور کو r_1 پر رکھتے ہوئے تاکہ

$$|r_1 - r_2| = \sqrt{(r_1)^2 + (r_2)^2 - 2r_1r_2 \cos \theta_2}. \quad (5.29)$$

ہو۔ پہلے d^3r_2 کا مکمل حل کریں۔ زاویہ θ_2 کے لحاظ سے مکمل آسان ہے۔ بس اتنا یاد رکھیں کہ آپ کو مثبت۔ جبزولینا ہوگا۔ آپ کو r_2 مکمل دو ٹکڑوں میں تقسیم کرنا ہوگا۔ پہلا صفر سے r_1 تک اور دوسرا r_1 سے ∞ تک۔ جواب: $\frac{5}{4a}$ ۔

ب. جبزوالف کا نتیجہ استعمال کرتے ہوئے ہلیم کی زمینی حال میں الیکٹران کا باہمی متعامل توانائی کا اندازہ لگائیں۔ اپنے جواب کو الیکٹران وولٹ کی صورت میں پیش کریں۔ اور اس کو E_0 مساوات 31.5 کے ساتھ جمع کر کے زمینی حال توانائی کی بہتر تخمینہ حاصل کریں۔ اس کا موازنہ تجرباتی قیمت کے ساتھ کریں۔ دھیان رہے کہ اب بھی آپ تخمینہ تفاع عمل موج کے ساتھ کام کر رہے ہیں۔ لہذا آپ کا جواب ٹھیک تجرباتی جواب نہیں ہوگا۔

۵.۲.۲ دوری جدول

بھاری جوہروں کے زمینی حال الیکٹران تنظیم اسی طرح جوڑ کر حاصل کی جاتی ہے۔ پہلی تخمینہ کی حد میں انکی باہمی توانائی دفع کو مکمل طور پر نظر انداز کرتے ہوئے بار Z_e کے مرکزہ کے کولمب محفہ میں یک ذرہ ہائڈروجن حالات (n, l, m) جنہیں مدار چے کہتے ہیں کہ افنرادوی الیکٹران مکین ہوں گے۔ اگر الیکٹران بوزان یا متماثل ممیز ذرات ہوتے تب یہ زمینی حال $(1, 0, 0)$ گر جاتے اور کیمیا انتی دلچسپ نہ ہوتی۔ حقیقت میں الیکٹران یکساں صفر میان ہے جن پر پولی اصول منات لاگو ہوتا ہے لحاظ کسی ایک مدار چے میں صرف دو الیکٹران رہ سکتے ہیں ایک ہم میدان اور ایک حنلاف میدان بلکہ یہ کہن زیادہ درست کہ یکتا تنظیم میں الیکٹران رہ سکتے ہیں۔ کسی بھی n کی قیمت کے لیے n^2 ہائڈروجنی تفاعلات موج پائے جاتے ہیں جن میں سے ہر ایک کی توانائی E_n ہوگی یوں $n = 1$ خول میں دو الیکٹرانوں کی جگہ $n = 2$ خول میں آٹھ $n = 3$ میں اٹھارہ اور n میں خول میں $2n^2$ الیکٹرانوں کی جگہ ہوگی۔ کیفی طور پر بات کرتے ہوئے دوری جدول کے نقلی صنف افنرادوی خول کو بھرنے کے مسترد افن ہے اگر کشی پوری کہانی نہیں ہے چونکہ ایسا ہونے کی صورت میں انکی لسیاں 2, 8, 18, 32, 50, وغیرہ ہوتی

ناکہ 2, 8, 8, 18, 18، وغیرہ ہم جلد دیکھیں گے کہ الیکٹرانوں کی باہمی توانائی دفع اس شمار کو کس طرح خراب کرتا ہے۔

ہیلیم کا $n = 1$ خول مکمل طور پر بھرا ہوگا لحاظ لگایا جوہر لیتیم $Z = 3$ کو ایک الیکٹران $n = 2$ خول میں رکھنا ہوگا۔ اب $n = 2$ کی صورت میں $l = 0$ یا $l = 1$ ہو سکتا ہے۔ تیس الیکٹران ان میں سے کس ایک کا انتخاب کرے گا؟ چونکہ بوہر توانائی n پر منحصر ہوتی ہے ناکہ l پر لحاظ الیکٹران کا باہمی عمل نہ ہونے کی صورت میں ان دونوں کی توانائی ایک دوسرے جیسی ہوگی۔ تاہم درج ذیل وجہ کی بنا الیکٹران کی توانائی دفن l کی کم سے کم قیمت کی طرف داری کرتی ہے۔ زاویائی معیارے حرکت الیکٹران کو بے روئی روح دھکیلنے کی کوشش کرتا ہے اور الیکٹران جتنا مرکز اسے دور ہوتا ہے اتنا ہی یہ مرکز ابتر چھپاتا ہے۔ ہم کہہ سکتے ہیں کہ اندرونی الیکٹران کو مرکز کا پورا Z نظر آتا ہے جب کہ بے روئی الیکٹران کو مشکل ہے e سے زیادہ موثر نظر آتا ہے۔ یوں کسی بھی ایک ہول میں کم سے کم توانائی کا حال یعنی دوسرے لفظوں میں سب سے سخت مقید الیکٹران $l = 0$ ہوگا۔ اور بڑھتے l کے ساتھ توانائی بڑھے گی اس طرح تھیم میں تیس الیکٹران مدار جب $(2, 0, 0)$ کا مقید ہوگا۔ اگلا جوہر بیریلیم جس $Z = 4$ ہے اسی حال میں ہوگا لیکن اس کا چکر مخالف رخ ہوگا لیکن بوران $Z = 5$ کو $l = 1$ استعمال کرنا ہوگا۔ اسی طرح چلتے ہوئے ہم نین $Z = 10$ تک پہنچتے ہیں جہاں $n = 2$ ہول مکمل بھرا ہوگا اور ہم دوری جدول کی اگلی صف کو پہنچ کر $n = 3$ ہول کو بھرنا شروع کرتے ہیں۔ آغاز میں دو جوہر سوڈیم اور مسیگنیم ہیں جنکا $l = 0$ ہے اور اس کے بعد لیتیم سے آرگان تک چھ ایسے جوہر ہیں جن کے لیے $L = 1$ ہوگا۔ آرگان کے بعد ہم توقع کرتے ہیں کہ دس ایسے جوہر پائے جائیں جن کے لیے $n = 3$ اور $l = 1$ ہوگا البت یہاں پہنچ کر اندرونی الیکٹران مرکز اکو اتنی خوش اسلوبی کے ساتھ پردہ کرتے ہیں کہ یہ اگلے ہول کو بھی ڈنگتا ہے لہذا پوٹیشیم ($Z = 19$) اور کیلشیم ($Z = 20$)، ($l = 2$)، ($n = 3$) کی بجائے ($L = 0$)، ($n = 4$) منتخب کرتے ہیں۔ اس کے بعد ہم نیچے اتر کر سیکنڈیم سے زئبک تک کے جوہر اٹھاتے ہیں جن کے لیے $n = 3$ اور $l = 2$ ہوگا۔ اس کے بعد گیلیم سے کرپٹان تک $l = 1$ اور $n = 4$ ہوگا جس کے آخر میں ہم دوبارہ قبل از وقت اگلی صف $n = 5$ کو چھلانگ لگاتے ہیں اور بعد میں واپس اتر کر $n = 4$ ہول کے وہ مدار بے جن کے لیے $l = 3$ اور $l = 2$ ہوں پر کرتے ہیں۔ یہاں جوہری حالات کی متدیم نام جنہیں تمام ماہر کیات اور تبیات کے زیادہ تر ماہرین استعمال کرتے ہیں پر تبصرہ کرنا ضروری ہوگا اس کی وجہ شاید صرف انیسویں صدی کے تیز پیمانی کاروں کو معلوم ہوگا کہ l کو s کہتے ہیں $l = 1$ کو p کہتے ہیں، $l = 2$ کو d کہتے ہیں اور $l = 3$ کو f کہتے ہیں۔ میرے خیال سے اس کے بعد وہ سیدھی راہ پر آگئے اور انہوں نے عسرونہ تہی کے تحت (g, h, i, j, k, l) وغیرہ نام دینا شروع کیا۔ انہوں نے ہماری ناکہ میں دم کرنے کی خاطر n کو نظر انداز کیا۔ کسی ایک الیکٹران کے حال کو (n, l) کی جوڑی ظاہر کرتی ہے جہاں عدد n حال کو اور حرف l مدار جی زاویائی معیار حرکت کو ظاہر کرتا ہے۔ کو انٹم عدد m کا ذکر نہیں کیا جاتا لیکن قوت نما میں حال کے مقین الیکٹرانوں کی تعداد لکھی جاتی ہے۔ یوں درج ذیل تنظیم

(۵.۳۰)

$$(1s)^2(2s)^2(2p)^2$$

کہتی ہے کہ مدار جب $(1, 0, 0)$ میں 2 الیکٹران، مدار جب $(2, 0, 0)$ میں 2 جبکہ مدار بے $(2, 1, 1)$ ، $(2, 1, 0)$ اور $(2, 1, -1)$ کے کسی ملاپ میں 2 الیکٹران پائے جاتے ہیں۔ یہ درحقیقت کاربن کا زمینی حل ہے۔ اس مثال میں 2 الیکٹران ایسے پائے جاتے ہیں جن کے مدار جی زاویائی معیارے حرکت کو انٹم عدد m کا ایک ہے لہذا مدار جی زاویائی معیار حرکت کو انٹم عدد m کا ایک ہے لہذا اگلے مدار جی زاویائی معیار حرکت کو انٹم نمبر l کسی ایک ذرہ کی جبکہ L کل قیمت کو ظاہر کرتا ہے۔ ایک، دو یا مضمر ہو سکتا ہے۔ جبکہ $(1s)$ کے دو الیکٹران ایک دوسرے کے ساتھ یکساں

حال میں بندھے ہیں اور ان کا کل چکر صفر ہوگا۔ یہی کچھ (2S) کے دو الیکٹرانوں کے لئے بھی ہوگا لیکن (2p) کے دو الیکٹران یا تو یک نظام اور یا بہت نظام میں ہوں گے۔ یوں کل چکر کو انٹیم عدد S کل کو ظاہر کرنے کے لئے بڑا حرف استعمال ہوگا۔ جس کی قیمت ایک یا صفر ہو سکتی ہے۔ ظاہر ہے میزان کل مدارچی جمع چکر J کی قیمت تین، دو، ایک یا صفر ہو سکتی ہے۔ کسی ایک جوہر کے لئے ان کل قیمتوں کو ہن قواعد (سوال 1.5 دیکھیں) سے حاصل کیا جاسکتا ہے۔ نتیجہ کو درجہ ذیل روپ میں لکھا جاسکتا ہے۔

(۵.۳۱)

$$2S+1L_J$$

جہاں J اور S اعداد جبکہ L ایک حرف ہوگا اور چونکہ ہم کل کی بات کر رہے ہیں لہذا یہ بڑا حرف ہوگا کاربن کا زمینی حال 3D ہے جس کا کل چکر ایک ہے جس کی بت 3 لکھا گیا ہے کل مدارچی زاویائی معیار حرکت۔ ایک ہے لہذا 1p لکھا گیا ہے اور میزان کل زاویائی معیار حرکت صفر ہے لہذا صفر لکھا گیا ہے۔ جدول ۵.۱ میں دوری جدول کے ابتدائی چار صفوں کے لئے انفرادی تنظیم اور کل زاویائی معیار حرکت مساوات 34.5 کی روپ میں پیش کئے گئے ہیں۔

سوال ۵.۱۲: جز الف: دوری جدول کے ابتدائی دو صفوں کے لئے نیویون تک مساوات 33.5 کی روپ میں تنظیم الیکٹران پیش کر کے ان کی تصدیق جدول ۵.۱ کے ساتھ کریں۔
جز ب: ابتدائی چار عناصر کے لئے مساوات 34.5 کی روپ میں ان کا مطابقتی کل زاویائی معیار حرکت تلاش کریں۔ بوران، کاربن اور نائٹروجن کے لئے تمام ممکنات پیش کریں۔

سوال ۵.۱۳: جز الف: ہن کا پہلا قاعدہ کہتا ہے کہ باقی چیزیں ایک جیسا ہونے کے لیے صورت میں وہ حال جس کا کل چکر زیادہ سے زیادہ ہوگی کم سے کم توانائی ہوگی۔ ہیلیم کے ہن حالات کے لیے یہ کیا پیشگوئی کرتا ہے۔
جز ب: ہن کا دوسرا قاعدہ کہتا ہے کہ کسی ایک چکر کی صورت میں مجموعی طور پر خلاف تشاکلیت پر پورا اترتا ہو۔ وہ حال جس کی مدارچی زاویائی معیار حرکت 1L زیادہ سے زیادہ ہوگی توانائی کم سے کم ہوگی۔ کاربن کے لئے 2=1 کیوں نہیں ہوگا؟ اشارہ سیرھی کا بالائی سر (M_L = L) تشاکلی ہے۔

جز ج: ہن کا تیسرا قاعدہ کہتا ہے کہ اگر ایک ذیلی خول (n, l) نصف سے زیادہ بھرا ہوا ہو تب کم سے کم توانائی کی سطح کے لئے |L - S| ہوگا۔ اگر یہ نصف سے زیادہ بھرا ہو تب J = L + S کی توانائی کم سے کم ہوگی۔ اس حقیقت کو استعمال کرتے ہوئے سوال 12.5 ب میں بوران کے مسئلہ سے شک دور کرے۔

جز د: قواعد ہن کے ساتھ حقیقت استعمال کرتے ہوئے کہ تشاکلی چکر کی حال کے ساتھ خلاف تشاکلی موزہ حال کے ساتھ خلاف تشاکل چکر حال استعمال ہوگا۔ سوال 12.5 ب میں کاربن اور نائٹروجن میں درپیش مشکلات سے چھکارا حاصل کریں۔ اشارہ کسی بھی حال کی تشاکلی جاننے کی خاطر سیرھی کے بالائی سر سے آغاز کریں۔

سوال ۵.۱۴: دوری جدول کے چھٹے صف میں عنصر چار ساٹھ ڈسپر وسمیم کا زمینی حال I₈⁵ ہے۔ اس کے کل چکر کل مدارچے اور میزان کل زاویائی معیار حرکت کو انٹیم کل حالات کیا ہوں گے۔ ڈسپر وسمیم کے الیکٹران کی تنظیم کا حاکم کیا ہو سکتا ہے۔

جدول ۵.۱: دوری جدول کے اولین چار قطروں کی الیکٹران تنظیم

عنصر	تنظیم	Z
H	$(1s)$	1
He	$(1s)^2$	2
Li	$(\text{He})(2s)$	3
Be	$(\text{He})(2s)^2$	4
B	$(\text{He})(2s)^2(2p)$	5
C	$(\text{He})(2s)^2(2p)^2$	6
N	$(\text{He})(2s)^2(2p)^3$	7
O	$(\text{He})(2s)^2(2p)^4$	8
F	$(\text{He})(2s)^2(2p)^5$	9
Ne	$(\text{He})(2s)^2(2p)^6$	10
Na	$(\text{Ne})(3s)$	11
Mg	$(\text{Ne})(3s)^2$	12
Al	$(\text{Ne})(3s)^2(3p)$	13
Si	$(\text{Ne})(3s)^2(3p)^2$	14
P	$(\text{Ne})(3s)^2(3p)^3$	15
S	$(\text{Ne})(3s)^2(3p)^4$	16
Cl	$(\text{Ne})(3s)^2(3p)^5$	17
Ar	$(\text{Ne})(3s)^2(3p)^6$	18
K	$(\text{Ar})(4s)$	19
Ca	$(\text{Ar})(4s)^2$	20
Sc	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)$	21
Ti	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^2$	22
V	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^3$	23
Cr	$(\text{Ar})(4s)(3d)^5$	24
Mn	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^5$	25
Fe	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^6$	26
Co	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^7$	27
Ni	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^8$	28
Cu	$(\text{Ar})(4s)(3d)^{10}$	29
Zn	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^{10}$	30
Ga	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^{10}(4p)$	31
Ge	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^{10}(4p)^2$	32
As	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^{10}(4p)^3$	33
Se	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^{10}(4p)^4$	34
Br	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^{10}(4p)^5$	35
Kr	$(\text{Ar})(4s)^2(3d)^{10}(4p)^6$	36

۵.۳ ٹھوس اجسام

ٹھوس حال میں ہر جوہر کے بیرونی ڈیلے مقبدر گرضقی الیکٹرانوں میں سے چند ایک علیحدہ ہو کر کسی مخصوص موروثی مرکزہ کے کولوم میدان سے آزاد، تمام قتمی حبال کے محفیا کے زیر اثر حرکت کرنا شروع کرتے ہے اس حصہ میں ہم تو بہت سادے نمونوں پے غور کرے گے۔ پہلا نمونہ الیکٹرون گیس نظریہ ہے جو سمر فیل نے پیش کیا اس نمونے میں سرحد کے اثرات کے علاوہ باقی تمام قوتوں کو نظر انداز کیا جاتا ہے اور الیکٹرانوں کو لامتناہی چپ کور کٹواں کے تین آبادی مشاثل کی طرح ڈبے میں آزاد ذرات تصویر کیا جاتا ہے۔ دوسرا نمونہ بلخ نظریہ کہایا جاتا ہے الیکٹرون کی بھی دفاع کو نظر انداز کرتے ہوئے باقاعدگی سے ایک جیتنے فاصلے پر مثبت بار کے مرکزہ کو دوری محفیه سے ظاہر کرتا ہے، یہ نمونے ٹھوس اجسام کی کوانٹم نظریے کی طرف پہلے لڑکھڑاتے قدم ہیں۔ اس کے باوجود یہ پولی حصولات کا جموت میں گہرا کردار اور موصل، غیر موصل اور نیم موصل کی حیرت کن برقی خواص پر روشنی ڈالنے میں مدد دیتی ہے۔

۵.۳.۱ آزاد الیکٹرون گیس

فرض کرے ایک ٹھوس جسم مستطیل چکل کا ہے جس کے اصلا l_x, l_y اور l_z ہے اور فرض کرے کے اس کے اندر الیکٹرون پر کوئی قوت اثر انداز نہیں ہو سکی ماسوائے نا متابل گزر دیواروں کے۔

$$(۵.۳۲) \quad V(x, y, z) = \begin{cases} 0 & 0 < x < l_x, \quad 0 < y < l_y, \quad 0 < z < l_z \\ \infty & \text{otherwise} \end{cases}$$

شرودنگر مساوات

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi = E \psi$$

$$\psi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z)$$

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2 X}{dx^2} = E_x X; \quad \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2 Y}{dy^2} = E_y Y; \quad \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2 Z}{dz^2} = E_z Z$$

اور

$$E = E_x + E_y + E_z$$

درج ذیل لیتے ہوئے،

$$k_x \equiv \frac{\sqrt{2mE_x}}{\hbar}, \quad k_y \equiv \frac{\sqrt{2mE_y}}{\hbar}, \quad k_z \equiv \frac{\sqrt{2mE_z}}{\hbar}$$

ہم عمومی حل حاصل کرتے ہے۔

$$X(x) = A_x \sin(K_x x) + B_x \cos(K_x x) \quad Y(y) = A_y \sin(K_y y) + B_y \cos(K_y y) \quad Z(z) = A_z \sin(K_z z) + B_z \cos(K_z z) \quad (۵.۳۳)$$

سرحدی شرائط کے تحت

$$X(0) = Y(0) = Z(0), B_x = B_y = B_z = 0, X(l_x) = Y(l_y) = Z(l_z) = 0$$

ہوگا۔ لہذا درج ذیل ہوگا۔

$$k_x l_x = n_x \pi, k_y l_y = n_y \pi, k_z l_z = n_z \pi$$

جہاں ہر n ایک مثبت عدد صحیح ہے۔

$$n_x = 1, 2, 3, \dots \quad n_y = 1, 2, 3, \dots \quad n_z = 1, 2, 3, \dots$$

معمول شدہ تغاوت موج درج ذیل ہونگے۔

$$\psi_{n_x n_y n_z} = \sqrt{\frac{8}{l_x l_y l_z}} \sin\left(\frac{n_x \pi}{l_x} x\right) \sin\left(\frac{n_y \pi}{l_y} y\right) \sin\left(\frac{n_z \pi}{l_z} z\right)$$

اور اجبازاتی توانائیاں درج ذیل ہونگی۔

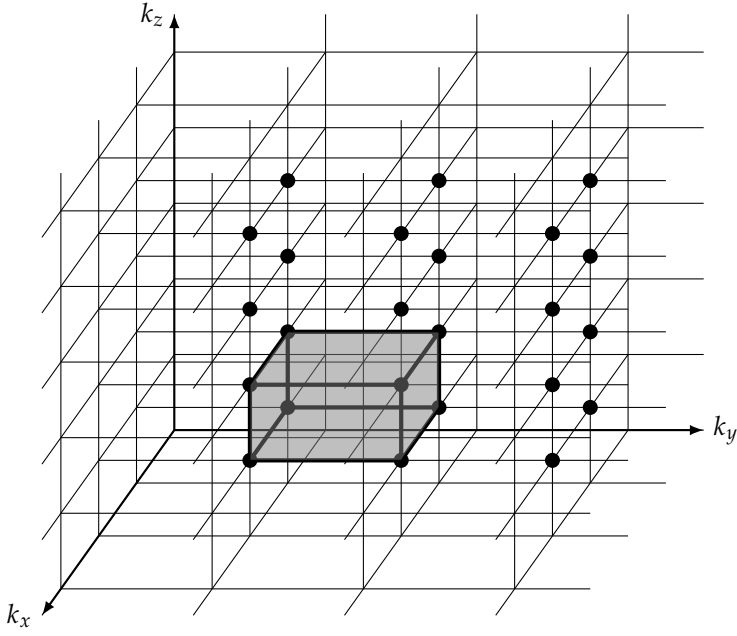
$$E_{n_x n_y n_z} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m} \left(\frac{n_x^2}{l_x^2} + \frac{n_y^2}{l_y^2} + \frac{n_z^2}{l_z^2} \right) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

جہاں سمتیاں موج، $k \equiv (k_x, k_y, k_z)$ کی مطلق قیمت K ہوگی۔

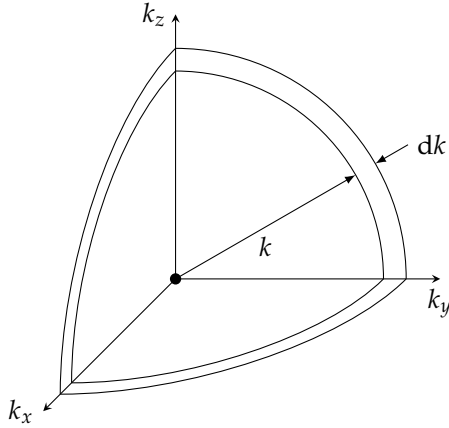
اگر آپ ایک تین آبادی فضا کا تصویر کرے جس کے محور k_x, k_y, k_z ہو اور جس پر $k_x = \frac{\pi}{l_x}, k_y = \frac{2\pi}{l_y}, k_z = \frac{3\pi}{l_z}, \dots$ اور $k_x = \frac{\pi}{l_x}, k_y = \frac{2\pi}{l_y}, k_z = \frac{3\pi}{l_z}, \dots$ پر سیدھے سطوت پائے جاتے ہو تب ہر انفرادی نقطہ تکا تے ایک منفرد یک ذرا سا کن حال دیکھا (شکل ۵.۲)۔ اس حال میں ہر ایک خانہ لہذا ہر ایک حال کی فضا میں درج ذیل حجم گھمیرے گا، جہاں پورے جسم کا حجم ہے۔

$$\frac{\pi^3}{l_x l_y l_z} = \frac{\pi^3}{V}$$

فرض کریں مادہ کے ایک ٹکڑا میں N جوہر پائے جاتے ہوں اور ہر جوہر اپنے حصے کے آزاد الیکٹرون دیتا ہو۔ عملاً کسی بھی کلاں بینی جسامت کے چیز کے لیے N کی قیمت بہت بڑی ہوگی جو ایوگا درو عدد میں لگی جائے گی جبکہ q ایک چھوٹا عدد مثلاً 1 یا 2 ہوگا۔ اگر الیکٹرون پوزان یا متابل ممیز ذرات ہوتے تب وہ زمینی حال ψ_{111} میں سکونیت اختیار کرتے حقیقتاً الیکٹرون یکساں فضا میں جن پر پالی اصول مناسط کا اطلاق ہوتا ہے لحاظ کسی بھی حل کی ممکن صرف دو الیکٹرون ہو سکتے ہیں۔ یہ k فضا میں ایک کرہ کا ایک ٹکڑا k_F تک بھرے گی جس کو اس حقیقت سے تعین کیا جاسکتا ہے کہ الیکٹران کی ہر ایک جوڑی کو $\frac{\pi^3}{V}$ حجم درکار ہوگا (مساوات 40.5)۔



شکل ۵.۲: آزاد الیکٹران گیس۔ حال کا ہر نقطہ تقاطع ایک ساکن حال کو ظاہر کرتا ہے۔ ایک ”ڈبا“ کو سیاح دکھایا گیا ہے۔ ایک ڈب کے لئے ایک حال پایا جاتا ہے۔



شکل ۵.۳: کروی پوست کا k فضا میں ایک نمونہ۔

$$\frac{1}{8} \left(\frac{4}{3} \pi k_F^3 \right) = \frac{Nq}{2} \left(\frac{\pi^3}{V} \right)$$

یوں

$$(۵.۳۴) \quad k_F = (3\rho\pi^2)^{\frac{1}{3}}$$

جہاں

$$(۵.۳۵) \quad \rho \equiv \frac{Nq}{V}$$

آزاد الیکٹران کثافت ہے (آزاد حجم میں الیکٹرانوں کی تعداد)۔

k فضا میں ممکن اور غیر ممکن حالات کی سرحد کو فرمی سطح کہتے ہیں (اسی کی بنیاد پر نوشت میں F لکھا گیا)۔ اس سطح پر طاقتی توانائی کو فرمی توانائی E_F کہتے ہیں۔ آزاد الیکٹران گیس کے لیے درج ذیل ہوگا۔

$$(۵.۳۶) \quad E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\rho\pi^2)^{\frac{2}{3}}$$

الیکٹران گیس کی کل توانائی کو درج ذیل طریقے سے حل کیا جاسکتا ہے۔ ایک خول جس کی موٹائی dk شکل ۵.۳ ہوگا

$$\frac{1}{8} (4\pi k^2) dk$$

لحاظ اس خول میں الیکٹرون حالات کی تعداد درج ذیل ہوگی

$$\frac{2[(\frac{1}{2})\pi k^2 dk]}{\pi^3/V} = \frac{V}{\pi^2} k^2 dk$$

ان میں سے ہر ایک حال کی توانائی $\frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ مساوات 5.39 لحاظ خول کی توانائی

$$(۵.۳۷) \quad dE = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \frac{V}{\pi^2} k^2 dk$$

اور کل توانائی درج ذیل ہوگی

$$(۵.۳۸) \quad E_{tot} = \frac{\hbar^2 V}{2\pi^2 m} \int_0^{k_F} k^4 dk = \frac{\hbar^2 k_F^5 V}{10\pi^2 m} = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 Nq)^{\frac{5}{3}}}{10\pi^2 m} V^{-\frac{2}{3}}$$

کوانٹم میکانی توانائی کا کردار کچھ ایسا ہی ہے جیسا کہ گیس میں اندرونی حرارتی توانائی U کا ہوتا ہے۔ بل خصوص یہ دیواروں پر ایک دباؤ پیدا کرتا ہے اور اگر ڈبلے کے حجم میں dV کا اضافہ ہو تب کل توانائی میں درج ذیل کمی رونما ہوگی

$$dE_{tot} = -\frac{2}{3} \frac{\hbar^2 (3\pi^2 Nq)^{\frac{5}{3}}}{10\pi^2 m} V^{\frac{5}{3}} dV = -\frac{2}{3} E_{tot} \frac{dV}{V}$$

جو بیرون پر کوانٹم دباؤ P کا کیا ہوا کام $dW = PdV$ نظر آتا ہے

$$(۵.۳۹) \quad P = \frac{2}{3} \frac{E_{tot}}{V} = \frac{2}{3} \frac{\hbar^2 k_F^5}{10\pi^2 m} = \frac{(3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \hbar^2}{5m} \rho^{\frac{5}{3}}$$

یہ اس سوال کا جزوی جواب ہے کہ ایک ٹھنڈا ٹھوس شہ اندر کی طرف منہ نہ کیوں نہیں ہو جاتا۔ ایک اندرونی کوانٹم میکانی دباؤ توازن برقرار رکھتی ہے جس کا الیکٹرون کے باہمی دفع جنہیں ہم نظر انداز کر چکے ہیں یا حرارتی حرکت جس کو ہم خارج کر چکے ہیں کے ساتھ کوئی تعلق نہیں ہے۔ بلکہ جو یکساں فرمیان کی ضرورت خلاف تشکلیت سے پیدا ہوتا ہے۔ اس کو بعض اوقات انحطاطی دباؤ کہتے ہیں اگرچہ منطقی دباؤ بہتر اصطلاح ہوگی۔

سوال ۵.۱۵: ایک آزاد الیکٹرون کی اوسط توانائی $\frac{E_{tot}}{Nq}$ کو فرمی توانائی کے قصور کی صورت میں لکھیں۔

جواب: $\frac{3}{5} E_F$

سوال ۵.۱۶: تانبہ کی کثافت 8.96 g cm^{-3} ہے جبکہ اس کا جوہری وزن 63.5 g mol^{-1} ہے۔

(الف) مساوات ۵.43 استعمال کرتے ہوئے $q = 1$ لیتے ہوئے تانبے کی فرمی توانائی کا حساب لگا کر نتیجہ کو الیکٹرون ولٹ کی صورت میں لکھیں۔

(ب) الیکٹران کی مطابقتی سمتی رفتار کیا ہوگی؟ اشارہ: $(\frac{1}{2})mv^2 = E_F$ لیں۔ کیا تانبے میں الیکٹرون کو غیر اضافی تصور کرنا خطرے سے باہر ہوگا؟

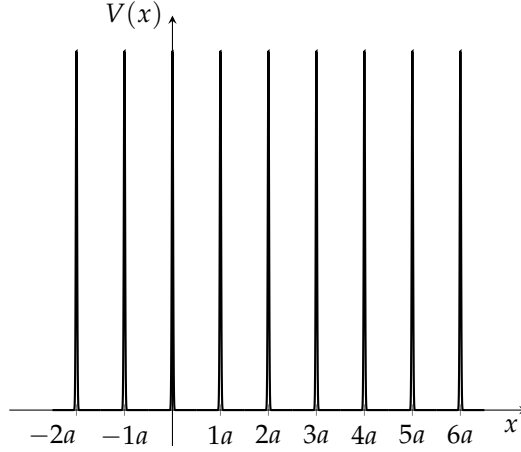
(ج) تانبہ کے لیے کس درجہ حرارت پر امتیازی حرارتی توانائی $k_B T$ جہاں k_B بولٹزمن مستقل اور T کیلون حرارت ہے فرمی توانائی کے برابر ہوگا؟ تبصرہ: اس کو فرمی حرارت کہتے ہیں۔ جب تک حقیقی حرارت فرمی حرارت سے کافی کم ہو مادہ کو ٹھنڈہ تصور کیا جاسکتا ہے اور اس میں الیکٹرون خپلے ترین متقابل پہنچ حال میں ہوں گے۔ چونکہ تانبے 1356 K پر گلتا ہے لحاظ رکھو کس تانبہ ہر صورت ٹھنڈہ ہوگا۔

(د) الیکٹران گیس نمونہ میں تانبہ کے لیے انحطاطی دباؤ مساوات ۵.46 کا حساب لگائیں۔

سوال ۵.۱۷: کسی جسم پر دباؤ میں معمولی کمی اور نتیجتاً حجم میں نصیبتی اضافہ کے تناسب کو جسم مقیاس کہتے ہیں۔

$$B = -V \frac{dP}{dV}$$

دیکھیں کہ آزاد الیکٹران نمونہ میں $P = \frac{5}{3} P$ ہوگا اور سوال (د) کا نتیجہ استعمال کرتے ہوئے تانبہ کے لیے جسم مقیاس کی اندازاً قیمت تلاش کریں۔ تبصرہ: تجربے سے حاصل قیمت $13.4 \times 10^{10} \text{ N m}^{-2}$ ہے



شکل ۵.۴: ڈیراک کنگھی۔ مساوات 57.5

مکمل درست۔ جواب کی توقع نہ کریں چونکہ ہم نے الیکٹران مرکزہ اور الیکٹران الیکٹران قوتوں کو نظر انداز کیا ہے! حقیقت میں یہ ایک حیرین کن نتیجہ ہے کہ حساب سے حاصل نتیجہ حقیقت کے اتنا متریب ہے۔

۵.۳.۲ پٹی دار ساخت

ہم آزاد الیکٹران نمونہ میں منظم وں وصلوں پر ساکن مثبت بار کے مرکزہ کی الیکٹرانوں پر قوت کو شامل کر کے بہتر نمونہ حاصل کرتے ہیں۔ ٹھوس اجسام کاروب نمایاں حد تک اس حقیقت پر مبنی ہے کہ اس کا مخفیہ دوری ہوتا ہے۔ مخفیہ کی حقیقی شکل و صورت مادہ کی تفصیلی رویہ میں کردار ادا کرتی ہے۔ یہ عمل دیکھنے کی خاطر میں سادہ ترین نمونہ تیار کرتا ہوں جس سے یک بُعدی ڈیراک کنگھی کہتے ہیں اور جو ایک جتنے برابر وں وصلوں پر نوکیلی ڈیلٹا انفعالات پر مشتمل ہوتا ہے (شکل ۵.۴)۔ لیکن اس سے پہلے میں ایک طاقتور مسئلہ پیش کرتا ہوں جو دوری مخفیہ کے مسائل کا حل نہایت سادہ بناتا ہے۔

دوری مخفیہ سے مراد ایسا مخفیہ ہے جو کسی مستقل وں وصلہ a کے بعد اپنے آپ کو دہراتا ہے۔

(۵.۴۰)

$$V(x + a) = V(x)$$

مسئلہ بلوچ کہتا ہے کہ دوری مخفیہ کے لیے مساوات شرودنگر،

(۵.۴۱)

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V(x)\psi = E\psi$$

کے حل سے مراد وہ تفاعل ایسا جاسکتا ہے جو درج ذیل شرط کو مطمئن کرتا ہو

$$\psi(x+a) = e^{iKa} \psi(x) \quad (5.۴۲)$$

جہاں K ایک مستقل ہے۔ یہاں مستقل سے مراد ایسا تفاعل ہے جو x کا تابع نہیں ہے اگرچہ یہ E کا تابع ہو سکتا ہے۔

مبوضتے: مان لیں D کے ایک ہٹاؤ عامل ہے:

$$Df(x) = f(x+a) \quad (5.۴۳)$$

دوری مخفیہ مساوات 5.47 کی صورت میں D ہیمیلٹنی کا مقبولی ہوگا:

$$[D, H] = 0 \quad (5.۴۴)$$

لاحظہ ہم H کے ایسے امتیازی تفاعلات چھنڈ سکتے ہیں جو بیک وقت D کے امتیازی تفاعلات بھی ہوں: $D\psi = \lambda\psi$ یا

$$\psi(x+a) = \lambda\psi(x) \quad (5.۴۵)$$

یہاں λ کسی صورت صفر نہیں ہو سکتا اگر یہ صفر ہو تب چونکہ مساوات 5.52 تمام x کے لیے مطمئن ہوگا لہذا ہمیں $\psi(x) = 0$ ملے گا جو قابل قبول امتیازی تفاعل نہیں ہے۔ کسی بھی غیر مخلوط عدد کی طرح اس کو قوت نہائی روپ میں لکھا جاسکتا ہے:

$$\lambda = e^{iKa} \quad (5.۴۶)$$

جہاں K ایک مستقل ہوگا۔

اس مقام پر مساوات 5.53 امتیازی متدرج λ لکھنے کا ایک انوکھا طریقہ ہے لیکن ہم جلد دیکھیں گے کہ K حقیقی ہے اور یوں اگرچہ $\psi(x)$ از خود غیر دوری ہے $|\psi(x)|^2$ جو درج ذیل ہے۔

$$|\psi(x+a)|^2 = |\psi(x)|^2 \quad (5.۴۷)$$

دوری ہوگا جیسا کہ ہم توقع کرتے ہیں۔

اب ظاہر ہے کہ کوئی بھی حقیقی ٹھوس جسم ہمیشہ کے لیے چلتا نہیں جائے گا بلکہ کہیں نہ کہیں اس کی سرحد پائی جائے گی جو $V(x)$ کی دوریرت کو ختم کرتے ہوئے مسئلہ بلوغ کو ناکارہ بن دے گی۔ تاہم کسی بھی کلاہین سطح کے قلم میں کئی ایوگا درو عدد کے برابر جو ہر پائے جائیں گے اور ہم فرض کر سکتے ہیں کہ تھوس جسم کی سطح سے بہت دور الیکٹران پر سطحی اثر متبادل نظر انداز ہوگا۔ ہم مسئلہ بلوغ پر پورا اترنے کی خاطر x کو ایک دائرے پر رکھتے ہیں تاکہ اس کی دم بہت بڑی تعداد $N \approx 10^{23}$ دوری فاصلوں کے بعد اس کے سر پر پایا جاتا ہو باضابطہ طور پر ہم درج ذیل سرحدی شرط ملط کرتے ہیں

$$\psi(x+Na) = \psi(x) \quad (5.۴۸)$$

یوں مساوات 5.49 کے تحت درج ذیل ہوگا

$$e^{iNKa}\psi(x) = \psi(x)$$

لاحظہ $NKa = 2\pi n$ یا $e^{iNKa} = 1$ ہوگا جس کے تحت درج ذیل ہوگا

$$K = \frac{2\pi n}{Na}, (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (5.49)$$

یہاں K لازماً حقیقی ہوگا مسئلہ بلوخ کی عنصاریت یہ ہے کہ ہمیں صرف ایک حسانہ مثلاً $(0 \leq x < a)$ کے وقفہ پر مسئلہ شروع کرنا ہوگا مساوات 5.49 کی بار بار اطلاق سے ہر جگہ کے حالات حاصل ہوں گے۔

اب فرض کریں کہ مخفیہ درحقیقت نوکیلی ڈیٹا انفاسلات ڈیراک کنگھی پر مشتمل ہو:

$$V(x) = \alpha \sum_{j=0}^{N-1} \delta(x - ja) \quad (5.50)$$

شکل 5.5 میں آپ تصور کریں گے کہ محور x کو یوں دائروی شکل میں گھومایا گیا ہے کہ N ویں نوکیلی تفاسل درحقیقت نقطہ $-a$ پر پایا جاتا ہے۔ اگرچہ یہ حقیقت پسند نمونہ نہیں ہے لیکن یاد رہے ہمیں دوریرت سے دلچسپی ہے۔ کلاسیکی طور پر دہراتا ہوا منطیلی مخفیہ استعمال کیا گیا جو اب بھی بہت سے مسنیقین کا پسندیدہ مخفیہ ہے خط $(0 < x < a)$ میں مخفیہ صفر ہوگا لحاظ

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi,$$

یا

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -k^2\psi,$$

ہوگا۔

جہاں ہمیشہ کہ طرح درج ذیل ہوگا

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}, \quad (5.51)$$

اس کا عمومی حل درج ذیل ہے

$$\psi(x) = A \sin(kx) + B \cos(kx), (0 < x < a). \quad (5.52)$$

مسئلہ بلوخ کے تحت مبادا کے بلکل بائیں ہاتھ پہلے حسانہ میں تفاسل موج درج ذیل ہوگا

$$\psi(x) = e^{-iKa} [A \sin k(x+a) + B \cos k(x+a)], (-a < x < 0). \quad (5.53)$$

نقطہ $x = 0$ پر ψ لازماً استمراری ہوگا لہذا

$$(۵.۵۴) \quad B = e^{-iKa} [A \sin(ka) + B \cos(ka)];$$

اس کے تفرق میں ڈیلٹا تفاعل کی زور کے برابر است متناسب عدم استمرار پائے جائے گی مساوات 2.125 جس میں α کی علامت اُلٹ ہوگی چونکہ یہاں کواں کی بجائے نوکیلی تفاعل پایا جاتا ہے

$$(۵.۵۵) \quad kA - e^{-iKa} k[A \cos(ka) - B \sin(ka)] = \frac{2m\alpha}{\hbar^2} B$$

مساوات 5.61 کو $A \sin(ka)$ کے لیے حل کرتے ہوئے درج ذیل حاصل ہوگا

$$(۵.۵۶) \quad A \sin(ka) = [e^{iKa} - \cos(ka)] B$$

اس کو مساوات 5.62 میں پُر کرتے ہوئے اور k_B کو منسوخ کرتے ہوئے

$$[e^{iKa} - \cos(ka)][1 - e^{-iKa} \cos(ka)] + e^{-iKa} \sin^2(ka) = \frac{2m\alpha}{\hbar^2 k} \sin(ka)$$

حاصل ہوگا۔

جس سے درج ذیل سادہ روپ حاصل ہوتا ہے

$$(۵.۵۷) \quad \cos(ka) = \cos(ka) + \frac{m\alpha}{\hbar^2 k} \sin(ka)$$

یہ ایک بنیادی نتیجہ ہے جس سے باقی سب کچھ احسنز ہوتا ہے۔ کردہ نیگ پنی مخفیہ ہاشیہ 18 دیکھیں کے لیے کلیہ زیادہ پیچیدہ ہوگا لیکن جو خود حوال ہم دیکھنے حبار ہے میں وہی اس میں بھی پائے جاتے ہیں۔

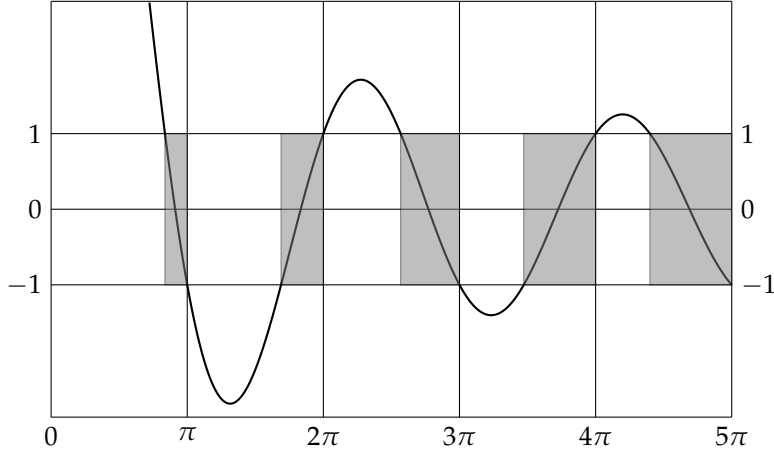
مساوات 5.64 کی ممکنات قیمتیں لحاظ اجازتی توانائیاں تعیین کرتی ہیں۔ علامت کو سادہ بنانے کی نقطہ نظر سے ہم درج ذیل لکھتے ہیں

$$(۵.۵۸) \quad z \equiv ka, \text{ and } \beta \equiv \frac{m\alpha a}{\hbar^2}$$

جس سے مساوات 5.64 کا دائیاں ہاتھ درج ذیل روپ اختیار کرتا ہے

$$(۵.۵۹) \quad f(z) \equiv \cos(z) + \beta \frac{\sin(z)}{z}$$

مستقل β بعدی ہے جو ڈیلٹا تفاعل کی زور کی ناپ ہے شکل ۵.۵ میں میں نے $\beta = 10$ کے لیے $f(z)$ کو ترسیم کیا ہے۔ یہاں دیکھنے کی اہم بات یہ ہے کہ $f(z)$ ساتھ $(-1, +1)$ سے باہر بھٹکتا ہے اور چونکہ $|\cos(Ka)|$

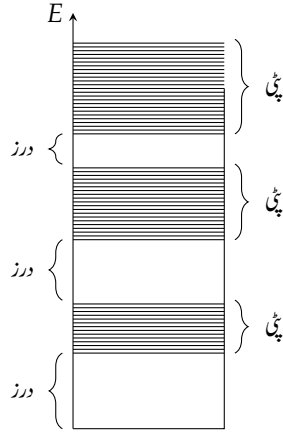


شکل ۵.۵: تفاعل $f(z)$ (مساوات 66.5) کو $\beta = 10$ کے لئے ترمیم کر کے احبازتی پٹیاں (سایہ دار) دکھائی گئی ہیں جن کے بیچ ممنوعہ درز (جہاں $|f(z)| > 1$ ہوگا) پائے جاتے ہیں۔

کی قیمت کسی صورت ایک سے تجاوز نہیں کر سکتی ہے لحاظ ایسی خطوں میں مساوات 5.64 کا حل نہیں پایا جائے گا۔ یہ درز ممنوعہ توانائیوں کو ظاہر کرتی ہے انکے بیچ احبازتی توانائیوں کی پٹیاں پائی جاتی ہیں مساوات 5.56 کے تحت $Ka = \frac{2\pi n}{N}$ ہے جہاں N ایک بہت بڑا عدد ہے لحاظ n کوئی بھی عدد صحیح ہو سکتا ہے۔ یوں کسی ایک پٹی میں تقریباً ہر توانائی احبازتی ہوگی۔ آپ تصور میں شکل ۵.۵ پر $\cos(\frac{2\pi n}{N})$ قیمت کے فاصلوں پر $(n = 0)$ سے لے کر نیچے $(n = \frac{N}{2})$ تک اور واپس تقریباً $(n = N - 1)$ تک جہاں بلوخ حبزوضی e^{iKa} دوبارہ چکر شروع کرتا ہے لحاظ n کو مزید بڑھانے سے کوئی نیا حل حاصل نہیں ہوگا لکیریں کھینچ کر دیکھ سکتے ہیں۔ ان لکیروں میں ہر ایک کا $f(z)$ کے ساتھ تقاطع ایک احبازتی توانائی دیگا۔ ظاہر ہے کہ ہر پٹی میں N حالات پائے جاتے ہیں جو ایک دوسرے کے اتنے تقریب ہیں کہ کسی بھی نقطہ نظر سے انہیں ایک مسلسل خطہ تصور کیا جاسکتا ہے (شکل ۵.۶)۔

ہم نے ابھی تک اپنے مخفیہ میں ایک الیکٹران رکھا ہے۔ حقیقت میں N_q الیکٹران ہولگے جہاں ہر ایک جو ہر q تعداد کے آزاد الیکٹران مہیر کرے گا۔ پالی اصول منات کے بن صرف دو الیکٹران کسی ایک فضا کی حالت کے ممکن ہو سکتے ہیں۔ یوں $q = 1$ کی صورت میں یہ زمینی حال میں پہلی پٹی کو آدھا بھریں گے اگر $q = 2$ ہو تب یہ پہلی پٹی کو مکمل کریں گے اگر $q = 3$ ہو تب دوسری پٹی کو آدھا بھریں گے وغیرہ وغیرہ۔ تین ابعاد میں اور زیادہ حقیقی مخفیہ کی صورت میں پٹیوں کی ساخت زیادہ پیچیدہ ہو سکتی ہے لیکن احبازتی پٹیاں جسکے بیچ ممنوعہ درز پائے جاتے ہوں تب بھی ہوگا۔ دوری مخفیہ کی نشانی بھی پٹی ہے۔

اب اگر ایک پٹی مکمل طور پر بھری ہوئی ہو ممنوعہ خطہ سے گزرتے ہوئے اگلی پٹی تک چھلانگ کے لیے ایک الیکٹران کو نصباً زیادہ توانائی درکار ہوگی ایسا مادہ برقی طور پر غیر موصل ہوگا۔ اس کے برعکس اگر ایک پٹی پوری طرح بھری



شکل ۵.۶: دوری مخفیہ کی احبازاتی توانائیاں بنیادی طور پر استمراری پٹیاں پیدا کرتی ہیں۔

ہوئی نہیں ہے تب ایک الیکٹران کو بہت معمولی توانائی درکار ہوگی کہ وہ جھپان ہو سکے اس طرح کا مادہ عموماً مویش ہوگا۔ ایک غیر مویش میں بڑے یا کم q کے چند جوہر کی ملاوٹ سے اگلی بلند پٹی میں چند اضافی الیکٹران رکھ دیئے جاتے ہیں پہلے سے مکمل پُری میں خول پیدا کیئے جاتے ہیں۔ ان دونوں صورتوں میں ایک کمزور برقی رو گزر سکتا ہے اور ایسے اشیاء نیم مویش کہلاتے ہیں۔ آزاد الیکٹران نمونہ میں تمام ٹھوس اجسام کو لازماً بہت اچھا مویش ہونا چاہیئے ہت چونکہ انکے احبازاتی توانائیوں کے طیف میں کوئی بڑا وقفہ نہیں پایا جاتا ہے۔ قدرت میں پائے جانے والے ٹھوس اجسام کی برقی موصلیت میں اتنا زیادہ منرق صرف نظریہ پٹی کی مدد سے سمجھا جاسکتا ہے۔

سوال ۵.۱۸:

(الف) مساوات 5.59 اور مساوات 5.63 استعمال کرتے ہوئے دیکھیں کہ دوری ڈیلٹا تفاعل مخفیہ میں ایک ذرے کی تفاعل موج درج ذیل روپ میں لکھی جاسکتی ہے

$$\psi(x) = C[\sin(kx) + e^{-iKa} \sin k(a-x)], (0 \leq x \leq a).$$

معمولاً C تعین کرنے کی ضرورت نہیں ہے۔

(ب) البتہ پٹی کے بالائی سرپر جہاں πz کا عدد صحیح مضرب ہوگا شکل 5.6 (الف) سے $\psi(x) = 0$ حاصل ہوگا ایسی صورت میں درست تفاعل موج تلاش کریں دیکھیں گے کہ ہر ایک ڈیلٹا تفاعل ψ کو کیا ہوتا ہے؟

سوال ۵.۱۹: پہلی احبازاتی پٹی کے نچلے نقطہ پر $\beta = 10$ کی صورت میں توانائی کی قیمت تین با معنی ہندسوں تک تلاش کریں۔ دلائل پیش کرتے ہوئے آپ فرض کر سکتے ہیں کہ $\frac{\alpha}{a} = 1 \text{ eV}$ ہوگا۔

سوال ۵.۲۰: فرض کریں ہم ڈیلٹا تفاعل سولن کے بجائے ڈیلٹا تفاعل سولن پر غور کر رہے ہیں یعنی مساوات 5.57 میں α کی علامت تبدیل کریں۔ ایسی صورت میں شکل 5.6 اور 5.7 کی طرح کے شکال بنائیں۔ مثبت

توانائی حلوں کے لیے آپ کو کوئی نیا حساب کرنے کی ضرورت نہیں ہے بس مساوات 5.66 میں موضوع تبدیلیاں لائیں لیکن منفی توانائی حلوں کے لیے آپ کو کام کرنا ہوگا اور انہیں ترسیم پر شامل کرنا مت بھولیے گا جو $ab - z$ - تک وسیع ہوگا۔ پہلی اجبازتی پٹی میں اب کتنے حالات ہونگے؟

سوال ۵.۲۱: دیکھائیں کہ مساوات 5.64 میں حاصل زیادہ تر توانائیاں دوہری اخطا طئی ہے۔ کن صورتوں میں ایسا نہیں ہے؟ اشارہ: ($N = 1, 2, 3, 4, \dots$) لیتے ہوئے دیکھیے گا کیا ہوتا ہے۔ ایسی ہر صورت میں $\cos(Ka)$ کی کیا ممکنات ہیں؟

۵.۴ کو انٹیم شمار یاتی میکانیات

مطلق صفر حرارت پر ایک طبی نظام اپنے کم سے کم اجبازتی توانائی تنظیم کا مکین ہوگا۔ درجہ حرارت بڑھاتے ہوئے بلا منصوبہ حراری سرگرمیوں کے بنا ہیجانی حالات ابھرنے شروع ہونگے جس سے درج ذیل سوال پیدا ہوتا ہے: اگر T درجہ حرارت پر حراری توازن میں ایک بڑی تعداد N کے ذرات پائے جاتے ہوں تب اس کا کیا احتمال ہے کہ ایک ذرہ جس کو بلا منصوبہ منتخب کیا گیا ہو کی مخصوص توانائی E_j ہوگی دیہان رہے کہ اس احتمال کا کو انٹیم عدم تعین کے ساتھ کوئی تعلق نہیں ہے بلکہ یہی سوال کلاسیکی شمار یاتی میکانیات میں بھی کھڑا ہوتا ہے۔ ہمیں احتمالی جواب اس لیے منظور ہوگا کہ جن ذرات کی ہم بات کر رہے ہیں انکی تعداد اتنی بڑی ہوگی کہ یہ کسی صورت ممکن نہیں ہوگا کہ ہم ہر ایک پر علیحدہ علیحدہ نظر رکھ سکیں چاہے یہ متقابل تعین ہو یا نہ ہوں۔

شمار یاتی میکانیات کا بنیادی مفروضہ یہ ہے کہ حراری توازن میں ہر وہ منفرد حال جس کی ایک جیسی کل توانائی E ہو ایک جتنا معتدل ہوگا۔ بلا واسطہ حراری حرکتوں کی بنا مستقل طور پر توانائی ایک ذرہ سے دوسرا ذرہ ایک روپ حرکی، گردشی، گھومتی وغیرہ سے دوسری روپ میں منتقل ہوگی لیکن بیرونی مداخلت کی عدم موجودگی میں بقا، توانائی کی بنا کل مقررہ ہوگا۔ یہاں مفروضہ یہ ہے کہ توانائی کی لگاتار نئی تقسیم کسی مخصوص حال کو ترجیح نہیں دیتا ہے۔ یہ ایک گہرا مفروضہ ہے جو سوچنے کے قابل ہے درجہ حرارت T حراری توازن میں ایک نظام کی کل توانائی کی بس پیمائش ہے۔ ان منفرد حالات کی گنتی میں کو انٹیم میکانیات ایک نئی پیچیدگی پیدا کرتی ہے لیکن چونکہ حالات غیر مسلسل ہیں لحاظ یہ کلاسیکی نظریہ سے زیادہ آسان ہے اور اس کا فیصلہ کن انحصار اس بات پر ہوگا کہ یہ ذرات متقابل میز، یکساں بوزان یا یکساں فرمیون ہیں۔ ان کے دلائل نسبتاً سیدھے لیکن ریاضی کافی گہری ہے لحاظ میں ایک انتہائی سادہ امثال سے شروع کروں گا تاکہ آپ بنیادی حقائق سمجھ سکیں۔

۵.۴.۱ ایک مثال

فرض کریں ہمارے پاس یک بعدی لامتناہی چکوروں کو حصہ 2.2 میں کیت m کے صرف تین باہم غیر متحمل ذرات پائے جاتے ہیں۔ ان کی کل توانائی درج ذیل ہوگی ماسوات 2.27 دیکھیں

$$(5.۶۰) \quad E = E_A + E_B + E_C = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} (n_A^2 + n_B^2 + n_C^2)$$

جہاں n_A, n_B اور n_C مثبت عدد صحیح ہوں گے۔ اب تبصرہ جاری رکھنے کی خاطر فرض کریں کہ $E = 363 \left(\frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \right)$ یعنی درج ذیل

$$(5.۶۱) \quad n_A^2 + n_B^2 + n_C^2 = 363.$$

جیسے آپ تصدیق کر سکتے ہیں ہمارے پاس تین مثبت عدد صحیح اعداد کے تیسرے ایسے ملاپ پائے جاتے ہیں جن کے مربعوں کا مجموعہ 363 ہوگا: تینوں اعداد گیارہ ہو سکتے ہیں دو اعداد تیسرہ اور ایک پانچ جو تین مرتبہ اجتماعات میں ہوگا ایک عدد آٹیس اور دو ایک یہاں تین مرتبہ اجتماعات میں یا ایک عدد سترہ ایک ساٹھ اور ایک پانچ چھ مرتبہ اجتماعات میں ہو سکتے ہیں۔ یوں n_A, n_B, n_C درج ذیل میں سے ایک ہوگا:

$$(11, 11, 11)$$

$$(13, 13, 5), (13, 5, 13), (5, 13, 13)$$

$$(1, 1, 19), (1, 19, 1), (19, 1, 1)$$

$$(5, 7, 17), (5, 17, 7), (7, 5, 17), (7, 17, 5), (17, 5, 7), (17, 7, 5).$$

اگر یہ ذرات متماثل ممیز ہوں تب ان میں سے ہر ایک کسی ایک منفرد کو انم حال کو ظاہر کرے گا اور شماراتی میکانیات کے بنیادی مفروضہ کے تحت حرارتی توازن میں یہ سب برابر مختل ہوں گے۔ لیکن میں اس میں دلچسپی نہیں رکھتا ہوں کہ کون سا ذرہ کس ایک ذرہ حال میں پایا جاتا ہے بلکہ میں یہ جاننا چاہتا ہوں کہ ہر ایک حال میں کل کتنے ذرات پائے جاتے ہیں حال ψ_n کی تعداد مکین N_n ۔ ہم اس دن ذرہ حال کے تمام تعداد مکین کے اجتماع کو تنظیم کہتے ہیں۔ اگر تینوں حال ψ_{11} میں ہوں تب تنظیم درج ذیل ہوگا

$$(5.۶۲) \quad (0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 3, 0, 0, 0, 0, 0, 0, \dots)$$

یعنی $N_{11} = 3$ باقی تمام صفر اگر دو حال ψ_{13} میں اور ایک ψ_5 میں ہو تب تنظیم درج ذیل ہوگا

$$(5.۶۳) \quad (0, 0, 0, 0, 1, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 2, 0, 0, 0, 0, \dots)$$

یعنی $N_5 = 1, N_{13} = 2$ باقی تمام صفر اگر دو حال ψ_{19} میں ایک ψ_{19} میں ہو تب تنظیم درج ذیل ہوگا

$$(5.۶۴) \quad (2, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 1, 0, \dots)$$

یعنی $N_1 = 2, N_{19} = 1$ باقی تمام صفر اور اگر ایک ذرہ ψ_5 میں ایک ψ_7 میں اور ایک ψ_{17} میں تب تنظیم درج ذیل ہوگا

$$(0, 0, 0, 0, 1, 0, 1, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 1, 0, 0, \dots) \quad (5.۶۵)$$

یعنی باقی تمام صفر، $N_5 = N_7 = N_{17} = 1$ ان تمام میں آخری تنظیم زیادہ سے زیادہ محتمل ہوگی چونکہ اسکوچھ مختلف طریقوں سے حاصل کیا جاسکتا ہے جبکہ درمیانی دو کو تین طریقوں سے اور پہلی کو صرف ایک طریقے سے حاصل کیا جاسکتا ہے۔

میں اب دوبارہ اپنے اصل سوال پر آتا ہوں کہ بلا واسطہ تین ذرات منتخب کرتے ہوئے کوئی مخصوص اجزائی توانائی E_n حاصل کرنے کا احتمال P_n کب ہوگا؟ توانائی E_1 صرف اس صورت حاصل ہوگا جب ذرہ تیسری تنظیم مساوات 5.71 میں ہو اس تنظیم میں نظام ہونے کا اتفاق تیسرہ میں سے تین ہے اور اس تنظیم میں E_1 کے حصول کا احتمال $\frac{2}{13}$ لحاظ $P_1 = \left(\frac{3}{13}\right) \times \left(\frac{2}{3}\right) = \frac{2}{13}$ آپ E_5 کو تنظیم دو مساوات 5.70 تیسرہ میں سے تین کا امکان جس کا احتمال $\frac{1}{3}$ یا تنظیم چار مساوات 5.72 تیسرہ میں سے چھ امکان اور احتمال $\frac{1}{3}$ لحاظ $P_5 = \left(\frac{3}{13}\right) \times \left(\frac{1}{3}\right) + \left(\frac{6}{13}\right) \times \left(\frac{1}{3}\right) = \frac{3}{13}$ آپ E_7 کو صرف چارے حاصل کر سکتے ہیں لحاظ $P_7 = \left(\frac{6}{13}\right) \times \left(\frac{1}{3}\right) = \frac{2}{13}$ اسی طرح E_{11} صرف پہلی تنظیم سے مساوات 5.69 سے تیسرہ میں سے ایک امکان اور احتمال ایک کے ساتھ حاصل ہوگا لحاظ $P_{11} = \left(\frac{1}{13}\right)$ اسی طرح $P_{19} = \left(\frac{3}{13}\right) \times \left(\frac{1}{3}\right) = \frac{1}{13}$ اور $P_{17} = \left(\frac{6}{13}\right) \times \left(\frac{1}{3}\right) = \frac{2}{13}$ ، $P_{13} = \left(\frac{3}{13}\right) \times \left(\frac{2}{3}\right) = \frac{2}{13}$ درج ذیل سے ہوگی

$$P_1 + P_5 + P_7 + P_{11} + P_{13} + P_{17} + P_{19} = \frac{2}{13} + \frac{3}{13} + \frac{2}{13} + \frac{1}{13} + \frac{2}{13} + \frac{2}{13} + \frac{1}{13} = 1.$$

یہ متبادل میسر ذرات کے لیے تھا۔ اس کی بجائے اگر ذرات یکساں فرم میان ہوتے اپنی آسانی کے لیے چکر کھنڈر اند کرتے ہوئے یا اگر آپ چاہیں تو یہ تصور کرتے ہوئے کہ تمام ایک جیسے چکر حال میں ہیں ضرورت خلاف تشاکلیت کی بنا پہلی تین تنظیم جو دو یا اس سے بھی برائیں ذرات کھ ایک ہی حال میں ڈالتے ہیں خراب حال امکان ہوں گے لحاظ چوتھی تنظیم میں صرف ایک حال ہوگا سوال 5.22 الف دیکھیں۔ یکساں فرم میوز کے لیے $P_5 = P_7 = P_{17} = \frac{1}{3}$ ہوگا اور اب بھی احتمالات کا مجموعہ ایک ہے اس کے برعکس اگر ذرات یکساں بوزان ہوتے تب ضرورت تشاکلیت ہر تنظیم میں صرف ایک حال کی اجازت دیتا سوال 5.22 ب دیکھیں۔ لحاظ $P_7 = \left(\frac{1}{4}\right) \times \left(\frac{1}{3}\right) = \frac{1}{12}$ ، $P_5 = \left(\frac{1}{4}\right) \times \left(\frac{1}{3}\right) + \left(\frac{1}{4}\right) \times \left(\frac{1}{3}\right) = \frac{1}{6}$ ، $P_1 = \left(\frac{1}{4}\right) \times \left(\frac{2}{3}\right) = \frac{1}{6}$ اور $P_{17} = \left(\frac{1}{4}\right) \times \left(\frac{1}{3}\right) = \frac{1}{12}$ ، $P_{13} = \left(\frac{1}{4}\right) \times \left(\frac{2}{3}\right) = \frac{1}{6}$ ، $P_{11} = \left(\frac{1}{4}\right) \times (1) = \frac{1}{4}$ اور $P_{19} = \left(\frac{1}{4}\right) \times \left(\frac{1}{3}\right) = \frac{1}{12}$ ہمیشہ کی طرح احتمالات کا مجموعہ ایک ہے۔

اس مثال کا مقصد آپ کو یہ دیکھانا تھا کہ ذرات کی قسم پر حالات کی شمار کس طرح مختصر ہے۔ ایک لحاظ سے ایک حقیقی صورتحال سے جہاں N ایک بہت بڑا عدد ہوگا سے یہ مثال زیادہ پیچیدہ تھا۔ چونکہ N کی قیمت بڑھانے سے زیادہ محتمل تقسیم جو متبادل میسر ذرات کے لیے اس مثال میں $N_5 = N_7 = N_{17} = 1$ ہے پائے جانے کا امکان اتنا زیادہ ہو جائے گا کہ کسی بھی شمار یا نقطہ نظر سے باقی

تمام امکانات کو رد کیا جاسکتا ہے۔ توازن کی صورت میں انفرادی ذرہ توانائیوں کی تقسیم درحقیقت انکی زیادہ سے زیادہ محتمل تنظیم میں تقسیم ہے۔ اگر $N = 3$ کے لیے درست ہوتا جو کہ یہ نہیں ہے ہم متماثل میز ذرات کے لیے $N = 3$ کی صورت میں اخذ کرتے $\frac{1}{3}$ $P_5 = P_7 = P_{17}$ میں حصہ 3.4.5 میں اس نقطہ پر دوبارہ آؤں گا لیکن اس سے پہلے گنتی کی ترکیب کو عمومیت دیتے ہیں۔

سوال ۵.۲۲:

(الف) حال ψ_5 میں ایک حال ψ_7 میں ایک اور حال ψ_{17} میں ایک یکاں تین فرمیون کا مکمل حنائی تشکل تفعل موج $\psi(x_A, x_B, x_C)$ تیار کریں۔

(ب) تین یکاں بوزان کے لیے مکمل تشکل تفعل موج $\psi(x_A, x_B, x_C)$ درج ذیل صورتوں میں تیار کریں (۱) تینوں حال ψ_{11} میں ہوں، (ب) اگر دو ψ_1 اور ایک ψ_{19} میں ہو، (ج) اگر ایک حال ψ_5 ایک حال ψ_7 اور ایک حال ψ_{17} میں ہو۔

سوال ۵.۲۳: فرض کریں یک بُعدی حارمونی ارتعاشی مخفیہ میں آپ کے پاس تین باہم غیر متماثل ذرات ہیں جو حرارتی توازن میں پائے جاتے ہیں جن کی کل توانائی $E = (\frac{9}{2})\hbar\omega$ ہے۔

(الف) اگر یہ تمام ایک جیسی کیفیت کے متماثل مہر ذرات ہوں تب انکی کتنی عدد ممکن تنظیمات ہوں گے اور ہر ایک کے لیے کتنے منفرد تین ذرہ حالات ہوں گے؟ سب سے زیادہ محتمل تنظیم کیا ہوگی؟ اگر آپ ایک ذرہ بلا منصوبہ منتخب کریں اور اسکی توانائی کی پیشانہ کریں تب کیا قیمتیں متوقع ہوں گی؟ اور ہر ایک کا احتمال کیا ہوگا؟ سب سے زیادہ محتمل توانائی کیا ہوگی؟

(ب) یہی کچھ یکاں فرمیونز کے لیے کریں چکر کو نظر انداز کریں جیسا ہم نے حصہ 1.4.5 میں کیا۔

(ج) یہی کچھ یکاں بوزان کے لیے کریں چکر کو نظر انداز کریں۔

۵.۴.۲ عمومی صورت

آئیں اب ایک ایسی مخفیہ پر غور کریں جس کی یک ذرات توانائیاں E_1, E_2, E_3, \dots اخطاط d_1, d_2, d_3, \dots ہوں یعنی اس میں یک ذریں حالات کے تعداد d_n جن کی توانائیاں E_n ہیں فرض کریں ہم کیفیت m کے N ذرات کو اس مخفیہ میں رکھتے ہیں ہم تنظیم N_1, N_2, N_3, \dots میں دلچسپی رکھتے ہیں جہاں N_1 ذرات کی توانائی E_1, N_2 ذرات کی توانائی E_2 وغیرہ وغیرہ ہے سوال ایسا کتنے مختلف طریقوں سے کیا جاسکتا ہے بلکہ یہ کہنا زیادہ درست ہوگا کہ اس مخصوص تنظیم کی مطابقت کتنے منفرد حالات ہونگے اس کا جواب $Q(N_1, N_2, N_3, \dots)$ اس بات پر منحصر ہوگا کہ آیا ذرات متماثل میز یکاں فرمیاں یا یکاں بوزان ہے لہذا ہم ان تینوں صورتوں پر علیحدہ علیحدہ غور کرتے ہیں ہم پہلے یہ فرض کرتے ہیں کہ ذرات متماثل میز ہیں دستیاب N ذرات میں سے کتنے طریقوں سے N_1 کو منتخب کر کے پہلا نوکرا میں رکھا جاسکتا ہے جواب: شنائی عددی سر N_1 کو N میں سے منتخب کرتا

ہے

$$(۵.۶۶) \quad \binom{N}{N_1} \equiv \frac{N!}{N_1!(N - N_1)!}$$

پہلا ذرہ N مختلف طریقوں سے منتخب کیا جاسکتا ہے جس کے بعد $(N - 1)$ ذرات رہ جاتے ہیں لہذا دوسرے ذرے کے انتخاب کے $N - 1$ مختلف طریقے ہوں گے وغیرہ وغیرہ

$$N(N - 1)(N - 2) \dots (N - N_1 + 1) = \frac{N!}{(N - N_1)!}$$

لیکن یہ N_1 ذرات کے $N_1!$ مختلف مراتب اجتماعات کو علیحدہ علیحدہ گنتا ہے جبکہ ہمیں اس سے کوئی دلچسپی نہیں ہے عدد 37 کو پہلی انتخاب میں یا 29 ویں انتخاب میں منتخب کیا گیا لہذا ہم $N_1!$ سے تقسیم کرتے ہیں جس سے مساوات 73.5 حاصل ہوتا ہے اب پہلی نوکرہ میں ان N_1 ذرات کو کتنی مختلف طریقوں سے رکھا جاسکتا ہے چونکہ پہلے نوکرہ میں d_1 حالات ہیں لہذا ہر ایک ذرہ کو d_1 مختلف طریقوں سے چنا جاسکتا ہے یوں ظاہر ہے کہ کل ممکنات $(d_1)^{N_1}$ ہوں گے اس طرح ایک نوکرہ جس میں d_1 منفرد متبادل ہوں میں کل آبادی N میں سے N_1 ذرات منتخب کر کے رکھنے کے درج ذیل طریقے ہوں گے

$$\frac{N!d_1^{N_1}}{N_1!(N - N_1)!}$$

دوسرے نوکرے میں صرف $(N - N_1)$ ذرات ہونے کے علاوہ بالکل ایسا ہی ہوگا

$$\frac{(N - N_1)!d_2^{N_2}}{N_2!(N - N_1 - N_2)!}$$

وغیرہ وغیرہ اس طرح درج ذیل ہوگا

$$(۵.۶۷) \quad Q(N_1, N_2, N_3, \dots)$$

$$(۵.۶۸) \quad = \frac{N!d_1^{N_1}}{N_1!(N - N_1)!} \frac{(N - N_1)!d_2^{N_2}}{N_2!(N - N_1 - N_2)!} \frac{(N - N_1 - N_2)!d_3^{N_3}}{N_3!(N - N_1 - N_2 - N_3)!} \dots$$

$$(۵.۶۹) \quad = N! \frac{d_1^{N_1} d_2^{N_2} d_3^{N_3} \dots}{N_1! N_2! N_3! \dots} = N! \prod_{n=1}^{\infty} \frac{d_n^{N_n}}{N_n!}$$

یہاں رک کر اس نتیجہ کی تصدیق کیجئے گا مثال کے طور پر حصہ 1.4.5 میں سوال 24.5 دیکھیں یہاں فرمیان کے لئے یہ مسئلہ نسبتاً بہت آسان ہے چونکہ یہ غیر ممیز ہیں لہذا اس سے کوئی فرق نہیں پڑتا کہ کونسا ذرہ کس حال میں ہے ضرورت خلاف تشاکلیت کے تحت ایک مخصوص ایک ذرہ حالات کے سلسلہ کو بھرنے کے لئے صرف ایک N ذرا حال ہوگا مزید واحد ایک ذرہ کسی ایک حال کو بھر سکتا ہے لہذا N ویں نوکرہ میں

N_n بھرے حالات کو منتخب کرنے کے

$$\binom{d_n}{N_n}$$

طریقے ہونگے اس طرح درج ذیل ہوگا

$$(۵.۷۰) \quad Q(N_1, N_2, N_3, \dots) = \prod_{n=1}^{\infty} \frac{d_n!}{N_n!(d_n - N_n)!}$$

اس کی تصدیق کیجیے گا مثلاً حصہ 1.4.5 میں سوال 24.5 دیکھ کر یکساں بوزان کے لیے یہ حاب سب سے مشکل ہوگا یہاں ضرورت تشاکلیت کے تحت ایک ذرہ حالات کہ ایک مخصوص سلسلہ کو بھرنے کا صرف ایک N ذرہ حال ہوگا تاہم یہاں اس ایک ذرہ حال کو بھرنے پر ذرات کی تعداد پر پابندی عائد نہیں ہوگی یہاں N وی نوکرے کیلئے سوال یہ ہوگا ہم یکساں N_n ذرات کو d_n مختلف خانوں میں کس طرح رکھ سکتے ہیں غیر مرتب اجتماعات کے سوال کو حل کرنے کے کئی طریقے ہیں ایک دلچسپ طریقہ درج ذیل ہے ہم ذرا کو نقطہ اور خانوں کو صلیب سے ظاہر کرتے ہیں یوں مثال کے طور پر $d_n = 5$ اور $N_n = 7$ کی صورت میں

$$\bullet \quad \bullet \quad \times \quad \bullet \quad \times \quad \bullet \quad \bullet \quad \bullet \quad \times \quad \bullet \quad \times$$

یہ ظاہر کرے گا کہ پہلے حال میں دو ذرات دوسرے حال میں ایک ذرہ تیسرے میں تین چوتھے میں ایک اور پانچویں میں کوئی ذرہ نہیں پایا جاتا ہے دھیان رہے کہ نقطوں کی تعداد N_n اور صلیبوں کی تعداد $d_n - 1$ ہیں جو ان نقطوں کو d_n گروہوں میں خانہ بند کرتے ہیں اگر ان انفرادی نقطوں اور صلیبوں کو نام دیے جاتے تب انہیں $(N_n + d_n - 1)!$ مختلف طریقوں سے رکھا جاسکتا تھا تاہم ہمارے لئے تمام نقطے ایک دوسرے جیسے ہیں اور ان کو $N_n!$ مختلف مرتب اجتماعات کی صورت میں لکھنے سے حال تبدیل نہیں ہوتا اسی طرح تمام صلیب معطل ہیں اور انہیں $(d_n - 1)!$ مختلف مرتب اجتماعات لکھنے سے کچھ بھی تبدیل نہیں ہوگا یوں N وی نوکرے میں d_n ایک ذرہ حالات کو N_n ذرات مختص کرنے کے درج ذیل منفرد طریقہ ہونگے

$$(۵.۷۱) \quad \frac{(N_n + d_n - 1)!}{N_n!(d_n - 1)!} = \binom{N_n + d_n - 1}{N_n}$$

جس کی بنا ہم درج ذیل اخذ کرتے ہیں

$$(۵.۷۲) \quad Q(N_1, N_2, N_3, \dots) = \prod_{n=1}^{\infty} \frac{(N_n + d_n - 1)!}{N_n!(d_n - 1)!}$$

اس کی تصدیق کیجیے گا مثلاً حصہ 1.4.5 میں سوال 24.5 کے ساتھ سوال ۵.۲۴: حصہ 1.4.5 میں مثال کے ساتھ مساوات 75.574.5 اور 77.5 کی تصدیق کیجیے گا

سوال ۵.۲۵: مساوات 76.5 کو انکراہی ماخوذ کی مدد سے حاصل کریں غیر مرتب اجتماعات کا سوال درج ذیل ہوگا آپ d نوکریوں میں N یکساں گیندوں کو کتنے مختلف طریقوں سے رکھ سکتے ہیں اس سوال کی نقطہ نظر سے

زیر نوشتہ میں ان کو نظر انداز کریں آپ تمام کے تمام N کو تیسری ٹوکری میں یا ایک کو پانچویں اور باتھیوں کو دوسری ٹوکری میں یا تو کو پہلی اور تین کو تیسری ٹوکری میں اور باقی کو ساتویں ٹوکری میں وغیرہ وغیرہ رکھ سکتے ہیں اس کو صرفاً $N = 1$ ، $N = 2$ ، $N = 3$ ، اور $N = 4$ کی صورت میں دیکھیں یہاں تک پہنچ کر آپ عمومی کلیہ اخذ کر پائیں گے

۵.۴.۳ زیادہ سے زیادہ محتمل تنظیم

ہراری توازن میں تمام حالات کا امکان ایک دوسرے جتنا ہوگا یوں زیادہ سے زیادہ محتمل تنظیم N_1, N_2, N_3, \dots وہ ہوگا جس کو سب سے زیادہ اعداد کی مختلف طریقوں سے حاصل کرنا ممکن ہو یہ وہ مخصوص تنظیم ہوگی جو

$$(۵.۴۳) \quad \sum_{n=1}^{\infty} N_n = N$$

اور

$$(۵.۴۴) \quad \sum_{n=1}^{\infty} N_n E_n = E$$

پر پورا اترے اور جس کی $Q(N_1, N_2, N_3, \dots)$ کی قیمت زیادہ سے زیادہ ہو زیر شرائط $f_1(x_1, x_2, x_3, \dots) = 0$ ، $f_2(x_1, x_2, x_3, \dots) = 0$ وغیرہ، متعدد متغیرات کے ایک تفاعل $F(x_1, x_2, x_3, \dots)$ کی زیادہ سے زیادہ قیمت لگرانج مضرب کی ترکیب سے با آسانی حاصل ہوتی ہے ہم ایک نیا تفاعل

$$(۵.۴۵) \quad G(x_1, x_2, x_3, \dots, \lambda_1, \lambda_2, \dots) \equiv F + \lambda_1 f_1 + \lambda_2 f_2 + \dots$$

متعارف کر کے اس کے تمام تصرفات کو صفر کے برابر رکھتے ہیں

$$(۵.۴۶) \quad \frac{\partial G}{\partial x_n} = 0; \quad \frac{\partial G}{\partial \lambda_n} = 0$$

موجودہ صورت میں Q کے بجائے Q کی لوگار تھم کے ساتھ کام کرنا زیادہ مفید ثابت ہوتا ہے جو حاصل ضرب کو مجموعہ میں تبدیل کرتا ہے چونکہ لوگار تھم اپنے دلیل کا یکسر تفاعل ہے لہذا Q کی زیادہ سے زیادہ قیمت اور $\ln(Q)$ کی زیادہ سے زیادہ قیمت ایک ہی نقطہ پر پائے جائے گی لہذا ہم درج ذیل لیتے ہیں

$$(۵.۴۷) \quad G \equiv \ln(Q) + \alpha \left[N - \sum_{n=1}^{\infty} N_n \right] + \beta \left[E - \sum_{n=1}^{\infty} N_n E_n \right]$$

جہاں α اور β لگرانج معضرب ہیں α اور β کے لحاظ سے تصرفات کو صفر کے برابر رکھنے سے محض مساوات 78.5 اور 79.5 میں دیے گئے پابندیاں دوبارہ حاصل ہوتی ہیں یوں N_n کے لحاظ سے تفرق کو صفر کے برابر رکھنا باقی ہے

اگر ذرات متماثل ممیز ہوں تب مساوات 74.5 ہمیں کیوں دیگا لہذا درج ذیل ہوگا

(۵.۷۸)

$$G = \ln(N!) + \sum_{n=1}^{\infty} [N_n \ln(d_n) - \ln(N_n!)] + \alpha \left[N - \sum_{n=1}^{\infty} N_n \right] + \beta \left[E - \sum_{n=1}^{\infty} N_n E_n \right]$$

ہم مطابقتی تعداد مکین N_n کو بہت بڑا تصور کرتے ہوئے سٹرلنگ تخمین

(۵.۷۹)

$$\ln(z!) \approx z \ln(z) - z \quad z \ll 1$$

بروئے کار لاتے ہوئے درج ذیل لکھتے ہیں

(۵.۸۰)

$$G \approx \sum_{n=1}^{\infty} [N_n \ln(d_n)] - N_n \ln(N_n) + N_n - \alpha N_n - \beta E_n N_n + \ln(N!) + \alpha N + \beta E$$

یوں درج ذیل ہوگا

(۵.۸۱)

$$\frac{\partial G}{\partial N_n} = \ln(d_n) - \ln(N_n) - \alpha - \beta E_n$$

اس کو صفر کے برابر رکھ کر N_n کے لیے حل کرتے ہوئے ہم متماثل ممیز ذرات کی زیادہ سے زیادہ متحمل تعداد مکین حاصل کرتے ہیں

(۵.۸۲)

$$N_n = d_n e^{-(\alpha + \beta E_n)}$$

اگر ذرات یکساں فرم میان ہوں تب Q کی قیمت مساوات 75.5 دیگی لہذا درج ذیل ہوگا

(۵.۸۳)

$$G = \sum_{n=1}^{\infty} \{ \ln(d_n!) - \ln(N_n!) - \ln[(d_n - N_n)!] \} + \alpha \left[N - \sum_{n=1}^{\infty} N_n \right] + \beta \left[E - \sum_{n=1}^{\infty} N_n E_n \right]$$

یہاں ہم N_n کی قیمت بہت بڑی تصور کرنے کے ساتھ ساتھ $d_n \gg N_n$ بھی فرض کرتے ہیں لہذا سٹرلنگ تخمین دونوں اجزاء کے لیے متماثل استعمال ہوگی ایسی صورت میں

(۵.۸۴)

$$G \approx \sum_{n=1}^{\infty} \left[\ln(d_n!) - N_n \ln(N_n) + N_n - (d_n - N_n) \ln(d_n - N_n) + (d_n - N_n) - \alpha N_n - \beta E_n N_n \right] + \alpha N + \beta E$$

اور درج ذیل ہوگا

(۵.۸۵)

$$\frac{\partial G}{\partial N_n} = -\ln(N_n) + \ln(d_n) - \ln(N_n) - \alpha - \beta E_n$$

اس کو صفر کے برابر رکھتے ہوئے N_n کے لیے حل کر کے ہم یکساں فرمیان کی تعداد مکینوں کی زیادہ سے زیادہ محتمل قیمتیں N_n حاصل کرتے ہیں

$$N_n = \frac{d_n^{-(\alpha + \beta E_n)}}{e} \quad (۵.۸۶)$$

آخر میں اگر ذرات یکساں بوسن ہوں تب Q کی قیمت مساوات 77.5 دی گئی اور درج ذیل ہوگا

(۵.۸۷)

$$G = \sum_{n=1}^{\infty} \{ \ln[(d_n!)] - \ln(N_n!) - \ln[(d_n - N_n)!] \} + \alpha \left[N - \sum_{n=1}^{\infty} N_n \right] + \beta \left[E - \sum_{n=1}^{\infty} N_n E_n \right]$$

یہاں بھی ہمیشہ کی طرح $1 \gg N_n$ فرض کرتے ہوئے سٹرلنگ تخمین استعمال کرتے ہوئے

(۵.۸۸)

$$G \approx \sum_{n=1}^{\infty} \{ (N_n + d_n - 1) \ln(N_n + d_n - 1) - (N_n + d_n - 1) - N_n \ln(N_n) + N_n - \ln[(d_n - 1)!] - \alpha \}$$

لہذا درج ذیل ہوگا

$$\frac{\partial G}{\partial N_n} = \ln(N_n + d_n - 1) - \ln(N_n) - \alpha - \beta E_n \quad (۵.۸۹)$$

اس کو صفر کے برابر رکھ کر N_n کے لئے حل کرتے ہوئے ہم یکساں بوزان کی تعداد مکینوں کی زیادہ سے زیادہ محتمل قیمت تلاش کرتے ہیں

$$N_n = \frac{d_n - 1}{e^{(\alpha + \beta E_n)} - 1} \quad (۵.۹۰)$$

فرمیون کی صورت میں استعمال کرتا تخمین کو استعمال کرتے ہوئے شمار کنندہ میں 1 کو نظر انداز کیا جاسکتا ہے میں یہاں سے آگے ایسا ہی کروں گا سوال ۵.۲۶: $(x/a)^2 + (y/b)^2 = 1$ کے اندر زیادہ سے زیادہ رقبہ کا ایسا مستطیل جس کے اضلاع محور کے متوازی ہوں لیکن مضرب کی ترکیب سے تلاش کریں اس کا زیادہ سے زیادہ رقبہ کیا ہوگا

سوال ۵.۲:

ا. $z = 10$ کے لیے سٹرلنگ تخمین میں فیصد حنل کتنا ہوگا

ب. حنل کو ایک فیصد سے کم رکھنے کیلئے عدد صحیح z کی کم سے کم قیمت کیا ہوگی

۵.۴.۴ α اور β کے طبی اہمیت

لگراج مضرب کی کہانی میں ذرات کی کل تعداد اور کل توانائی سے منسلک بالترتیب مقدار معلوم α اور β پائے گئی ریاضیاتی طور پر تعداد ممکن مساوات 87.5، 91.5، اور 95.5 کو واپس ملط شرائط مساوات 78.5 اور 79.5 میں پر کرتے ہوئے تعین کیا جاتا ہے البتہ کسی مغلیہ کے لیے مجموعہ کے حصول میں ہمیں اجبازتی توانیاں (E_n) اور ان کی انحطاط (d_n) کا معلوم ہونا ضروری ہے میں سہ آبادی لامتناہی چکور کواں میں ایک جتنی کیمت کی بہت بڑی تعداد کے باہم غیر متعادل ذرات کی کامل گیس کی مثال لیتے ہوئے آپ کو اس ترکیب سے متعارف کرتا ہوں اس سے ہم پر α اور α کی طبی مفہوم ایاں ہوں گی جس 1.3.5 میں ہم نے اجبازتی توانیاں اخذ کی مساوات 39.5

$$E_k = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 \quad (5.91)$$

جہاں درج ذیل ہوتا

$$\mathbf{k} = \left(\frac{\pi n_x}{l_x}, \frac{\pi n_y}{l_y}, \frac{\pi n_z}{l_z} \right)$$

پہلے کی طرح یہاں بھی ہم مجموعہ کو مکمل میں بدلتے ہیں جہاں k ایک استمراری متغیر ہے اور جہاں k فضا کے π^3/V حجم میں ایک حال یا چکر s کی صورت میں $2s + 1$ حالات پائے جاتے ہیں ثمن اول میں کروئی خولوں کو اپنے ٹوکریاں تصور کرتے ہوئے شکل 4.5 انحطاط یعنی ہر ٹوکری میں حالات کی تعداد درج ذیل ہوگی

$$d_k = \frac{1}{8} \frac{4\pi k^2 dk}{(\pi^3/V)} = \frac{V}{2\pi^2} k^2 dk \quad (5.92)$$

متابل میسر ذرات مساوات 87.5 کیلئے پہلی ملط پابندی مساوات 78.5 درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$N = \frac{V}{2\pi^2} e^{-\alpha} \int_0^\infty e^{-\beta \hbar^2 k^2 / 2m} k^2 dk = V e^{-\alpha} \left(\frac{m}{2\pi\beta \hbar^2} \right)^{3/2}$$

لہذا درج ذیل ہوگا

$$e^{-\alpha} = \frac{N}{V} \left(\frac{2\pi\beta \hbar^2}{m} \right)^{3/2} \quad (5.93)$$

دوسری ملط شرط مساوات 79.5 درج ذیل کہتی ہے

$$E = \frac{V}{2\pi^2} e^{-\alpha} \frac{\hbar^2}{2m} \int_0^\infty e^{-\beta \hbar^2 k^2 / 2m} k^4 dk = \frac{3V}{2\beta} e^{-\alpha} \left(\frac{m}{2\pi\beta \hbar^2} \right)^{3/2}$$

جس میں مساوات 98.5 سے $e^{-\alpha}$ پر کرتے ہوئے درج ذیل حاصل ہوگا

$$E = \frac{3N}{2\beta} \quad (5.94)$$

اگر آپ مساوات 97.5 میں جزو چکر $1 + 2s$ شامل کریں تو وہ اسی نقطہ پر ہدف ہو جاتا ہے لہذا مساوات 99.5 تمام چکر کے لیے درست ہوگا مساوات 99.5 ہمیں درجہ حرارت T پر ایک جوہر کی اوسط حرکی توانائی کے کلاسیکی کلیہ کا یاد دلاتی ہے

$$\frac{E}{N} = \frac{3}{2} k_B T \quad (5.95)$$

جہاں k_B بولٹزمن مستقل ہے یہ ہمیں β اور حرارت کے درمیان درج ذیل تعلق پر آمادہ کرتا ہے

$$\beta = \frac{1}{k_B T} \quad (5.96)$$

یہ ثابت کرنے کے لیے کہ یہ تعلق صرف تین آبادی لامتناہی چکور کنواں میں موجود میسرز راعت کے لئے نہیں بلکہ عمومی نتیجہ ہے ہمیں دکھانا ہوگا کہ مختلف اشیاء کے لئے جو ایک دوسرے کے ساتھ ہراری توازن میں ہوں β کی قیمت ایک دوسرے جیسی ہوگی یہ دلیل کی کتابوں میں دیا گیا ہے جس کو میں یہاں پیش نہیں کرتا میں مساوات 101.5 کو T کی تعریف مان لیتا ہوں روایتی طور پر α جو مساوات 98.5 کی مخصوص صورت سے ظاہر ہے کہ T کا تعلق عمل ہے کی جگہ کی جگہ

$$\mu(T) \equiv -\alpha k_B T \quad (5.97)$$

استعمال کر کے مساوات 87.5، 91.5، اور 95.5 کو دوبارہ یوں لکھا جاتا ہے کہ یہ توانائی ϵ کے کسی ایک مخصوص ذرا حال میں ذرات کی بلند تر محتسب عدد دے کسی ایک توانائی کے حامل ذرات کی تعداد سے اس توانائی کے حامل کسی مخصوص حال میں ذرات کی تعداد حاصل کرنے کے حناطر صرف اس حال کے انحطاط سے تقسیم کرنا ہوگا

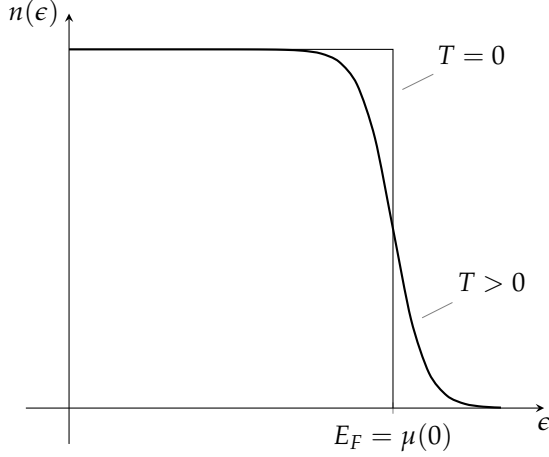
$$n(\epsilon) = \begin{cases} e^{-(\epsilon - \mu)/k_B T} & \text{میکسول بولٹزمن تقسیم} \\ \frac{1}{e^{(\epsilon - \mu)/k_B T} + 1} & \text{فسرئی وڈیراک} \\ \frac{1}{e^{(\epsilon - \mu)/k_B T} - 1} & \text{بوس و آئنشٹائن} \end{cases} \quad (5.98)$$

متابل میسرز ذرات پر میکسول بولٹزمن تقسیم، یکساں فسر میان پر فسرئی وڈیراک تقسیم اور یکساں بوزان پر بوس و آئنشٹائن تقسیم کا اطلاق ہوگا فسرئی وڈیراک تقسیم T_0 پر خصوصی طور پر سادہ رویہ رکھتا ہے

$$e^{(\epsilon - \mu)/k_B T} \rightarrow \begin{cases} 0, & \epsilon < \mu(0) \\ \infty, & \epsilon > \mu(0) \end{cases}$$

لہذا درج ذیل ہوگا

$$n(\epsilon) \rightarrow \begin{cases} 1, & \epsilon < \mu(0) \\ 0, & \epsilon > \mu(0) \end{cases} \quad (5.99)$$



شکل ۵.۷: فیرمی وڈیراک تقسیم برائے $T = 0$ اور صفر سے کچھ زیادہ T کے لئے۔

توانائی $\mu(0)$ تک تمام حالات برے ہوں گے جبکہ اس سے زیادہ توانائی کے تمام حالات خالی ہونگے ظاہر ہے کہ مطلق صفر حرارت پر کیمیائی پختہ عین فیرمی توانائی ہوگی

$$\mu(0) = E_F \quad (5.100)$$

درج حرارت بڑھنے سے برے حالات اور خالی حالات کے بیچ غیر استمراری سرحد کو فیرمی ڈیراک تقسیم استمراری بناتا ہے شکل ۵.۷ ہم متبادل ممیز ذرات کی کامل گیس کی مثال پر دوبارہ لوٹتے ہیں جہاں ہم نے دیکھا کہ حرارت T پر کل توانائی مساوات 99.5 درج ذیل ہوگی

$$E = \frac{3}{2} N k_B T \quad (5.101)$$

جبکہ مساوات 98.5 کے تحت کیمیائی پختہ درج ذیل ہوگا۔

$$\mu(T) = k_B T \left[\ln \left(\frac{N}{V} \right) + \frac{2}{3} \ln \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T} \right) \right] \quad (5.102)$$

میں مساوات 87.5 کی بجائے مساوات 91.5 اور 95.5 استقبال کرتے ہوئے یکساں فیرمیان اور یکساں بوزان کے کامل گیس کے لئے مطابقتی کلیات حاصل کرنا چاہوں گا پہلی مطابقتی مساوات 78.5 درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$N = \frac{V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^2}{e^{(h^2 k^2 / 2m) - \mu / k_B T} \pm 1} dk \quad (5.103)$$

جہاں مثبت علامت مندرمیان کو اور منفی علامت بوزان کو ظاہر کرتی ہے دوسری مساوی پابندی مساوات 79.5 درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$E = \frac{V}{2\pi^2} \frac{\hbar^2}{2m} \int_0^\infty \frac{k^4}{e^{(\hbar^2 k^2 / 2m) - \mu / k_B T} \pm 1} dk \quad (5.104)$$

ان میں سے پہلا $\mu(T)$ اور دوسرا $E(T)$ تعین کرتا ہے مثلاً موخر الذکر سے ہم مخصوص حراری استعداد $C = \partial E / \partial T$ حاصل کرتے ہیں بد قسمتی سے ان اکٹھات کو بنیادی تقاضات کی صورت میں حل کرنا ممکن نہیں ہے اور میں انہیں آپ کے لئے چھوڑتا ہوں تاکہ آپ ان پر مزید غور کر سکیں سوال 28.5 اور 29.5 دیکھیں سوال 5.۲۸: مطلق صفر درجہ حرارت پر یکساں مندرمیان کے لیے مساوات 108.5 اور 109.5 کے اکٹھات کی قیمتیں حاصل کریں اپنے نتائج کا موازنہ مساوات 43.5 اور 45.5 کے ساتھ کریں دھیان رہے کہ مساوات 108.5 اور 109.5 میں الیکٹرانوں کے لیے اضافی جزو ضربی دو (2) پایا جاتا ہے جو چکر انحطاط کو ظاہر کرتی ہے سوال 5.۲۹:

ا. بوزان کے لیے دکھائیں کہ کمیادی مخفیہ ہر صورت میں کم سے کم اجزائی توانائی سے کم ہوگا اشارہ: $n(\epsilon)$ منفی نہیں ہو سکتا ہے

ب. بالخصوص تمام T کے لیے کامل بوس گیس کے لیے $\mu(T) < 0$ ہوگا ایسی صورت میں N اور V کو مستقل تصور کرتے ہوئے دکھائیں کہ T کم کرنے سے $\mu(T)$ یکسر بڑھے گا اشارہ: منفی علامت لیتے ہوئے مساوات 108.5 پر نظر ڈالیں

ج. حرارت T کم کرتے ہوئے اس وقت ایک بحر ان پیدا ہوتا ہے جسے بوز انجماعت کہتے ہیں جب $\mu(T)$ صفر کو پہنچتا ہے مکمل کی قیمت $\mu = 0$ کے لیے حاصل کرتے ہوئے اس فاصل حرارت کسی کا کلیہ اخذ کریں جس پر ایسا ہوگا اس فاصل حرارت سے نیچے ذرات زمینی حال میں جمع ہو جائیں گے لہذا غیر مسلسل مجموعہ مساوات 78.5 کی جگہ استمراری مکمل مساوات 108.5 کا استعمال بے معنی ہو جائے گا اشارہ:

$$\int_0^\infty \frac{x^{s-1}}{e^x - 1} dx = \Gamma(s) \zeta(s) \quad (5.105)$$

جہاں Γ کو یولر کا γ تقاض اور ζ کور ہمن زیٹ تقاض عمل کہتے ہیں ان کی موضوع اعدادی قیمتیں جدول سے دیکھیں د. ہیلیم کے لیے حرارت فاصل تلاش کریں اس درج حرارت پر اس کی کثافت 0.15 g cm^{-3} ہوگی تبصرہ ہیلیم کی تجرباتی حاصل حرارت فاصل کی قیمت 2.17 K ہے

۵.۴.۵ سیا جسی طیف

فونان برقناطیسی میدان کے کوانٹا ایک چکر کے یکساں بوزان ہوتے ہیں تاہم ان کی خاصیت یہ ہے کہ یہ بے قیمت ذرات ہیں جس کی بنیاد و قدرتی طور پر اضافیتی ہیں ہم درج ذیل چار دعوے جو غیر اضافی کوانٹم میکانیٹ

کا حصہ نہیں ہے کو قبول کر کے انہیں یہاں شامل کر سکتے ہیں (1) فوٹان کی تعداد اور توانائی کا تعلق کلیہ پلانک $E = h\nu = \hbar\omega$ دیتی ہے (2) عدد موج کے اور تعدد کا تعلق $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ ہے جہاں c روشنی کی رفتار ہے (3) چپکر کے صرف دو حالات ہو سکتے ہیں کو انٹیم عدد m کی قیمت $+1$ یا منفی 1 ہو سکتی ہے تاہم یہ صفر نہیں ہو سکتی ہے (4) فوٹانوں کی تعداد بکائی مقدار نہیں ہے درجہ حرارت بڑھانے سے فی حجم فوٹانوں کی تعداد بڑھتی ہے جبزودگی کی موجودگی میں پہلی مطلق پابندی مساوات 78.5 کا اطلاق یہاں نہیں ہوگا ہم مساوات 82.5 اور اس کی سادگی بانی آنے والی مساواتوں میں $0 \rightarrow \alpha$ پر کر کے جبزودگی کا اطلاق کر سکتے ہیں یوں فوٹان کے لیے سب سے زیادہ محتمل تعداد مقین مساوات 95.5 درجہ ذیل ہوگا

$$N_{\omega} = \frac{d_k}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1} \quad (5.102)$$

ایک ڈب جس کا حجم V ہو میں آزاد فوٹانوں کے لیے d_k کی قیمت مساوات 97.5 کو چپکر جبزودگی کی بنا دو سے ضرب دے کے حاصل ہوگا جس کو k جبزودگی کی بجائے ω کی صورت میں لکھتے ہیں

$$d_k = \frac{V}{\pi^2 c^3} \omega^3 d\omega \quad (5.102)$$

یوں تعددی ساتھ $d\omega$ میں قسافت توانائی $N_{\omega} \hbar\omega / V$ کی قیمت $\rho(\omega) d\omega$ ہوگی جہاں $\rho\omega$ درجہ ذیل ہیں

$$\rho(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3 (e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)} \quad (5.108)$$

یہ سیاہ جسم طیف کے لئے پلانک کا مشہور کلیہ ہے جو مقنطیسی میدان کی حرارت T پر توازن صورت میں فی اکائی حجم فی اکائی تعدد توانائی دیتی ہے اس کو تین مختلف حرارتوں پر شکل ۵.۸ میں ترسیم کیا گیا ہے

سوال ۵.۳۰:

۱. مساوات 113.5 استعمال کرتے ہوئے طول موج ساتھ $d\lambda$ میں قسافت توانائی تعین کریں اشارہ:
 $\rho(\omega)d\omega = \bar{\rho}(\pi)d\lambda$ لے کر $\bar{\rho}(\pi)$ کے لیے حل کریں

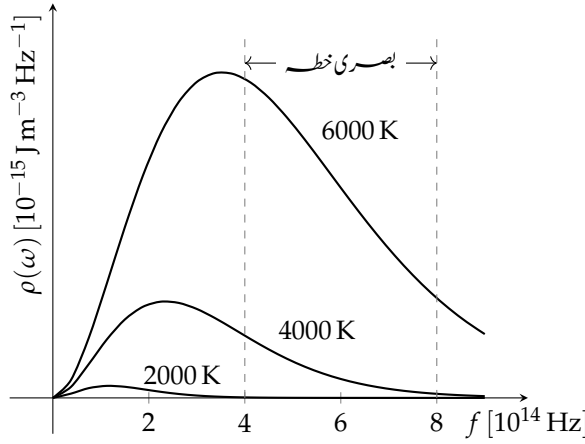
ب. وائن متانون ہٹاؤ اخذ کریں جو وہ طول موج دیتا ہے جس پر سیاہ جسم کی کثافت توانائی کی قیمت زیادہ سے زیادہ ہوگی

$$\lambda_{\text{بندز}} = \frac{2.90 \times 10^{-3} mK}{T} \quad (5.109)$$

اشارہ: آپ کو کیکولیٹریسٹریا کمپیوٹر استعمال کرتے ہوئے ماورائے مساوات $5e^{-x} = (5-x)$ حل کر کے اعدادی جواب تین یا معنی آنسو تک حاصل کرنا ہوگا

سوال ۵.۳۱: سیاہ جسم اخراج میں کل کثافت توانائی کا سٹیفن بلزمن کلیہ اخذ کریں

$$\frac{E}{V} = \left(\frac{\pi^2 k_B^4}{15 \hbar^3 c^3} \right) T^4 = (7.57 \times 10^{-16} J m^{-3} K^{-3}) T^4 \quad (5.110)$$



شکل ۵.۸: سیاہ جسمی اخراج کے لئے گلیہ پلانک، مساوات 113.5

اشارہ مساوات 110.5 کو استعمال کرتے ہوئے مکمل کی قیمت تلاش کریں یا درجہ کہ $z(4) = \pi^4/90$ ہوگا

سوال ۵.۳۲: فرض کریں ایک بودی ہارمونی ارتعاشی مخفیہ مساوات 43.2 میں دو غیر متعلقہ ذرات پائے جاتے ہیں جن میں سے ہر ایک کی کیفیت m ہے فرض کریں ان میں سے ایک زمینی حال اور دوسرا پہلی حجابان حال میں پایا جاتا ہے درج ذیل صورتوں میں $\langle (x_1 - x_2)^2 \rangle$ کا حساب کریں (الف) ذرا امت و متابل ممیز ہے (ب) یہ یکساں بوزان ہے (ج) یہ یکساں فرمایان ہے چکر کو نظر انداز کریں اگر آپ ایسا نہیں کرتا چاہتے تو دونوں کو ایک ہی چکر حال میں تصور کریں

سوال ۵.۳۳: فرض کریں آپ کے پاس تین ذرات ہوں اور تین منفرد یک ذرہ حالات $\psi_a(x)$ ، $\psi_b(x)$ ، اور $\psi_c(x)$ دستیاب ہوں ایک دونوں سے مختلف کتنے تین ذرہ حالات درج ذیل صورت میں تیار کیے جاسکتے ہیں (الف) اگر رات و متابل ممیز ہو (ب) اگر یہ یکساں بوزان ہو (ج) اگر یہ یکساں فرمایان ہوں ضروری نہیں کہ ذرا امت مختلف حالات میں ہوں متابل ممیز ذرات کی صورت میں $\psi_a(x_1)\psi_a(x_2)\psi_a(x_3)$ ایک ممکن صورت ہو سکتا ہے

سوال ۵.۳۴: دو آبادی لامستناہی چکر کواں میں غیر متعلقہ مساوات الیکٹرانوں کی فرمی توانائی کا حساب کریں فی اکائی رقبہ الیکٹرانوں کی تعداد σ لے

سوال ۵.۳۵: ایک مخصوص قسم کے سرد ستارے جنہیں صفوہ بونا کہتے ہیں کو تجب ذبی انہدام سے الیکٹرانوں کی انخطاطی دیاؤ روکتی ہے مساوات 46.5 مستقل کثافت فرض کرتے ہوئے ایسے جسم کا رداس R درج ذیل طریقے سے دریافت کیا جاسکتا ہے

۱. کل الیکٹران توانائی مساوات 45.5 کو رداس مرکزہ پروٹان جمع نیوٹران N فی مرکزہ الیکٹران کی تعداد q اور الیکٹران کی کیفیت m کی صورت میں لکھیں

ب. ایک یکساں کسب کر اکی تحب ذبی توانائی تلاش کریں اپنے جواب کو علیگیر تحب ذبی مستقل G ، R ، N ، اور مرکزہ کی کیت M کی صورت میں لکھیں آپ دیکھیں گے کہ تحب ذبی توانائی منفی ہوگی

ج. وہ رداس معلوم کریں جس پر حبزو (الف) اور حبزو (ب) کی مجموعی توانائی کم سے کم ہو جواب:

$$R = \left(\frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2 q^{5/3}}{GmM^2 N^{1/3}}$$

دھیان رہے کہ کیت بڑھنے سے رداس گھٹ رہا ہے ماسوائے N کے تمام مستقلات کی قیمتیں پر کریں اور $q = 1/2$ لیں حقیقت میں جوہری عدد بڑھتے ہوئے q کی قیمت معمولی سی کم ہوتی ہے لیکن ہمارے لئے یہی کافی ہے جواب: $R = 7.6 \times 10^{25} N^{-1/3}$

د. ہماری سورج کے برابر کیت کے سفید یونا کارڈاس کلو میٹروں میں حاصل کریں

ه. الیکٹران کی ساکن توانائی کے ساتھ حبزو (د) میں سفید یونا کی منبری توانائی کو الیکٹران وولٹ میں تعین کرتے ہوئے موازنہ کریں آپ دیکھیں گے کہ یہ نظام اضافیت کے بہت قریب ہے سوال 36.5 دیکھیے گا

سوال ۵.۳۶: ہم کلاسیکی حرکی توانائی $E = p^2/2m$ میں اضافیتی کلیہ $E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} - m_0^2$ پر کرتے ہوئے حصہ 1.3.5 کی آزاد الیکٹران گیس نظریہ کو اضافیتی دائرہ کار تک وسعت دے سکتے ہیں معیار حرکت اور سمتیہ موج کا تعلق ہمیشہ کی طرح $p = \hbar k$ ہوگا بالخصوص انتہائی اضافیتی حد میں $E \approx pc = \hbar ck$ ہوگا

ا. مساوات 44.5 میں $\hbar^2 k^2 / 2m$ کی جگہ بالائے اضافیتی فکترہ $\hbar ck$ پر کر کے E_{tot} کل حاصل کریں

ب. بالائے اضافیتی الیکٹران گیس کے لئے سوال 35.5 کے حبزو (الف) اور (ب) کو دوبارہ حل کریں آپ دیکھیں گے کہ R کی قیمت سے قطع نظر کوئی مستحکم کم سے کم قیمت نہیں پائے جائے گی اگر کل توانائی مثبت ہو تب اغلطی قوتیں تحب ذبی قوتوں سے تباؤ کرے گی جس کی بنا ستارہ پھولے گا اس کے برعکس اگر کل منفی ہو تب تحب وزی قوتیں جیتی ہیں جس کی بنا ستارہ منہدم ہوگا مرکزہ کی وہ منسل تعداد ہندسی معلوم کریں جس کے لیے $N > N_c$ پر تحب ذبی انہدام واقعہ ہوا اس کو چندر شیکھر حد کہتے ہیں جواب: 2.4×10^{57} مطابقتی ستارہ کی کیت کیا ہوگی اپنے جواب کو سورج کی کیت کے مظرب کے صورت میں لکھیں اس سے بھاری ستارے سفید یونا نہیں بناتے بلکہ منہدم ہو کر اگر حالات درست ہوں نیوٹران ستارہ کو جنم دیتے ہیں

ج. انتہائی زیادہ کثافت پر مخالف β تحلیل $p^+ + e^- \rightarrow n + \bar{\nu}$ تقریباً تمام پروٹان اور الیکٹران کو نیوٹران میں بدلتا ہے جس کی بنا نیوٹریو حنارج ہوتے ہیں جو ساتھ توانائی لے کر جاتے ہیں آخر کار نیوٹران اغلطی دباؤ انہدام کو روکتا ہے جیسا کہ سفید یونا میں الیکٹران اغلطی قوتوں نے کیا سوال 35.5 دیکھیں ہماری سورج کے برابر کیت کے نیوٹران ستارہ کا رداس تلاش کریں ساتھ ہی نیوٹران منبری توانائی کا حساب کر کے ساکن نیوٹران کی توانائی کے ساتھ موازنہ کریں کیا نیوٹران ستارہ کو غنیر اضافیتی تصور کیا جاسکتا ہے

سوال ۵.۳۷:

۱. تین آبادی ہارمونی ارتعاشی مخفیہ سوال 38.4 متابل ممیز زراعت کا کیماوی مخفیہ اور کل توانائی تلاش کریں یہاں مساوات 78.5 اور 79.5 میں دیے گئے مجموعوں کی قیمتیں ٹھیک ٹھیک حاصل کی جاسکتی ہیں یاد رہے کہ لامتناہی چکور کنواں کی مثال میں مکمل کی تخمینی قیمت پر ہمیں گزارہ کرنا پڑا ہست ہندی تسلسل

$$(۵.۱۱۱) \quad \frac{1}{1-x} = \sum_{n=0}^{\infty} x^n$$

کا تفرق لینے سے

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{x}{1-x} \right) = \sum_{n=1}^{\infty} (n+1)x^n$$

حاصل ہوگا اسی طرح بلند تفروقات حاصل کیے جاسکتے ہیں جواب

$$(۵.۱۱۲) \quad E = \frac{3}{2} N \hbar \omega \left(\frac{1 + e^{-\hbar \omega / k_B T}}{1 - e^{-\hbar \omega / k_B T}} \right)$$

ب. تہیدی حد $k_B T \ll \hbar \omega$ پر تبصرہ کریں

ج. مسئلہ مساوی حسابہ ہندی کی روشنی میں کلاسیکی حد $\hbar \omega \gg k_B T$ پر تبصرہ کریں تین آبادی ہارمونی مرتعش میں ایک ذرے کے دریاہ آزادی کتنے ہوں گے

باب ۶

غیر تابع وقت نظریہ اضطراب

۶.۱ غیر انخطاطی نظریہ اضطراب

۶.۱.۱ عمومی ضابطہ بندی

فرض کریں ہم کسی مخفیہ (مثلاً ایک بعدی لامتناہی چکور کنواں) کے لئے غیر تابع وقت شرودنگر مساوات:

$$(۶.۱) \quad H^0 \psi_n^0 = E_n^0 \psi_n^0$$

حل کر کے معیاری عمودی امتیازی تقاضات ψ_n^0 کا مکمل سلسلہ

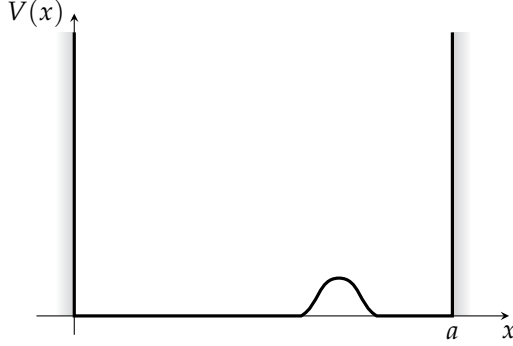
$$(۶.۲) \quad \langle \psi_n^0 | \psi_m^0 \rangle = \delta_{nm}$$

اور ان کی مطابقتی امتیازی اقدار E_n^0 حاصل کرتے ہیں۔ اب ہم مخفیہ میں معمولی اضطراب پیدا کرتے ہیں (مثلاً کنواں کی تہہ میں ایک چھوٹا موڑ اڈال کر؛ شکل ۶.۱) ہم نے امتیازی تقاضات اور امتیازی اقدار جاننا چاہیں گے:

$$(۶.۳) \quad H \psi_n = E_n \psi_n$$

تاہم انتہائی خوش قسمتی کے علاوہ کوئی وجہ نہیں پائی جاتی کہ ہم اس پیچیدہ مخفیہ کے لیے مساوات شرودنگر کو بالکل ٹھیک ٹھیک حل کر پائیں گے۔ نظریہ اضطراب کو غیر مضطرب صورت کے معلوم ٹھیک ٹھیک حلوں کو لے کر قدم بہ قدم چلتے ہوئے مضطرب مسئلے کے تخمینی حل دیتا ہے ہم نے ہیملٹنی کو دو اجزاء کا مجموعہ لکھ کر آغاز کرتے ہیں

$$(۶.۴) \quad H = H^0 + \lambda H'$$



شکل ۶.۱: لامتناہی چکور کنواں میں معمولی اضطراب

جہاں H' اضطراب ہے زیر بالا میں 0 ہمیشہ غیر مضطرب مقدار کو ظاہر کرتا ہے ہم یہاں λ کو ایک چھوٹا عدد تصور کرتے ہیں بعد میں اس کی قیمت کو بڑھا کر ایک (1) کر دی جائے گی اور H اصل ہیمیلٹنی ہوگا اس کے بعد ہم ψ_n اور E_n کو λ کی طاقتی تسلسل کے صورت میں لکھتے ہیں

$$(۶.۵) \quad \psi_n = \psi_n^0 + \lambda \psi_n^1 + \lambda^2 \psi_n^2 + \dots$$

$$(۶.۶) \quad E_n = E_n^0 + \lambda E_n^1 + \lambda^2 E_n^2 + \dots$$

یہاں n ویں امتیازی مقدار کی قیمت میں **اولیٰ رتبہ** تصحیح کو E_n^1 ظاہر کرتا ہے جبکہ n ویں امتیازی تفاعل میں **اولیٰ رتبہ** تصحیح کو ψ_n^1 ظاہر کرتا ہے اسی طرح E_n^2 اور ψ_n^2 دوم رتبہ تصحیح ہوں گے وغیرہ وغیرہ مساوات ۶.۵ اور مساوات ۶.۶ کو مساوات ۶.۳ میں پر کر کے

$$(H^0 + \lambda H')[\psi_n^0 + \lambda \psi_n^1 + \lambda^2 \psi_n^2 + \dots] \\ = (E_n^0 + \lambda E_n^1 + \lambda^2 E_n^2 + \dots)(\psi_n^0 + \lambda \psi_n^1 + \lambda^2 \psi_n^2 + \dots)$$

یا λ کے ایک جیسے طاقتوں کو اکٹھا لکھ کر درج ذیل لکھا جاسکتا ہے

$$H^0 \psi_n^0 + \lambda(H^0 \psi_n^1 + H' \psi_n^0) + \lambda^2(H^0 \psi_n^2 + H' \psi_n^1) + \dots \\ = E_n^0 \psi_n^0 + \lambda(E_n^0 \psi_n^1 + E_n^1 \psi_n^0) + \lambda^2(E_n^0 \psi_n^2 + E_n^1 \psi_n^1 + E_n^2 \psi_n^0) + \dots$$

کمتر رتبہ λ^0 کی صورت میں اسے $H^0 \psi_n^0 = E_n^0 \psi_n^0$ حاصل ہوتا ہے جو کوئی نئی مساوات نہیں ہے (مساوات ۶.۱) رتبہ اول (λ^1) تک درج ذیل ہوگا

$$(۶.۷) \quad H^0 \psi_n^1 + H' \psi_n^0 = E_n^0 \psi_n^1 + E_n^1 \psi_n^0$$

رتبہ دوم (λ^2) تک درج ذیل ہوگا

$$(۶.۸) \quad H^0 \psi_n^2 + H' \psi_n^1 = E_n^0 \psi_n^2 + E_n^1 \psi_n^1 + E_n^2 \psi_n^0$$

وغیرہ وغیرہ (رتبہ پر نظر رکھنے کی غرض سے ہم نے λ استعمال کیا اب اس کی ضرورت نہیں رہی لہذا اس کی قیمت ایک، 1، کر دیں)

۶.۱.۲ اول رتبی نظریہ

مساوات ۶.۷ کا ψ_n^0 کے ساتھ اندرونی ضرب لیتے ہیں یعنی $(\psi_n^0)^*$ سے ضرب دے کر عمل لیتے ہیں

$$\langle \psi_n^0 | H^0 \psi_n^1 \rangle + \langle \psi_n^0 | H' \psi_n^0 \rangle = E_n^0 \langle \psi_n^0 | \psi_n^0 \psi_n^1 \rangle + E_n^1 \langle \psi_n^0 | \psi_n^0 \rangle$$

تاہم H^0 ہر مشی ہے لہذا

$$\langle \psi_n^0 | H^0 \psi_n^1 \rangle = \langle H^0 \psi_n^0 | \psi_n^1 \rangle = E_n^0 \langle \psi_n^0 | \psi_n^1 \rangle$$

ہوگا جو دائیں ہاتھ کے پہلے جزو کو حذف کرے گا مزید $\langle \psi_n^0 | \psi_n^0 \rangle = 1$ کی بنا درج ذیل ہوگا

$$(۶.۹) \quad E_n^1 = \langle \psi_n^0 | H' | \psi_n^0 \rangle$$

یہ رتبہ اول نظریہ اضطراب کا بنیادی نتیجہ ہے بلکہ عملاً پوری کوانٹم میکانیات میں غالباً سب سے اہم مساوات ہے یہ کہتی ہے کہ غیر مضطرب حال میں اضطراب کی توقعاتی قیمت توانائی کی اول رتبی تصحیح ہوگی

مثال ۶.۱: لامتناہی چکور کنواں کی غیر مضطرب تناسلات موج مساوات 28.2 درج ذیل ہیں

$$\psi_n^0(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right)$$

فرض کریں ہم کنواں کی تہ کو مستقل مقدار V_0 اوپر اٹھاتے ہوئے اس نظام کو مضطرب کرتے ہیں شکل ۶.۲ توانائیوں میں رتبہ اول تصحیح تلاش کریں

حل: یہاں $H' = V_0$ ہوگا لہذا n ویں حال کی توانائی میں رتبہ اول تصحیح درج ذیل ہوگی

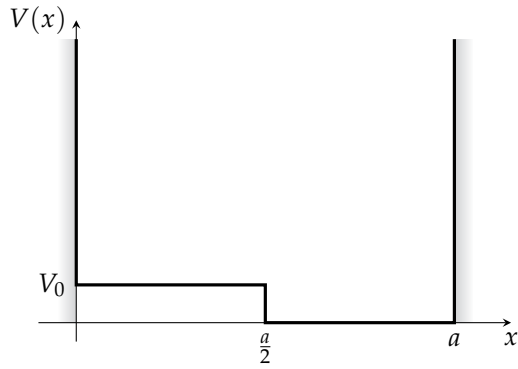
$$E_n^1 = \langle \psi_n^0 | V_0 | \psi_n^0 \rangle = V_0 \langle \psi_n^0 | \psi_n^0 \rangle = V_0$$

یوں تصحیح شدہ توانائیوں کی سطحیں $E_n \cong E_n^0 + V_0$ ہونگے جی ہاں تمام کی تمام V_0 مقدار سے اوپر اٹھتی ہیں یہاں حیرانگی کی بات یہ ہے کہ رتبہ اول نظریہ بالکل ٹھیک جواب دیتا ہے یوں ظاہر ہے کہ مستقل اضطراب کی صورت میں تمام بلند رتبی تصحیح صفر ہوں گی اس کے برعکس کنواں کی نصف چوڑائی تک اضطراب کی وسعت کی صورت میں شکل ۶.۳ ہوگا۔

یہاں کوئی یچیز لامتناہی چکور کنواں کی خصوصیات پر منحصر نہیں ہے لہذا یہی کچھ کسی بھی مخفی کے لیے مستقل اضطراب کی صورت میں درست ہوگا



شکل ۶.۲: پورے کنواں میں مستقل اضطراب



شکل ۶.۳: نصف کنواں میں مستقل اضطراب

$$E_n^1 = \frac{2V_0}{a} \int_0^{a/2} \sin^2 \left(\frac{n\pi}{a} x \right) dx = \frac{V_0}{2}$$

اب توانائی کی ہر سطح $\frac{V_0}{2}$ اوپر اٹھتی ہے یہ غالباً بالکل ٹھیک نتیجہ نہیں ہے لیکن اول رتبہ تخمین کی نقطہ نظر سے معقول جواب ہے۔ □

مسوات 9.6 ہمیں توانائی کی اول رتبہ تصحیح دیتی ہے تفعل موج کے لئے اول رتبہ تصحیح حاصل کرنے کی عرض ہے ہم

مساوات 7.6 کو درج ذیل روپ میں لکھتے ہے

$$(H^0 - E_n^0)\psi_n^1 = -(H' - E_n^1)\psi_n^0 \quad (۶.۱۰)$$

چونکہ اس کا دایاں ہاتھ ایک معلوم تفاعل ہے لہذا یہ ψ_n^1 میں ایک غیر متجانس تفرقی مساوات ہے اب غیر مضطرب تفاعلات موج ایک مکمل سلسلہ دیتے ہیں لہذا کسی بھی تفاعل کی طرح ψ_n^1 کو ان کا خطی جوڑ لکھا جاسکتا ہے

$$\psi_n^1 = \sum_{m \neq n} c_m^{(n)} \psi_m^0 \quad (۶.۱۱)$$

اگر ψ_n^1 / ψ_n^0 مساوات 10.6 کو مطمئن کرتا ہوں تب کسی بھی مستقل α کے لیے $(\psi_n^1 + \alpha \psi_n^0)$ بھی اس مساوات کو مطمئن کرے گا لہذا ہم جزو ψ_n^0 کو منفی کر سکتے ہیں ایسے ہی کرتے ہوئے مساوات 11.6 کے مجموعہ میں $m = n$ شامل نہیں کیا گیا عددی سر $c_m^{(n)}$ تعین کر کے ہم مسئلہ حل کر سکتے ہیں ہم مساوات 10.6 میں مساوات 11.6 پر کرتے ہوئے یہ جانتے ہوئے کہ غیر مضطرب شرڈنگر مساوات مساوات 1.6 کو ψ_m^0 مطمئن کرتے ہیں درج ذیل حاصل کرتے ہیں

$$\sum_{m \neq n} (E_m^0 - E_n^0) c_m^{(n)} \psi_m^0 = -(H' - E_n^1) \psi_n^0$$

اس کا ψ_l^0 کے ساتھ اندرونی ضرب لیتے ہیں

$$\sum_{m \neq n} (E_m^0 - E_n^0) c_m^{(n)} \langle \psi_l^0 | \psi_m^0 \rangle = -\langle \psi_l^0 | H' | \psi_n^0 \rangle + E_n^1 \langle \psi_l^0 | \psi_n^0 \rangle$$

اگر $l = n$ ہو تب بائیں ہاتھ صفر ہوگا اور ہمیں دوبارہ مساوات 9.6 ملے گی اگر $l \neq n$ ہو تو درج ذیل ہوگا

$$(E_l^0 - E_n^0) c_l^{(n)} = -\langle \psi_l^0 | H' | \psi_n^0 \rangle$$

یا

$$c_m^{(n)} = \frac{\langle \psi_m^0 | H' | \psi_n^0 \rangle}{E_n^0 - E_m^0} \quad (۶.۱۲)$$

لہذا درج ذیل حاصل ہوگا

$$\psi_n^1 = \sum_{m \neq n} \frac{\langle \psi_m^0 | H' | \psi_n^0 \rangle}{(E_n^0 - E_m^0)} \psi_m^0 \quad (۶.۱۳)$$

جب تک غیر مضطرب توانائی طیف غیر انخطاطی ہو نسب ناکوئی مسئلہ کھڑا نہیں کرے گا (چونکہ کسی بھی عددی سر کے لئے $m = n$ نہیں ہوتا) اس صورت میں جب دو غیر مضطرب حالات کی توانائیاں

ایک دوسرے جتنی ہو تب مساوات 12.6 میں نسب نما میں صفر پایا جائے گا جو ہمیں مصیبت میں ڈالے گا ایسی صورت میں انحطاطی نظریہ اضطراب کی ضرورت پیش آئے گی جس پر حصہ 2.6 میں غور کیا جائے گا یوں اول رتبی نظریہ اضطراب مکمل ہوتا ہے توانائی کی اول رتبی تصحیح E_n^1 مساوات 9.6 دیتی ہے جبکہ تعامل موج کی اول رتبی تصحیح ψ_n^1 مساوات 13.6 دیتی ہے میں آپ کو یہاں یہ ضرور بتانا چاہوں گا کہ اگرچہ نظریہ اضطراب عموماً توانائیوں کی بہت درست قیمتیں دیتا ہے یعنی $E_n^0 + E_n^1$ اصل قیمت E_n کے بہت قریب ہے اس سے حاصل تفاعلات موج عموماً افسوس کن ہوتے ہیں

سوال ۶.۱: فرض کرے ہم لامتناہی چکور کنواں کے وسط میں δ تفاعلی موڑاڈالتے ہیں

$$H' = \alpha \delta(x - \frac{a}{2})$$

جہاں α ایک مستقل ہے

ا. احبازتی توانائیوں کی اول رتبی تصحیح تلاش کریں بتائیں کہ جفت n کی صورت میں توانائیاں مضطرب کیوں نہیں ہوں گی

ب. زمینی حال کی تصحیح ψ_1^1 کی مساوات مساوات 13.6 کی پھیلاؤ میں ابتدائی تین غیر صفر اجزاء تلاش کریں

سوال ۶.۲: ہارمونی مرتعش $[V(x) = \frac{1}{2}kx^2]$ کی احبازتی توانائیاں درج ذیل ہیں

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

جہاں $\omega = \sqrt{k/m}$ کلاسیکی تعدد ہے اب فرض کرے مقیاس پیک میں معمولی تبدیلی رونما ہوتی ہے $k \rightarrow (1 + \epsilon)k$

ا. (الف) نہیں توانائیوں کی بالکل ٹھیک ٹھیک قیمتیں حاصل کرے آپ نے کل یہ کو دوم رتبہ تک ϵ کی طاقیتیں تسلسل میں پھیلائیں

ب. اب مساوات 9.6 استعمال کرتے ہوئے توانائی میں اول رتبی اضطراب کا حساب لگائیں یہاں H' کیا ہو گا اپنے نتیجے کا جزو (الف) کے ساتھ موازنہ کرے اشارہ: نئے مکمل کی قیمت کے حصول کی نا ضرورت اور نہ احبازت ہے

سوال ۶.۳: ایک لامتناہی چکور کنواں مساوات 19.2 میں دو یکساں بوسن رکھے جاتے ہیں یہ مخفیہ

$$V(x_1, x_2) = -aV_0\delta(x_1 - x_2)$$

جہاں V_0 ایک مستقل ہے جس کا بعد توانائی ہے اور a کنواں کی چوڑائی ہے کے ذریعے ایک دوسرے پر بہت معمولی اثر انداز ہوتے ہیں

۱. پہلی متدم میں ذرات کے باہمی اثر کو نظر انداز کرتے ہوئے زمینی حال اور پہلے ہیجان حال کے تفاسلات موج اور مطابقتی توانائیاں تلاش کریں

ب. اول رتبی نظریہ اضطراب استعمال کرتے ہوئے زمینی حال اور پہلے ہیجان حال کے توانائیوں پر ذرات کے باہمی اثر کا تخمینہ اول رتبی نظریہ اضطراب سے دریافت کریں

۶.۱.۳ دوم رتبی توانائیاں

یہاں بھی اسی طرح بڑھتے ہوئے ہم ψ_n^0 اور دور رتبی مساوات 8.6 کا اندرونی ضرب لیتے ہیں

$$\langle \psi_n^0 | H^0 \psi_n^2 \rangle + \langle \psi_n^0 | H' \psi_n^1 \rangle = E_n^0 \langle \psi_n^0 | \psi_n^2 \rangle + E_n^1 \langle \psi_n^0 | \psi_n^1 \rangle + E_n^2 \langle \psi_n^0 | \psi_n^0 \rangle$$

یہاں بھی ہم H^0 کی ہر مشین کو بروئے کار لاتے ہیں

$$\langle \psi_n^0 | H^0 \psi_n^2 \rangle = \langle H^0 \psi_n^0 | \psi_n^2 \rangle = E_n^0 \langle \psi_n^0 | \psi_n^2 \rangle$$

لہذا بائیں ہاتھ کا پہلا جزو دائیں ہاتھ کے پہلے جزو کے ساتھ کٹ جائے گا۔ یہی 1 = $\langle \psi_n^0 | \psi_n^0 \rangle$ ہوگا لہذا ہمارے پاس E_n^2 کا درج ذیل کلیہ رہ جاتا ہے

$$E_n^2 = \langle \psi_n^0 | H' | \psi_n^1 \rangle - E_n^1 \langle \psi_n^0 | \psi_n^1 \rangle \quad (۶.۱۴)$$

تاہم مجموعہ میں $m = n$ شامل نہیں اور باقی تمام عمودی ہیں لہذا

$$\langle \psi_n^0 | \psi_n^1 \rangle = \sum_{m \neq n} c_m^{(n)} \langle \psi_n^0 | \psi_m^0 \rangle = 0$$

ہوگا جس کی بنا

$$E_n^2 = \langle \psi_n^0 | H' | \psi_n^1 \rangle = \sum_{m \neq n} c_m^{(n)} \langle \psi_n^0 | H' | \psi_m^0 \rangle = \sum_{m \neq n} \frac{\langle \psi_m^0 | H' | \psi_n^0 \rangle \langle \psi_n^0 | H' | \psi_m^0 \rangle}{E_n^0 - E_m^0}$$

یا آخر کار

$$E_n^2 = \sum_{m \neq n} \frac{|\langle \psi_m^0 | H' | \psi_n^0 \rangle|^2}{E_n^0 - E_m^0} \quad (۶.۱۵)$$

ہوگا جو دور رتبی نظریہ اضطراب کا بنیادی نتیجہ ہے۔

اگرچہ ہم اسی طرح آگے بڑھتے ہوئے تفاسل موج کی دوم رتبی تصحیح ψ_n^2 توانائی کی سوم رتبی تصحیح وغیرہ وغیرہ حاصل کر سکتے ہیں لیکن عملاً اس ترکیب کو صرف مساوات 15.6 تک استعمال کرنا سودمند ہوگا۔ سوال ۶.۴:

باب ۶. غیر تابع وقت نظریہ اضطراب

ا. توانائیوں کی دوم رتبی تصحیح (E_n^2) سوال 1.6 کی مخفیہ کے لیے تلاش کریں۔ تبصرہ: آپ تسلسل کا مجموعہ صریحاً حاصل کر کے طاق n کیلئے $2m(\alpha/\pi\hbar n)^2 -$ حاصل کر سکتے ہیں۔

ب. زمینی حال توانائی کے لئے دوم رتبی تصحیح E_n^2 سوال 2.6 کے مخفیہ کے لیے تلاش کریں۔ تصدیق کیجیے گا کہ آپ کا نتیجہ بالکل درست نتیجہ کے مطابق ہے۔

سوال ۶.۵: ایک ایسے باردار ذرہ پر غور کریں جو یک بعدی ہارمونی ارتعاشی مخفیہ میں پایا جاتا ہو۔ فرض کریں ہم ایک کمزور برقی میدان (E) چالو کرتے ہیں جس کی بنا مخفی توانائی میں $H' = qEx$ متدار کی تبدیلی پیدا ہوتی ہے۔

ا. دکھائیں کہ توانائیوں کی دو سطحوں میں کوئی اول رتبی تبدیلی پیدا نہیں ہوگی۔ دور رتبی تصحیح تلاش کریں۔ اشارہ: سوال 33.3 دیکھیں۔

ب. تبدیلی متغیرات $x' \equiv x - (qE/m\omega^2)$ استعمال کرتے ہوئے موجودہ صورت میں شرودنگر مساوات کو بلا واسطہ حل کیا جاسکتا ہے۔ ایسا کرتے ہوئے ٹھیک ٹھیک توانائیاں تلاش کر کے دکھائیں کہ یہ نظریہ اضطراب کی تخمین کے مطابق ہے۔

۶.۲ انحطاطی نظریہ اضطراب

اگر غیر مضطرب حالات انحطاطی ہوں یعنی دو یا دو سے زیادہ منفرد حالات ψ_a^0 اور ψ_b^0 کی توانائیاں ایک دوسرے جیسی ہوں تب سادہ نظریہ اضطراب غیر کارآمد ہو گا چونکہ $c_a^{(b)}$ مساوات 12.6 اور E_a^2 مساوات 15.6 بے فت ابڑھتے ہیں شاید ماسوائے اس صورت جب شمار کنندہ صفر ہو $\langle \psi_a^0 | H' | \psi_b^0 \rangle = 0$ اور جس کو ہم بعد میں استعمال کریں گے۔ یوں انحطاط صورت میں ہمیں توانائیوں کی اول رتبی تصحیح مساوات 9.6 پر بھی یقین نہیں کرنا چاہیے اور ہمیں مسئلے کا کوئی دوسرا حل ڈھونڈنا ہوگا۔

۶.۲.۱ دو پڑتا انحطاط

درج ذیل فرض کریں جہاں ψ_a^0 اور ψ_b^0 معمول شدہ ہیں۔

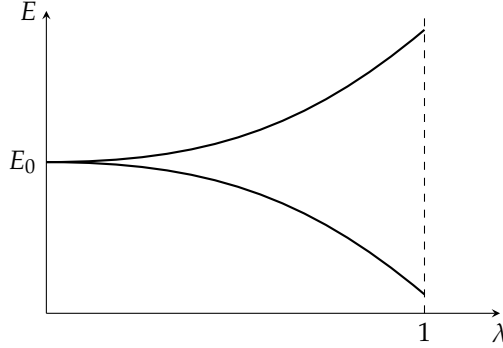
$$(۶.۱۶) \quad H^0 \psi_a^0 = E^0 \psi_a^0, \quad H^0 \psi_b^0 = E^0 \psi_b^0, \quad \langle \psi_a^0 | \psi_b^0 \rangle = 0$$

دھیان رہے کہ ان حالات کا ہر خطی جوڑ

$$(۶.۱۷) \quad \psi^0 = \alpha \psi_a^0 + \beta \psi_b^0$$

بھی H^0 کا امتیازی حال ہو گا جس کا امتیازی مقدار E^0 بھی وہی ہوگا

$$(۶.۱۸) \quad H^0 \psi^0 = E^0 \psi^0$$



شکل ۶.۲: انحطاط کا حتمہ بذریعہ اضطراب۔

عام طور پر اضطراب (H') انحطاط کو ”توڑے“ یا ”منسوخ“ کرے گا جیسے جیسے ہم λ کی قیمت صفر سے ایک کی طرف بڑھاتے ہیں مشترک غیر مضطرب توانائی E^0 دو ٹکڑوں میں تقسیم ہوگا (شکل ۶.۲) مخالف چلتے ہوئے اگر ہم اضطراب کو بند یعنی صفر کر دیں تب بالائی حال کا تخفیف ψ_a^0 اور ψ_b^0 کے ایک خطی جوڑ میں ہوگا جبکہ زیریں حال کا تخفیف کسی دوسرے عمودی خطی جوڑ میں ہوگا تاہم ہم قبل از وقت نہیں جان سکتے ہیں کہ یہ موزوں خطی جوڑ کیا ہوں گے چونکہ ہم غیر مضطرب حالات نہیں جانتے ہیں لہذا یہی وجہ ہے کہ ہم اول رتبی توانائیاں مساوات ۹.6 کا حباب نہیں کر سکتے ہیں

اسی لیے ہم ان موزوں غیر مضطرب حالات کو فی الحال عمومی روپ مساوات ۱۷.6 میں لکھتے ہیں جہاں α اور β متبادل تغیر ہوں گے ہم مساوات شروع کر سکتے ہیں

$$H\psi = E\psi \quad (۶.۱۹)$$

کو $H = H^0 + \lambda H'$ اور

$$E = E^0 + \lambda E^1 + \lambda^2 E^2 + \dots, \quad \psi = \psi^0 + \lambda \psi^1 + \lambda^2 \psi^2 + \dots \quad (۶.۲۰)$$

کیلئے حل کرنا چاہتے ہیں انہیں مساوات ۱۹.6 میں پر کر کے پہلے کی طرح λ کی ایک جیسی طاقتوں کو اکٹھا کر کے درج ذیل حاصل ہوگا

$$H^0 \psi^0 + \lambda (H' \psi^0 + H^0 \psi^1) + \dots = E^0 \psi^0 + \lambda (E^1 \psi^0 + E^0 \psi^1) + \dots$$

اب $H^0 \psi^0 = E^0 \psi^0$ مساوات ۱۸.6 کی بنیادین اجزاء ایک دوسرے کے ساتھ کٹ جائیں گے جبکہ λ^1 رتبہ کے لیے درج ذیل ہوگا

$$H^0 \psi^1 + H' \psi^0 = E^0 \psi^1 + E^1 \psi^0 \quad (۶.۲۱)$$

اس کا ψ_a^0 کے ساتھ اندرونی ضرب لیتے ہیں

$$\langle \psi_a^0 | H^0 \psi^1 \rangle + \langle \psi_a^0 | H' \psi^0 \rangle = E^0 \langle \psi_a^0 | \psi^1 \rangle + E^1 \langle \psi_a^0 | \psi^0 \rangle$$

باب ۶. غیر تاجع وقت نظریہ اضطراب

چونکہ H^0 ہر مشی ہے لہذا بائیں ہاتھ پہلا حبز و دائیں ہاتھ کے پہلے حبز کے ساتھ کٹ جائے گا مساوات 17.6 کو استعمال کرتے ہوئے اور معیاری عمودیت کی شرط مساوات 17.6 کو بروئے کار لاتے ہوئے

$$\alpha \langle \psi_a^0 | H' | \psi_a^0 \rangle + \beta \langle \psi_a^0 | H' | \psi_b^0 \rangle = \alpha E^1$$

یا مختصراً

$$(۱.۲۲) \quad \alpha W_{aa} + \beta W_{ab} = \alpha E^1$$

حاصل ہوگا جہاں درج ذیل ہوگا

$$(۱.۲۳) \quad W_{ij} \equiv \langle \psi_i^0 | H' | \psi_j^0 \rangle, \quad (i, j = a, b)$$

اسی طرح ψ_b^0 کے ساتھ اندرونی ضرب درج ذیل دے گا

$$(۱.۲۴) \quad \alpha W_{ba} + \beta W_{bb} = \beta E^1$$

دھیان رہے کہ اصولاً ہمیں تمام W معلوم ہے چونکہ یہ غیر مضطرب تفاعلات موج ψ_a^0 اور ψ_b^0 کے لحاظ سے H' کے ارکان متالاب ہیں مساوات 24.6 کو W_{ab} سے ضرب دے کر مساوات 22.6 استعمال کر کے βW_{ab} کو خارج کر کے درج ذیل حاصل ہوگا

$$(۱.۲۵) \quad \alpha [W_{ab}W_{ba} - (E^1 - W_{aa})(E^1 - W_{bb})] = 0$$

غیر صفر α کی صورت میں مساوات 25.6 ہمیں E^1 کی مساوات دیگی

$$(۱.۲۶) \quad (E^1)^2 - E^1(W_{aa} + W_{bb}) + (W_{aa} + W_{bb} - W_{ab}W_{ba}) = 0$$

دو درجی کلیہ استعمال کرتے ہوئے اور مساوات 23.6 سے یہ جانتے ہوئے $W_{ba} = W_{ab}^*$ ہم درج ذیل اخذ کرتے ہیں

$$(۱.۲۷) \quad E_{\pm}^1 = \frac{1}{2} \left[W_{aa} + W_{bb} \pm \sqrt{(W_{aa} - W_{bb})^2 + 4|W_{ab}|^2} \right]$$

یہ انخطاطی نظریہ اضطراب کا بنیادی نتیجہ ہے جہاں دو حبز دو مضطرب توانائیوں سے مطابقت رکھتے ہیں لیکن صفر α کی صورت میں کیا ہوگا ایسی صورت میں $\beta = 1$ ہوگا لہذا مساوات 22.6 کے تحت $W_{ab} = 0$ اور مساوات 24.6 کے تحت $E^1 = W_{bb}$ ہوگا یہ درحقیقت مساوات 27.6 کے عمومی نتیجہ میں منفی علامت کے ذریعے شامل ہے مثبت علامت $\alpha = 1$ ، $\beta = 0$ کی صورت میں ہوگا۔ اس کے علاوہ ہمارے جوابات

$$E_+^1 = W_{aa} = \langle \psi_a^0 | H' | \psi_a^0 \rangle, \quad E_-^1 = W_{bb} = \langle \psi_b^0 | H' | \psi_b^0 \rangle$$

ٹھیک وہی ہیں جو ہم غیر انخطاطی نظریہ اضطراب سے حاصل کرتے ہیں مساوات 9.6 یہ محض ہماری خوش قسمتی ہے حالات ψ_a^0 اور ψ_b^0 پہلے سے موزوں خطی جوڑتھے کیا اچھی بات ہوتی اگر ہم آغاز سے موزوں حالات جہاں

پاتے ایسی صورت میں ہم غیر انخطاطی نظریہ اضطراب استعمال کر پاتے حقیقت میں درج ذیل مسئلہ کے تحت ہم عموماً ایسا کر پاتے ہیں

مسئلہ ۶.۱: فرض کریں A ایک ایسا ہر مشی عامل ہے جو H^0 اور H' کے ساتھ مقلوبی ہے اگر H^0 کے انخطاطی امتیازی تقاضات ψ_a^0 اور ψ_b^0 عامل A کے بھی امتیازی تقاضات ہوں جن کے منفرد امتیازی اقدار ہوں

$$\mu \neq \nu \quad \text{اور} \quad A\psi_a^0 = \mu\psi_a^0, \quad A\psi_b^0 = \nu\psi_b^0$$

تب $W_{ab} = 0$ ہوگا لہذا ψ_b^0 اور ψ_a^0 نظریہ اضطراب میں متبادل استعمال موزوں حالات ہوں گے
ثبوت: ہم مندرجہ کر چکے ہیں کہ $[A, H'] = 0$ ہوگا جس کے تحت درج ذیل ہوگا

$$\begin{aligned} \langle \psi_a^0 | [A, H'] \psi_b^0 \rangle &= 0 \\ &= \langle \psi_a^0 | AH' \psi_b^0 \rangle - \langle \psi_a^0 | H' A \psi_b^0 \rangle \\ &= \langle A \psi_a^0 | H' \psi_b^0 \rangle - \langle \psi_a^0 | H' \nu \psi_b^0 \rangle \\ &= (\mu - \nu) \langle \psi_a^0 | H' \psi_b^0 \rangle = (\mu - \nu) W_{ab} \end{aligned}$$

اب $\mu \neq \nu$ ہے لہذا $W_{ab} = 0$ ہوگا

سبق اگر آپ کا سامنا انخطاطی حالات سے ہوا ایسا ہر مشی عامل A تلاش کرنے کی کوشش کریں جو H^0 اور H' کے ساتھ مقلوبی ہو H^0 اور A کے بیک وقت امتیازی تقاضات کو اپنے غیر مضطرب حالات منتخب کر کے سادہ اول رتبہ نظریہ اضطراب بروئے کار لائے ایسا عامل تلاش نہ کرنے کی صورت میں آپ کو مساوات 27.6 استعمال کرنا ہوگا جس کی ضرورت عملاً کم ہی پڑتی ہے

□

سوال ۶.۶: فرض کریں دو موزوں غیر مضطرب حالات

$$\psi_{\pm}^0 = \alpha_{\pm} \psi_a^0 + \beta_{\pm} \psi_b^0$$

جہاں α_{\pm} اور β_{\pm} کو معمول شدگی تک مساوات 22.6 یا مساوات 24.6 تعین کرتے ہیں صریحاً درج ذیل دکھائیں

$$ا. \quad \psi_{\pm}^0 \text{ عمودی ہے } (\langle \psi_+^0 | \psi_-^0 \rangle = 0)$$

$$ب. \quad \langle \psi_+^0 | H' | \psi_-^0 \rangle = 0$$

$$ج. \quad \langle \psi_{\pm}^0 | H' | \psi_{\pm}^0 \rangle = E_{\pm}^1 \text{ جہاں } E^1 \text{ کی قیمت مساوات 27.6 دیتی ہے}$$

سوال ۶.۷: فرض کرے ایک ذرہ جس کی کمیت m ہے اپنے آپ پر بندیک بعدی خطہ جس کی لمبائی L ہے پر آزادی سے حرکت کرتا ہے

باب ۶. غیر تابع وقت نظریہ اضطراب

۱. دکھائیں کہ ساکن حالات کو درج ذیل روپ میں لکھا جاسکتا ہے

$$\psi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{2\pi i n x / L}, \quad (-L/2 < x < L/2)$$

جہاں $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ اور اجازتی توانائیاں درج ذیل ہیں

$$E_n = \frac{2}{m} \left(\frac{n\pi\hbar}{L} \right)^2$$

دھیان رہے کہ زمینی حال $n = 0$ کے علاوہ تمام حالات دہرا انخطاطی ہے

ب. فرض کریں ہم اب اضطراب

$$H' = -V_0 e^{-x^2/a^2}$$

متعارف کرتے ہیں جہاں $a \ll L$ ہو یہ $x = 0$ پر مخفیہ میں معمولی چھکاوٹ پیدا کرتا گویا تار کو یہاں سروڑا گیا ہوں مساوات ۱۲.۶ استعمال کرتے ہوئے E_n کی اول رتبی تصحیح تلاش کریں اشارہ: چونکہ H' خطہ $-a < x < a$ کے باہر تقریباً صفر ہے اور $a \ll L$ ہے لہذا عمل کی قیمت حاصل کرتے وقت مکمل کی حدود کو $\pm L/2$ کی بجائے $\pm \infty$ رکھیں

ج. اس مسئلہ کے لئے ψ_n اور ψ_{-n} کی موزوں خطی جوڑ کیا ہوں گے دکھائیں کہ ان حالات کے ساتھ آپ کو مساوات ۱۲.۶ استعمال کرتے ہوئے اول رتبی تصحیح حاصل ہوگی

د. ایسا ہر مٹی عامل A تلاش کریں جو مسئلہ کے شرانگظ پر پورا اترتا ہو دکھائیں کہ H^0 اور A کے بیک وقت امتیازی حالات ٹھیک وہی ہے جو آپ نے جبز و ج میں استعمال کیے

۶.۲.۲ بلند رتبی انخطاط

گزشتہ حصہ میں انخطاط کو دو پڑتا تصور کیا گیا تاہم ہم دیکھ سکتے ہیں کہ اس ترکیب کو کس طرح عمومی بنایا جاسکتا ہے مساوات ۱۲.۶ اور ۱۲.۷ کو ہم دوبارہ متالبی روپ میں لکھتے ہیں

$$(12.8) \quad \begin{pmatrix} W_{aa} & W_{ab} \\ W_{ba} & W_{bb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = E^1 \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$$

ظاہر ہے کہ E^1 W متالب کے امتیازی افتدار ہیں مساوات ۱۲.۶ اس متالب کی امتیازی مساوات ہے اور غیر مضطرب حالات کے موزوں خطی جوڑ W کے امتیازی سمتیات ہوں گے

ہم n پڑتا انخطاط کی صورت میں $n \times n$ متالب

$$(12.9) \quad W_{ij} = \langle \psi_i^0 | H' | \psi_j^0 \rangle$$

کے امتیازی اعداد تلاش کرتے ہیں الجبرا کی زبان میں موزوں غیر مضطرب تقاضات موج کی تلاش سے مراد انحطاطی ذیلی فضا میں ایسا اساس تیار کرنا ہے جو تالب W کو وتری بناتا ہو یہاں بھی ایک ایسا عامل A تلاش کر کے جو H' کا مقبولی ہو A اور H' کے بیک وقت امتیازی تقاضات استعمال کر کے ہم تالب W حاصل کریں گے جو از خود وتری ہو گا لہذا آپ کو امتیازی مساوات حل کرنے کی ضرورت پیش نہیں آئی گی اگر آپ کو میری دو پڑتا انحطاط کو عمومیت دیتے ہوئے n پڑتا انحطاط پر یقین نہ ہو تب سوال 10.6 حل کر کے اپنی تسلی کر لیں

مثال ۶.۲: تین آبادی لامتناہی کعبی کنواں سوال 2.4 پر غور کریں

$$(۶.۳۰) \quad V(x, y, z) = \begin{cases} 0, & 0 < x < a, 0 < y < a, 0 < z < a \\ \infty & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

ساکن حالات درج ذیل ہیں

$$(۶.۳۱) \quad \psi_{n_x n_y n_z}^0(x, y, z) = \left(\frac{2}{a}\right)^{3/2} \sin\left(\frac{n_x \pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n_y \pi}{a} y\right) \sin\left(\frac{n_z \pi}{a} z\right)$$

جہاں n_x, n_y اور n_z مثبت عدد صحیح ہیں ان کی مطابقتی اجزائی توانائیاں درج ذیل ہیں

$$(۶.۳۲) \quad E_{n_x n_y n_z}^0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$

دھیان رہے کہ زمینی حال ψ_{111} غیر انحطاطی ہے جس کی توانائی درج ذیل ہے

$$(۶.۳۳) \quad E_1^0 \equiv 3 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}$$

تاہم پہلا ہجیان حال تیسرا انحطاطی ہیں

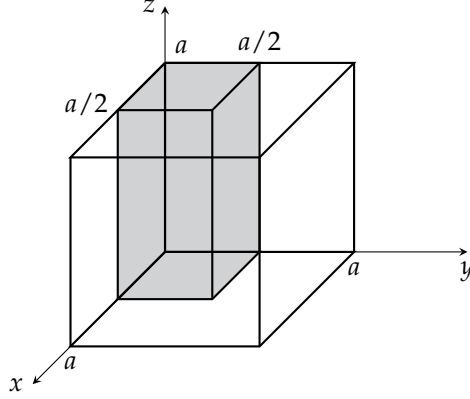
$$(۶.۳۴) \quad \psi_a \equiv \psi_{112}, \quad \psi_b \equiv \psi_{121}, \quad \psi_c \equiv \psi_{211}$$

اور ان تینوں کی توانائی

$$(۶.۳۵) \quad E_1^0 \equiv 3 \frac{\pi^2 \hbar^2}{ma^2}$$

ایک دوسری جیسی ہے۔ آئیے اب درج ذیل اضطراب متعارف کرتے ہیں

$$(۶.۳۶) \quad H' = \begin{cases} V_0, & 0 < x < a/2, 0 < y < a/2 \\ 0, & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$



شکل ۶.۵: سایہ دار خطہ میں مخفیہ کو اضطراب مقدار V_0 بڑھاتا ہے۔

جو ڈب کے ایک چوتھائی حصہ میں مخفیہ کو V_0 مقدار بڑھاتا ہے (شکل ۶.۵)۔ زمینی حال توانائی کی ایک رتبی تصحیح مساوات 9.6 دیتا ہے:

$$\begin{aligned}
 E_0^1 &= \langle \psi_{111} | H' | \psi_{111} \rangle \\
 &= \left(\frac{2}{a}\right)^3 V_0 \int_0^{a/2} \sin^2\left(\frac{\pi}{a}x\right) dx \int_0^{a/2} \sin^2\left(\frac{\pi}{a}y\right) dy \int_0^a \sin^2\left(\frac{\pi}{a}z\right) dz \\
 (۶.۳۷) \quad &= \frac{1}{4} V_0
 \end{aligned}$$

جو ہمارے توقعات کے عین مطابق ہے اول ہیجان حال جاننے کے لیے ہمیں اخطاطی نظریہ اضطراب کی پوری صلاحیت درکار ہوگی پہلے قدم میں ہم متالب W تیار کرتے ہیں اس کے وتری ارکان وہی ہونگے جو زمینی حال کے ہیں ماسوائے ان میں سے ایک سائن جس کا دلایل دگنا ہے آپ درج ذیل کی خود تصدیق کر سکتے ہیں

$$W_{aa} = W_{bb} = W_{cc} = \frac{1}{4} V_0$$

غیر وتری ارکان زیادہ دلچسپ ہے

$$\begin{aligned}
 W_{ab} &= \left(\frac{2}{a}\right)^3 V_0 \int_0^{a/2} \sin^2\left(\frac{\pi}{a}x\right) dx \\
 &\quad \times \int_0^{a/2} \sin\left(\frac{\pi}{a}y\right) \sin\left(\frac{2\pi}{a}y\right) dy \int_0^a \sin\left(\frac{2\pi}{a}z\right) \sin\left(\frac{\pi}{a}z\right) dz
 \end{aligned}$$

تاہم z مکمل صفر ہوگا جیسا W_{ac} کے لیے بھی ہوگا لہذا درج ذیل ہوگا

$$W_{ab} = W_{ac} = 0$$

الفرض درج ذیل ہوگا

$$W_{bc} = \left(\frac{2}{a}\right)^3 V_0 \int_0^{a/2} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{2\pi}{a}x\right) dx \\ \times \int_0^{a/2} \sin\left(\frac{\pi}{a}y\right) \sin\left(\frac{\pi}{a}y\right) dy \int_0^a \sin^2\left(\frac{\pi}{a}z\right) dz = \frac{16}{9\pi^2} V_0$$

یوں درج ذیل ہوگا جہاں $\kappa \equiv (8/3\pi)^2 \approx 0.7205$ ہے

$$(۶.۳۸) \quad \mathbf{W} = \begin{pmatrix} W_{aa} & W_{ab} & W_{ac} \\ W_{ba} & W_{bb} & W_{bc} \\ W_{ca} & W_{cb} & W_{cc} \end{pmatrix} = \frac{V_0}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \kappa \\ 0 & \kappa & 1 \end{pmatrix}$$

متالب \mathbf{W} بلکہ $4\mathbf{W}/V_0$ جس کے ساتھ کام کرنا زیادہ آسان ہے کی امتیازی مساوات ضمیمہ ۵.۱ کے تحت

$$\begin{vmatrix} 1-w & 0 & 0 \\ 0 & 1-w & \kappa \\ 0 & \kappa & 1-w \end{vmatrix}$$

یعنی

$$(1-w)^3 - \kappa^2(1-w) = 0$$

ہوگی جس کے امتیازی افتدار درج ذیل ہوں گے

$$w_1 = 1; \quad w_2 = 1 + \kappa \approx 1.7205; \quad w_3 = 1 - \kappa \approx 0.2795$$

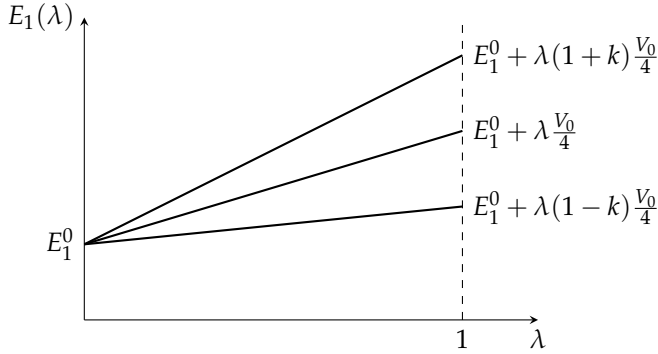
یوں λ کے اول رتبہ تک درج ذیل ہوگا

$$(۶.۳۹) \quad E_1(\lambda) = \begin{cases} E_1^0 + \lambda V_0/4 \\ E_1^0 + \lambda(1+\kappa)V_0/4 \\ E_1^0 + \lambda(1-\kappa)V_0/4 \end{cases}$$

جہاں E_1^0 مشترکہ غیر مضطرب توانائی مساوات 35.6 ہے اضطراب توانائی E_1^0 تین منفرد توانائیوں کی سطحوں میں تقسیم کر کے انخطاط ختم کرتا ہے (شکل ۶.۶ دیکھیں)۔ دھیان رہے اگر ہم بھولا پن میں اس مسئلے کو غیر انخطاطی نظریہ اضطراب سے حل کرتے تب ہم اخذ کرتے کہ اول رتبہ تصحیح مساوات 9.6 تینوں حالات کے لئے ایک جیسی $V_0/4$ ہوتی جو درحقیقت صرف درمیانے حال کے لیے درست ہے

مزید موزوں غیر مضطرب حالات درج ذیل روپ کے خطی جوڑ ہوں گے

$$(۶.۴۰) \quad \psi^0 = \alpha\psi_a + \beta\psi_b + \gamma\psi_c$$



شکل ۶.۶: انخطاط کا اختتام (برائے مثال 39.6)۔

جہاں عددی سر (α، β اور γ) متالاب W کے امتیازی سمتیت ہوں گے

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \kappa \\ 0 & \kappa & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = w \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix}$$

ہمیں $w = 1$ کے لیے $\alpha = 1$ ، $\beta = \gamma = 0$ جبکہ $w = 1 \pm \kappa$ کے لیے $\alpha = 0$ ، $\beta = \pm\gamma = 1/\sqrt{2}$ حاصل ہوتے ہیں۔ میں نے ان کی معمول شدہ قیمتیں پی کی ہیں۔ ہوں موزوں حالات درج ذیل ہونگے

$$(۶.۴۱) \quad \psi^0 = \begin{cases} \psi_a \\ (\psi_b + \psi_c)/\sqrt{2} \\ (\psi_b - \psi_c)/\sqrt{2} \end{cases}$$

□

سوال ۶.۸: لامتناہی کعبی کنواں مساوات 30.6 میں نقطہ $(a/4, a/2, 3a/4)$ پر ڈیلتا تقابلی موڑا:

$$H' = a^3 V_0 \delta(x - a/4) \delta(y - a/2) \delta(z - 3a/4)$$

رکھ کر کنواں کو مضطرب کیا جاتا ہے۔ زمینی حال اور تہہ انخطاطی اول ہیجان حالات کی توانائیوں میں اول رتبہ تصحیح تلاش کریں

سوال ۶.۹: ایک ایسے کوانٹائی نظام پر غور کریں جس میں صرف تین خطی غیر تابع حالات پائے جاتے ہوں

فرض کریں متالہی روپ میں اس کا ہیمیلٹنی درج ذیل ہے

$$\mathbf{H} = V_0 \begin{pmatrix} (1-\epsilon) & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \epsilon \\ 0 & \epsilon & 2 \end{pmatrix} = \underbrace{V_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}}_{H^0} + \underbrace{\epsilon V_0 \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}}_{H'}$$

جہاں V_0 ایک مستقل ہے اور ϵ کوئی چھوٹا عدد ($\epsilon \ll 1$) ہے۔

۱. غیر مضطرب ہیمیلٹنی ($\epsilon = 0$) کے امتیازی سمتیات اور امتیازی اقدار لکھیں

ب. متالب \mathbf{H} کہ بالکل ٹھیک امتیازی اقدار کے لئے حل کریں ان میں سے ہر ایک کو ϵ کی صورت میں دوم رتبہ تک طاقی تسلسل کی روپ میں پھیلائیں

ج. اول رتبہ اور دوم رتبہ غیر اخطاطی نظریہ اضطراب استعمال کرتے ہوئے اس حال کی امتیازی قدر کی تخمینہ قیمت تلاش کریں جو H^0 کے غیر اخطاطی امتیازی سمتیہ سے پیدا ہوتا ہے آپ نے جواب کا جزو-۱ کے بالکل ٹھیک جواب کے ساتھ موازنہ کریں

د. ابتدائی طور پر اخطاطی دو امتیازی اقدار کی اول رتبہ تصحیح کو اخطاطی نظریہ اضطراب سے تلاش کریں بالکل ٹھیک نتائج کے ساتھ موازنہ کریں

سوال ۶.۱۰: میں دعویٰ چکا ہوں کہ n پڑتا اخطاطی توانائی کے اول رتبہ تصحیح متالب W کے امتیازی اقدار ہوں گے میں نے دعویٰ کیا کہ یہ $n = 2$ صورت کی قدرتی عمومیت ہے۔ اس کو ثابت کرنے کے لئے، حصہ 1.2.6 کی قدموں پر چسل کر درج ذیل سے آغاز کر کے

$$\psi^0 = \sum_{j=1}^n \alpha_j \psi_j^0$$

(مساوات 17.6 کو عمومیت دیتے ہوئے) دکھائیں کہ مساوات 22.6 کے مسائل کا مفہوم متالب W کی امتیازی قدر مساوات لیا جاسکتا ہے۔

۶.۳ ہائیڈروجن کا مہین ساخت

ہائیڈروجن جوہر کے مطالعہ کے دوران حصہ 2.4 ہم نے ہیمیلٹنی درج ذیل لی

$$(۶.۴۲) \quad H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

جو الیکٹران کی حرکی توانائی جمع کولب مخفی توانائی ہے۔ تاہم یہ مکمل کہانی نہیں ہے ہم m کی بجائے تخفیف شدہ کمیت سوال 1.5 استعمال کر کے ہیمیلٹنی میں حرکت مرکزہ کا اثر شامل کرنا سیکھ چکے ہیں زیادہ اہم مہین ساخت ہے

باب ۶. غیر تابع وقت نظریہ اضطراب

جو درحقیقت دو منسرد وجوہات، اضافیتی تصحیح اور چکرومدار ربط، کی بنا پیدا ہوتا ہے۔ بوہر توانائیوں مساوات 70.4 کے لحاظ سے مہین ساخت α^2 گن کم نہایت چھوٹا اضطراب ہے جہاں

$$\alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \cong \frac{1}{137.036} \quad (۶.۴۳)$$

مہین ساخت مستقل کہلاتا ہے اس سے بھی α گن چھوٹا لیب انتتال ہے جو بھر کی میدان کی کوانٹازنی سے وابستہ ہے اور اس سے مزید کم نہایت مہین ساخت کہلاتا ہے جو الیکٹران اور پروٹان کے جفت قطب معیار اثر کے بیچ مقناطیسی باہم عمل سے پیدا ہوتا ہے اس تنظیمی ڈھانچہ کو جدول 1.6 میں پیش کیا گیا ہے اس حصہ میں ہم غیر تابع وقت نظریہ اضطراب کی مثال کے طور پر ہائیڈروجن کی مہین ساخت پر غور کریں گے سوال ۶.۱۱:

۱. بوہر توانائیوں کو مہین ساخت مستقل اور الیکٹران کی ساکن توانائی mc^2 کی صورت میں لکھیں

ب۔ ϵ_0 ، e ، \hbar اور c کی تجرباتی قیمتیں استعمال کیے بغیر مہین ساخت مستقل کی قیمت تلاش کریں تبصرہ پوری طبیعیات میں بلاشبہ مہین ساخت مستقل سب سے زیادہ حالص بے بعدی بنیادی عدد ہے یہ برقناطیست الیکٹران کا بار اضافیت روشنی کی رفتار اور کوانٹم میکانیات پلانک مستقل کے بنیادی منتقلات کے بیچ رشتہ بیان کرتا ہے اگر آپ جزو-ب حل کر پائیں یقیناً آپ کو نو-بیل انعام سے نوازا جائے گا البتہ میرا مشورہ ہوگا کہ اس وقت اس پر بہت وقت ضائع نہ کریں بہت سارے انتہائی قابل لوگ ایسا کر کے ناکام ہو چکے ہیں

۶.۳.۱ اضافیتی تصحیح

ہیملٹنی کا پہلا جزو ربط ہر حر کی توانائی کو ظاہر کرتا ہے

$$T = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{p^2}{2m} \quad (۶.۴۴)$$

جس میں باضابطہ متبادل $\mathbf{p} \rightarrow (\hbar/i)\nabla$ پر کر کے درج ذیل عامل حاصل ہوگا

$$T = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 \quad (۶.۴۵)$$

تاہم مساوات 44.6 حر کی توانائی کا کلاسیکی کلیہ ہے اضافیتی کلیہ درج ذیل ہے

$$T = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} - mc^2 \quad (۶.۴۶)$$

جہاں پہلا جزو کل اضافیتی توانائی ہے جس میں مخفی توانائی شامل نہیں ہے اور جس سے ہمیں فی الحال عنصر بھی نہیں ہے جبکہ دوسرا جزو ساکن توانائی ہے ان دونوں کے بیچ فرق کو حرکت سے منسوب کیا جاسکتا ہے ہمیں

سستی رفتار کی بجائے اضافیتی معیار حرکت

$$(۶.۴۷) \quad p = \frac{mv}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

کی صورت میں T کو لکھنا ہوگا۔ دھیان رہے کہ

$$p^2 c^2 + m^2 c^4 = \frac{m^2 v^2 c^2 + m^2 c^4 [1 - (v/c)^2]}{1 - (v/c)^2} = \frac{m^2 c^4}{1 - (v/c)^2} = (T + mc^2)^2$$

ہوگا جس کی بنا درج ذیل ہوگا

$$(۶.۴۸) \quad T = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} - mc^2$$

غیر اضافیتی حد $p \ll mc$ کی صورت میں حرکت کی توانائی کی اضافیتی مساوات تخفیف کے بعد کلاسیکی نتائج مساوات 44.6 دیتی ہے ایک چھوٹا عدد (p/mc) کی طاقتی تسلسل میں پھیلا کر درج ذیل حاصل ہوگا

$$(۶.۴۹) \quad \begin{aligned} T &= mc^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{p}{mc} \right)^2} - 1 \right] = mc^2 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{p}{mc} \right)^2 - \frac{1}{8} \left(\frac{p}{mc} \right)^4 \cdots - 1 \right] \\ &= \frac{p^2}{2m} - \frac{p^4}{8m^3 c^2} + \cdots \end{aligned}$$

ہیملٹنی کی کم سے کم مرتبی اضافیتی تصحیح درج ذیل ہے

$$(۶.۵۰) \quad H'_r = -\frac{p^4}{8m^3 c^2}$$

غیر مضطرب حال میں H' کی توقعاتی قیمت رتبہ اول نظریہ اضطراب میں E_n کی تصحیح ہوگی مساوات 9.6

$$(۶.۵۱) \quad E_r^1 = \langle H'_r \rangle = -\frac{1}{8m^3 c^2} \langle \psi | p^4 \psi \rangle = -\frac{1}{8m^3 c^2} \langle p^2 \psi | p^2 \psi \rangle$$

اب غیر مضطرب حالات کے لئے شرودنگر مساوات کہتی ہے

$$(۶.۵۲) \quad p^2 \psi = 2m(E - V)\psi$$

لہذا درج ذیل ہوگا

$$(۶.۵۳) \quad E_r^1 = -\frac{1}{2mc^2} \langle (E - V)^2 \rangle = -\frac{1}{2mc^2} [E^2 - 2E\langle V \rangle + \langle V^2 \rangle]$$

باب ۶. غیر تابع وقت نظریہ اضطراب

اب تک یہ مکمل طور پر ایک عمومی نتیجہ ہے تاہم ہمیں ہائیڈروجن میں دلچسپی ہے جس کے لیے

$$- (1/4\pi\epsilon_0)e^2/r$$

$$(۱.۵۴) \quad E_r^1 = -\frac{1}{2mc^2} \left[E_n^2 + 2E_n \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle + \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \right]$$

جہاں E_n زیر غور حال کی بوہر توانائی توانائی ہے یہ کام مکمل کرنے کی خاطر ہمیں غیر مضطرب حال ψ_{nlm} مساوات 89.4 میں $1/r$ اور $1/r^2$ کی توقعاتی قیمتیں درکار ہوں گی پہلا آسان ہے سوال 12.6 دیکھیں

$$(۱.۵۵) \quad \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle = \frac{1}{n^2 a}$$

جہاں a رداس بوہر مساوات 72.4 ہے دوسرا اتنا آسان نہیں ہے سوال 33.6 دیکھیں تاہم اس کا جواب درج ذیل ہے

$$(۱.۵۶) \quad \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle = \frac{1}{(l+1/2)n^3 a^2}$$

یوں درج ذیل ہوگا

$$E_r^1 = -\frac{1}{2mc^2} \left[E_n^2 + 2E_n \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{1}{n^2 a} + \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{(l+1/2)n^3 a^2} \right]$$

یا مساوات 172.4 استعمال کرتے ہوئے a کو خارج کر کے باقی کو E_n مساوات 70.4 کی صورت میں لکھ کے درج ذیل حاصل ہوگا

$$(۱.۵۷) \quad E_r^1 = -\frac{(E_n)^2}{2mc^2} \left[\frac{4n}{l+1/2} - 3 \right]$$

نفاہر ہے کہ اضافیتی تصحیح کی مقدار E_n سے تقریباً $E_n/mc^2 = 2 \times 10^{-5}$ گنا کم ہے

اگرچہ ہائیڈروجن جوہر بہت زیادہ انخطاطی ہے اس کے باوجود میں نے حساب کے دوران غیر انخطاطی نظریہ اضطراب استعمال کیا مساوات 51.6 یہاں اضطراب کردی تشابہی ہے لہذا یہ L^2 اور L_z کا مقلوب ہوگا مزید کسی E_n کے حالات کے لئے ان (تمام) عاملین کے امتیازی تفاعلات کے منفرد امتیازی مقدار ہوں گے۔ یوں خوش قسمتی سے تفاعلات ψ_{nlm} اس مسئلہ کے موزوں حالات ہوں گے یا جیسا ہم کہتے ہیں l, n اور m موزوں کو انہم اعداد ہیں لہذا غیر انخطاطی نظریہ اضطراب کا استعمال درست تھا

سوال ۶.۱۲: مسئلہ ورل سوال 140.4 استعمال کرتے ہوئے مساوات 55.6 ثابت کریں

سوال ۶.۱۳: آپ نے سوال 43.4 میں حال ψ_{321} کے لیے r^s کی توقعاتی قیمت حاصل کی اپنے جواب کی تصدیق $s = 0$ غیر اہم صفر $s = -1$ مساوات 55.6 $s = -2$ مساوات 56.6 اور $s = -3$ مساوات 64.6 کے لیے کریں $s = -7$ کی صورت میں کیا ہوگا اس پر تبصرہ کریں

سوال ۶.۱۴: ایک بعدی ہارمونی سر تعش کی توانائی کی سطحوں کے لیے کم سے کم رتبہ اضافیتی تصحیح تلاش کریں اشارہ: مثال 5.2 میں مستعمل ترکیب بروئے کار لائیں

سوال ۶.۱۵: دکھائیں کہ ہائیڈروجن حالات کے لیے $l = 0$ لیتے ہوئے p^2 ہر مشی ہے لیکن p^4 ہر مشی نہیں ہے ان حالات کے لئے ψ متغیرات θ اور ϕ کا غیر تابع ہے لہذا درج ذیل ہوگا

$$p^2 = -\frac{\hbar^2}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right)$$

مساوات 13.4 مکمل بالخصوص استعمال کرتے ہوئے درج ذیل دکھائیں

$$\langle f | p^2 g \rangle = -4\pi\hbar^2 \left(r^2 f \frac{dg}{dr} - r^2 g \frac{df}{dr} \right) \Big|_0^\infty + \langle p^2 f | g \rangle$$

تصدیق کیجئے گا کہ ψ_{n00} کے لیے، جو مبداء کے قریب درج ذیل ہوگا، سرحدی جزو صفر ہے۔

$$\psi_{n00} \sim \frac{1}{\sqrt{\pi}(na)^{3/2}} e^{(-r/na)}$$

اب یہی کچھ p^4 کے لئے کر کے دیکھیں اور لکھائی کہ سرحدی اجزاء صفر نہیں ہونگے۔ درحقیقت درج ذیل ہوگا

$$\langle \psi_{n00} | p^4 \psi_{m00} \rangle = \frac{8\hbar^4}{a^4} \frac{(n-m)}{(nm)^{5/2}} + \langle p^4 \psi_{n00} | \psi_{m00} \rangle$$

۶.۳.۲ چپکرومدار ربط

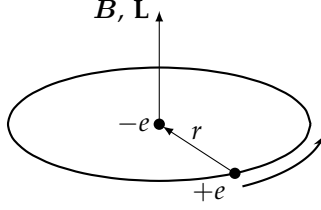
سرکڑہ کے گرد مدار میں الیکٹران کا تصور کریں الیکٹران کے نقطہ نظر سے پروٹان اس کے گرد گھومتا ہے (شکل ۶.۷)۔ مدار میں مثبت بار الیکٹران کے چھوٹے مقناطیسی میدان پیدا کرتا ہے جو چپکے کھاتے ہوئے الیکٹران پر معیار قوت پیدا کر کے الیکٹران کے مقناطیسی معیار اثر μ کو میدان کے ہم رخ بنانے کی کوشش کرتا ہے اس کی ہیمیلٹنی مساوات 157.4 درج ذیل ہوگی

$$H = -\mu \cdot B \quad (۶.۵۸)$$

ہمیں پروٹان کا مقناطیسی میدان اور الیکٹران کا جفت قطب معیار اثر μ درکار ہوگا

پروٹان کا مقناطیسی میدان ہم الیکٹران کی نقطہ نظر سے پروٹان کو استمراری دائری رو (شکل ۶.۷) تصور کر کے اس کے مقناطیسی میدان کو باپوٹ و سیوارٹ و فٹانون سے حاصل کرتے ہیں

$$B = \frac{\mu_0 I}{2r}$$



شکل ۶.۷: الیکٹران کے نقطہ نظر سے ہائیڈروجن جوہر۔

جس میں موثر $I = e/T$ ہے جہاں e پروٹان کے بار کو اور T دائرے پر ایک چکر کے دوری عرصہ کو ظاہر کرتا ہے اس کے برعکس مرکزہ کے ساکن چھوٹے میں الیکٹران کا مداری زاویائی معیار حرکت $L = rmv = 2\pi mr^2/T$ ہوگا مزید B اور L دونوں کا رخ ایک دوسرے جیسا ہوگا شکل ۶.۷ میں اوپر جانب الہذا درج ذیل لکھا جاسکتا ہے

$$B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{mc^2 r^3} L \quad (۶.۵۹)$$

جہاں میں نے $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ استعمال کر کے μ_0 کی جگہ ϵ_0 استعمال کیا ہے

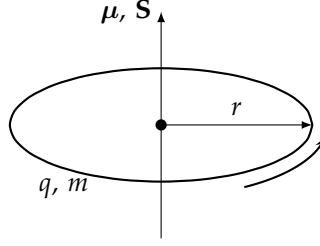
الیکٹران کا مقناطیسی جفت قطب معیار اثر: ایک چکر کھاتے بار کا مقناطیسی جفت قطب معیار اثر اس کے چکر زاویائی معیار حرکت سے تعلق رکھتا ہے ان کے بیچ تناسبی جبر و ضرب ممکن مقناطیسی جفت ہوگا جس کا سامنا ہم حصہ 2.4.4 میں کر چکے ہیں آئیں اس مرتبہ کلاسیکی برقی حرکیات استعمال کرتے ہوئے اسے اخذ کریں ایک ایسا بار q جس کی لمبائی r اس کے چلا پر کی گئی ہو اور جو محور کے گرد دوری عرصہ T سے گھومتا ہو (شکل ۶.۸)۔ اس جھلے کے مقناطیسی جفت قطب معیار اثر کی تعریف رو (q/T) ضرب رقبہ (πr^2) ہے

$$\mu = \frac{q\pi r^2}{T}$$

اگر چھلا کی کیت m ہو جو دوری معیار اثر mr^2 ضرب زاویائی سمتی رفتار $(2\pi/T)$ اس کا زاویائی معیار حرکت ہوگا

$$S = \frac{2\pi mr^2}{T}$$

اس تنظیم کے لیے ظاہر ہے کہ ممکن مقناطیسی نسبت $\mu/S = q/2m$ ہوگا دھیان رہے کہ یہ r اور T کا تابع نہیں ہے اگر میرے پاس کوئی زیادہ پیچیدہ شکل و صورت کا جسم ہوتا مثلاً ایک کرہ صرف اتنا ضروری ہے کہ اپنے محور کے گرد گھومنے سے اس جسم کی شکل پیدا ہو میں اس کو باریک چھلوں میں ٹکڑے کر کے تمام سے پیدا حصوں کا مجموعہ لے کر μ اور S کی قیمت معلوم کر پاتا جب تک کیت اور بار کی تقسیم ایک جیسی ہو تا کہ بار اور کیت کا نسبت



شکل ۶.۸: بار کا چھلا جو اپنے محور کے گرد گھوم رہا ہے۔

یکساں ہو ہر جھلے کا اور لہذا پوری جسم کا ممکن مقناطیسی نسبت ایک دوسرے جیسا ہوگا مزید μ اور S کے رخ ایک دوسرے جیسے یا اگر بار منفی ہو تو ایک دونوں کے مخالف ہو گئے لہذا درج ذیل ہوگا

$$\mu = \left(\frac{q}{2m} \right) S$$

یہ حاصل کلاسیکی حساب ہے درحقیقت الیکٹران کا مقناطیسی معیار اثر اس کے کلاسیکی قیمت کا دگنا ہے

$$\mu_e = -\frac{e}{m} S \quad (۶.۶۰)$$

ڈیراک نے الیکٹران کی اضافیتی نظریہ میں اضافی جزو ضربی 2 کی وجہ پیش کی ہے ان تمام کو اکٹھے کرتے ہوئے درج ذیل حاصل ہوگا

$$H = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{1}{m^2 c^2 r^3} S \cdot L$$

اس حساب میں ایک مضرب سے کام لیا گیا ہے میں نے الیکٹران کے ساکن چھوٹ میں تجزیہ کیا جو ایک غیر جمودی نظام ہے چونکہ الیکٹران مرکزہ کے گرد گھومتا ہے لہذا یہ اسراع پذیر ہوگا اس حساب میں مجبوراً حرکت تصحیح جسے طمس استقبالی حرکت کہتے ہیں شامل کر کے مقبول کیا جاسکتا ہے جو حساب میں جزو ضربی 1/2 شامل کرتا ہے

$$H'_{so} = \left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \right) \frac{1}{m^2 c^2 r^3} S \cdot L \quad (۶.۶۱)$$

یہ چپکرو دائری باہم عمل ہے۔ ماسوائے دو تصحیح (الیکٹران کی ترمیم شدہ ممکن مقناطیسی نسبت اور طمس استقبالی حرکت جزو ضربی جو انقضاات ایک دوسرے کو کاٹتے ہیں) یہ وہی نتیجہ ہے جو آپ (بھولی بھالی) کلاسیکی نمونہ سے حاصل کرتے۔ طبعی طور پر یہ الیکٹران کے لمحاتی ساکن چھوٹ میں پروٹان کی مقناطیسی میدان میں، چپکراٹے الیکٹران کے مقناطیسی جفت قطب معیار اثر پر قوت سرور کی بدولت ہے۔

باب ۶. غیر تابع وقت نظریہ اضطراب

اب کو انٹرمیکانیات کی بات کرتے ہیں۔ چکر و دائری ربط کی صورت میں L اور S کے ساتھ ہیملٹنی غیر منقلب ہو گا لہذا چکر اور دائری زاویائی معیار اثر علیحدہ علیحدہ بقائی نہیں رہتے ہیں سوال 16.6 دیکھیں البتہ H'_{so} منقلب ہو گا L^2 ، S^2 اور کل زاویائی معیار حرکت کے ساتھ۔

$$(۶.۶۲) \quad \mathbf{J} \equiv \mathbf{L} + \mathbf{S}$$

لہذا یہ مقداریں بقائی ہیں مساوات 71.3 دوسرے لفظوں میں L_z اور S_z کے امتیازی حالات نظریہ اضطراب میں استعمال کے لئے موزوں حالات نہیں ہیں جبکہ L^2 ، S^2 ، J^2 ، اور J_z کے امتیازی حالات موزوں حالات ہیں اب

$$J^2 = (\mathbf{L} + \mathbf{S}) \cdot (\mathbf{L} + \mathbf{S}) = L^2 + S^2 + 2\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$$

کی بنا

$$(۶.۶۳) \quad \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = \frac{1}{2}(J^2 - L^2 - S^2)$$

ہو گا لہذا $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ کے امتیازی افتدار درج ذیل ہوں گے

$$\frac{\hbar^2}{2}[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]$$

یہاں یقیناً $S = 1/2$ ہے مزید $1/r^3$ کی توقعاتی قیمت سوال 35.6 (ج) دیکھیں درج ذیل ہے

$$(۶.۶۴) \quad \langle 1/r^3 \rangle = \frac{1}{l(l+1/2)(l+1)n^3a^3}$$

لہذا ہم درج ذیل اخذ کرتے ہیں

$$E_{so}^1 = \langle H'_{so} \rangle = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{m^2c^2} \frac{(\hbar^2/2)[j(j+1) - l(l+1) - 3/4]}{l(l+1/2)(l+1)n^3a^3}$$

یا تمام کو E_n کی صورت میں لکھتے ہیں

$$(۶.۶۵) \quad E_{so}^1 = \frac{(E_n)^2}{mc^2} \left\{ \frac{[j(j+1) - l(l+1) - 3/4]}{l(l+1/2)(l+1)} \right\}$$

یہ ایک حیرت کن بات ہے کہ بالکل مختلف طبعی پہلوؤں کے باوجود اضافیتی تصحیح اور چکر و دائری ربط ایک جتنا رتبہ (E_n^2/mc^2) رکھتے ہیں ان دونوں کو جمع کر کے ہمیں مکمل مہین ساخت کا کلیہ سوال 17.6 دیکھیں حاصل ہوتا ہے

$$(۶.۶۶) \quad E_{fs}^1 = \frac{(E_n)^2}{2mc^2} \left(3 - \frac{4n}{j+1/2} \right)$$

اس کو کلیہ بوہر کے ساتھ چھوڑ کر ہم ہائیڈروجن کی توانائی کی سطحوں کا عظیم نتیجہ حاصل کرتے ہیں جس میں مہین ساخت شامل ہے

$$E_{nj} = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{j+1/2} - \frac{3}{2} \right) \right] \quad (۶.۶۷)$$

مہین ساخت l میں انحطاط کو توڑتا ہے یعنی کسی ایک n کیلئے l کی مختلف اجزائی قیمتیں ایک دوسرے جیسی توانائی کے حامل نہیں ہونگی تاہم اب بھی یہ j میں انحطاط برقرار رکھتا ہے شکل 9.6 دیکھیں دائری وچکر زاویائی معیار حرکت کے z جزو امتیازی افتدار m_l اور m_s اب موزوں کو انٹم اعداد نہیں ہونگے۔ ان مقداروں کی مختلف قیمتوں والے حالات کے خطی جوڑاکن حالات ہوں گے۔ موزوں کو انٹم اعداد n, l, s, j اور m_j ہونگے سوال ۶.۱۶: درج ذیل مقاب کی قیمتیں تلاش کریں (الف) $[L \cdot S, L]$ ، (ب) $[L \cdot S, S]$ ، (ج) $[L \cdot S, J]$ ، (د) $[L \cdot S, L^2]$ ، (ه) $[L \cdot S, S^2]$ ، (و) $[L \cdot S, J^2]$ ؛ اشارہ: L اور S زاویائی معیار حرکت کے بنیادی مقابلیت رشتوں مساوات 99.4 اور 134.4 کو مطمئن کرتے ہیں تاہم یہ ایک دوسرے کے ساتھ غیر مقلوب ہیں۔

سوال ۶.۱۷: اضافیتی تصحیح مساوات 57.6 اور چکر دائری ربط مساوات 65.6 سے مہین ساخت کلیہ مساوات 66.6 اخذ کریں اشارہ: دھیان رہے کہ $l \pm 1/2 = j$ ہے ثبت علامت اور منفی علامت کو باری باری لے کر دیکھیں آپ دیکھیں گے کہ دونوں صورتوں میں آخری نتیجہ ایک دوسروں جیسا ہوگا

سوال ۶.۱۸: ہائیڈروجن کے موئی طیف کی سرخ بالمر لکیر نمایاں ہے جو $n = 3$ سے $n = 2$ میں منتقلی سے پیدا ہوتی ہے اس طیفی لکیر کا طول موج اور تعدد بوہر نظریہ سے تعین کریں مہین ساخت اس لکیر کو متفریب متفریب کئی لکیروں میں تقسیم کرتا ہے اب سوال یہ پیدا ہوتا ہے: لکیروں کی تعداد کیا ہوگی اور ان کے بچ واصلہ کتنے ہوگا اشارہ: پہلے قدم میں معلوم کریں کہ $n = 2$ سطح کتنی ذیلی سطحوں میں تقسیم ہوگا اور ہر ایک کے لیے eV میں E_{fs}^1 تلاش کریں یہی کچھ $n = 3$ کے لیے کریں سطح توانائی کے شکل کا حنا کہ بنا کر $n = 3$ سے $n = 2$ تک تمام ممکنہ منتقلی دکھائیں فوٹان کی صورت میں توانائی کا احسراج $(E_3 - E_2) + \Delta E$ ہوگا جہاں پہلا جزو سب میں مشترک جبکہ مہین ساخت کی بدولت ΔE کی قیمت ایک منتقلی سے دوسرے منتقلی بدلے گی۔ ہر منتقلی کے لئے ΔE کو eV میں تلاش کریں آخر میں انہیں فوٹان تعدد میں تبدیل کر کے ساتھ ساتھ طیفی لکیروں کے بچ واصلہ Hz کی صورت میں تعین کریں یہ غیر مضطرب لکیر اور ہر ایک طیفی لکیر کے بچ تعددی واصلہ نہیں ہوگا جو یقیناً قابل مشاہدہ نہیں ہے بلکہ یہ ہر لکیر اور اگلے لکیر کے بچ تعددی واصلہ ہوگا آپ کا جواب درج ذیل روپ میں ہونا چاہیے سرخ بالمر لکیر () لکیروں میں تقسیم ہوتا ہے بڑھتے تعدد کے لحاظ سے یہ (1) $(???) = j$ سے $(???) = j$ ، 2، $(???) = j$ سے $(???) = j$ ، ... ہو گئے لکیر 1 اور لکیر 2 کے بچ تعددی واصلہ $(???) \text{ Hz}$ ہے لکیر 2 اور لکیر 3 کے بچ واصلہ $???$ Hz ہے ...

سوال ۶.۱۹: نظریہ اضافیت استعمال کیے بغیر ذرا اک مساوات سے ہائیڈروجن کی مہین ساخت کا ٹھیک ٹھیک کلیہ درج ذیل حاصل ہوتا ہے

$$E_{nj} = mc^2 \left\{ \left[1 + \left(\frac{\alpha}{n - (j + 1/2) + \sqrt{(j + 1/2)^2 - \alpha^2}} \right)^2 \right]^{-1/2} - 1 \right\}$$

باب ۶. غیر تابع وقت نظریہ اضطراب

یہ ذہن میں رکھتے ہوئے کہ $1 \ll \alpha$ ہے اس کو a^4 رتب تک پھیلا کر دکھائیں کہ آپ مساوات 67.6 دوبارہ حاصل کرتے ہیں

۶.۴. زمین اثر

ایک جوہر کو یکساں بیرونی مقناطیسی میدان B_{ext} میں رکھنے سے اس کی توانائی کی سطحوں میں تبدیلیاں پیدا ہوتی ہے اس مظہر کو زمین اثر کہتے ہیں واحد ایک الیکٹران کے لیے اضطراب درج ذیل ہوگا

$$H'_z = -(\mu_1 + \mu_2) \cdot B_{ext} \quad (۶.۶۸)$$

جہاں

$$\mu_s = -\frac{e}{m} \mathbf{S} \quad (۶.۶۹)$$

الیکٹران چکر کے ساتھ وابستہ مقناطیسی جفت کتب معیار اثر اور

$$\mu_1 = -\frac{e}{2m} \mathbf{L} \quad (۶.۷۰)$$

مداری حرکت کے ساتھ وابستہ جفت کتب معیار اثر ہے یوں درج ذیل ہوگا

$$H'_z = \frac{e}{2m} (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \cdot B_{ext} \quad (۶.۷۱)$$

زمین تقسیم کی فطرت فیصلہ کن حد تک اندرونی میدان مساوات 59.6 جو چکر مدار ربط پیدا کرتا ہے کے لحاظ سے بیرونی میدان کی طاقت پر منحصر ہوگا اگر $B_{int} \ll B_{ext}$ ہو تب مہین ساخت غالب ہوگا اور H'_z کو ایک چھوٹی اضطراب تصور کیا جاسکتا ہے جبکہ $B_{ext} \gg B_{int}$ کی صورت میں زمین اثر غالب ہوگا اور مہین ساخت از خود اضطراب تصور کی جائے گی ان دو خطوں کے بیچ جہاں دونوں میدان مقلوب ہے ہمیں انخطاطی نظریہ اضطراب کی پوری قوت درکار ہوگی اور ہم پر لازم ہوگا کہ ہم ہیمیلٹنی کی متعلقہ حصے کو ہاتھ سے وتری بنائیں درج ذیل حصوں میں ہم ان تین صورتوں پر ہائیڈروجن کے لیے غور کریں گے سوال ۶.۲۰: مساوات 59.6 استعمال کرتے ہوئے ہائیڈروجن کی اندرونی میدان کی اندازاً قیمت تلاش کر کے بتائیں کہ طاقتور اور کمزور زمین میدان کتنا ہوگا

۶.۴.۱. کمزور میدان زمین اثر

اگر $B_{int} \ll B_{ext}$ ہو تب مہین ساخت مساوات 67.6 غالب ہوگی اور موزوں کو انٹم اعداد l, m, n, j اور m_j ہونگے تاہم چکر و مدار ربط کی موجودگی میں \mathbf{L} اور \mathbf{S} علیحدہ علیحدہ یقینی نہیں ہونگے لہذا m_l اور m_s موزوں کو انٹم اعداد نہیں ہونگے رتب اول نظریہ اضطراب میں توانائی میں زمین تصحیح درج ذیل ہوگی

$$H'_Z = \langle nljm_j | H'_Z | nljm_j \rangle = \frac{e}{2m} B_{ext} \cdot (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \quad (۶.۷۲)$$

اب $\mathbf{L} + 2\mathbf{S} = \mathbf{J} + \mathbf{S}$ ہوگا بد قسمتی سے ہمیں \mathbf{S} کی توقعاتی قیمت فوری طور پر معلوم نہیں ہے لیکن ہم درج ذیل طریقے سے اسے جان سکتے ہیں کل زاویائی معیار حرکت $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ ایک مستقل ہے (شکل ۶.۹)۔ اس مقررہ سمتیہ کے گرد \mathbf{L} اور \mathbf{S} تیزی سے استقبالی حرکت کرتے ہیں بالخصوص \mathbf{J} پر \mathbf{S} کی متاثرہ تقلیل \mathbf{S} کی وقتی اوسط قیمت ہوگا

$$\mathbf{S}_{\text{اوسط}} = \frac{(\mathbf{S} \cdot \mathbf{J})}{J^2} \mathbf{J} \quad (۶.۷۳)$$

لیکن $\mathbf{L} = \mathbf{J} - \mathbf{S}$ ہے لہذا $L^2 = J^2 + S^2 - 2\mathbf{J} \cdot \mathbf{S}$ ہوگا لہذا

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{2}(J^2 + S^2 - L^2) = \frac{\hbar^2}{2}[j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)] \quad (۶.۷۴)$$

جس سے درج ذیل حاصل ہوتا ہے

$$\langle \mathbf{L} + 2\mathbf{S} \rangle = \langle \left(1 + \frac{\mathbf{S} \cdot \mathbf{J}}{J^2}\right) \mathbf{J} \rangle = \left[1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + 3/4}{2j(j+1)}\right] \langle \mathbf{J} \rangle \quad (۶.۷۵)$$

چپکور کوسائن میں بند رکن کولسنڈے g جبزد ضرب کہتے ہیں جس کو g_j سے ظاہر کیا جاتا ہے ہم محور z کو B_{ext} کے ساتھ ساتھ رکھ سکتے ہیں تب درج ذیل ہوگا

$$E_Z^1 = \mu_B g_j B_{\text{ext}} m_j \quad (۶.۷۶)$$

جہاں

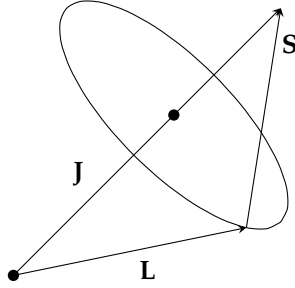
$$\mu_B \equiv \frac{e\hbar}{2m} = 5.788 \times 10^{-5} \text{ eV/T} \quad (۶.۷۷)$$

یوہر مقناطیہ کہلاتا ہے مہین ساخت کا حصہ مساوات 67.6 اور زیمان کا حصہ مساوات 76.6 کا مجموعہ کل توانائی دے گا مثال کے طور پر زمینی حال $n = 1$ ، $l = 0$ ، $j = 1/2$ لہذا $g_j = 2$ دو سطحوں میں بٹ جائے گا

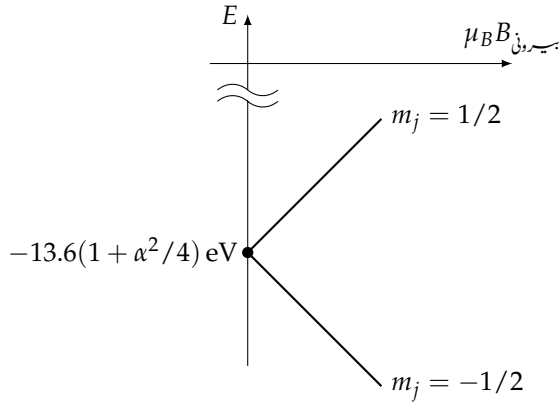
$$-13.6 \text{ eV} (1 + \alpha^2/4) \pm \mu_B B_{\text{ext}} \quad (۶.۷۸)$$

جہاں $m_j = 1/2$ کے لیے مثبت علامت اور $m_j = -1/2$ کے لیے منفی علامت استعمال ہوگی ان توانائیوں کو B_{ext} کے تفاعل کے طور پر شکل 11.6 ترسیم کیا گیا ہے۔

سوال ۶.۲۱: آٹھ عدد $n = 2$ حالات $|2l m_j\rangle$ پر غور کریں کمزور میدان زیمان پٹنے کی صورت میں ہر حال کی توانائی تلاش کر کے شکل ۶.۱۰ کی طرز کا خاکہ بنا کر دکھائیں B_{ext} بڑھانے سے توانائیاں کس طرح ارتقا کرتی ہے ہر خط کو نام دے کر اس کی ڈھلوان دکھائیں۔



شکل ۶.۹: چکر و مدار ارتباط کی عدم موجودگی میں L اور S علیحدہ علیحدہ بقائی نہیں ہوں گے؛ یہ اٹل کل زاویائی معیار حرکت J کے گرد استقبالی حرکت کرتے ہیں۔



شکل ۶.۱۰: ہائیڈروجن کے زمینی حال کی کمزور میدان زمینانہ اور بالائی لکیر ($m_j = 1/2$) کی ڈھلوان 1 ہے؛ نچلی لکیر ($m_j = -1/2$) کی ڈھلوان -1 ہے۔

۶.۴.۲ طاقتور میدان زمین اثر

اگر $B_{ext} \gg B_{int}$ ہو تب زمین اثر غالب ہوگا میدان B_{ext} کو z محور پر رکھ کر موزوں کو انجم اعداد n, l, m_l اور m_s ہو گئے جبکہ j اور m_j نہیں ہو گئے چونکہ بیرونی قوت سروڑ کی صورت میں کل ضیائی معیار حرکت بقائی نہیں ہوگا جبکہ L_z اور S_z ہو گئے زمین ہیلٹنی

$$H'_Z = \frac{e}{2m} B_{ext} (L_z + 2S_z)$$

جبکہ غیر مضطرب توانائی درج ذیل ہوگی

$$(۶.۷۹) \quad E_{nmlms} = -\frac{13.6 \text{ electronvolt}}{n^2} + \mu_B B_{ext} (m_l + 2m_s)$$

مہین ساخت کو مکمل نظر انداز کرتے ہوئے یہی جواب ہوگا تاہم اس سے بہتر کر سکتے ہیں رتب اول نظریہ اضطراب میں ان سطحوں کی مہین ساخت تصحیح درج ذیل ہوگی

$$(۶.۸۰) \quad E_{fs}^1 = \langle nlm_l m_s | (H'_r + H'_s) | nlm_l m_s \rangle$$

انفیتی قہ وہی ہوگا جو پہلے ہت مساوات 57.6 چکر و مدار حبزو مساوات 61.6 کے لیے نہیں درج ذیل درکار ہوگا

$$(۶.۸۱) \quad \langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \rangle = \langle S_x \rangle \langle L_x \rangle + \langle S_y \rangle \langle L_y \rangle + \langle S_z \rangle \langle L_z \rangle = \hbar^2 m_l m_s$$

دھیان رہے کہ S_z اور L_z کہ امتیازی تشاعلات کے لیے $\langle S_x \rangle = \langle S_y \rangle = \langle L_x \rangle = \langle L_y \rangle = 0$ ہوگا ان تمام کو اکٹھے کر کے سوال 22.6 ہم درج ذیل اخذ کرتے ہیں

$$(۶.۸۲) \quad E_{fs}^1 = \frac{13.6 \text{ eV}}{n^3} \alpha^2 \left\{ \frac{3}{4n} - \left[\frac{l(l+1) - m_l m_s}{l(l+1/2)(l+1)} \right] \right\}$$

چکور کوسائن کا حبزو $l = 0$ کے لئے غیر تعین ہوگا یہاں اس کی درست قیمت ایک ہے سوال 24.6 دیکھیں زمین حصہ مساوات 79.6 اور مہین ساخت حصہ مساوات 82.6 کا مجموعہ کل توانائی دے گا سوال ۶.۴۲: مساوات 80.6 سے آغاز کر کے مساوات 57.6، 61.6، 64.6، اور 81.6 استعمال کرتے ہوئے مساوات 82.6 اخذ کریں

سوال ۶.۴۳: آٹھ عدد $n = 2$ حالات $|2lm_j m_s\rangle$ پر غور کریں طاقتور میدان زمین بانٹ کی صورت میں ہر حال کی توانائی تلاش کرے اپنے جواب کو بوہر توانائی l^2 کے راست متناسب مہین ساخت اور $\mu_B B_{ext}$ کے براہ راست متناسب زمین حصہ کہ مجموعہ کی صورت میں لکھیں مہین ساخت کو مکمل طور پر نظر انداز کرتے ہوئے منفرد سطحوں کی تعداد کتنی ہوگی اور ان کے اخطاط کیا ہو گئے

سوال ۶.۴۴: اگر $l = 0$ ہو تب $l = 0$ ، $j = s$ ، $m_j = m_s$ ہوگا بلہذا کمزور اور طاقتور میدانوں کے لیے موزوں حالات $(|nm_s\rangle)$ ایک دوسرے چپے ہوں گے مساوات 72.6 سے E_Z^1 اور مساوات 67.6 سے مہین ساخت توانائیاں تعین کر کے میدان کی طاقت سے قطع نظر $l = 0$ کیلئے زمین اثر کا عمومی نتیجہ لکھیں دکھائیں کہ درمیانی چکور کوسائن رکن کی قیمت ایک لیتے ہوئے طاقتور میدان کلیہ مساوات 82.6 یہی نتیجہ دے گا

۶.۴.۳ درمیانی طاقت میدان زیماں اثر

درمیانی طاقت میدان کی صورت میں نا H'_Z اور نہ ہی H'_{fs} غالب ہوگا لہذا ہمیں دونوں کو ایک نظر سے دیکھ کر بوہر ہیملٹنی مساوات 42.6 کے اضطراب تصور کرنا ہوگا

$$(۶.۸۳) \quad H' = H'_Z + H'_{fs}$$

میں $n = 2$ صورت پر اپنی توجہ محدود کرتے ہوئے وہ حالات جن کی وصف l, j, m_j بیان کرتی ہے کو اخطاطی نظریہ اضطراب کا اساس لیتا ہوں کلیش گورڈن عددی سر سوال 51.4 یا جدول 8.4 استعمال کرتے ہوئے $|lm_l\rangle |sm_s\rangle$ کو $|jm_j\rangle$ کا خطی جوڑ لکھ کر درج ذیل ہوگا

$$l = 0 \begin{cases} \psi_1 \equiv |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle = |00\rangle |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle \\ \psi_2 \equiv |\frac{1}{2} \frac{-1}{2}\rangle = |00\rangle |\frac{1}{2} \frac{-1}{2}\rangle \end{cases}$$

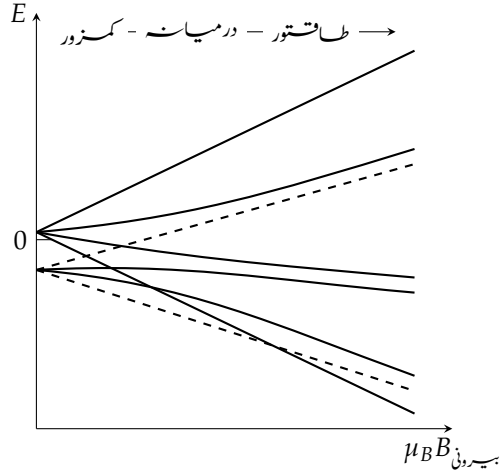
$$l = 1 \begin{cases} \psi_3 \equiv |\frac{3}{2} \frac{3}{2}\rangle = |11\rangle |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle \\ \psi_4 \equiv |\frac{3}{2} \frac{-3}{2}\rangle = |1-1\rangle |\frac{1}{2} \frac{-1}{2}\rangle \\ \psi_5 \equiv |\frac{3}{2} \frac{1}{2}\rangle = \sqrt{2/3}|10\rangle |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle + \sqrt{1/3}|11\rangle |\frac{1}{2} \frac{-1}{2}\rangle \\ \psi_6 \equiv |\frac{3}{2} \frac{1}{2}\rangle = -\sqrt{1/3}|10\rangle |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle + \sqrt{2/3}|11\rangle |\frac{1}{2} \frac{-1}{2}\rangle \\ \psi_7 \equiv |\frac{3}{2} \frac{-1}{2}\rangle = \sqrt{1/3}|1-1\rangle |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle + \sqrt{2/3}|10\rangle |\frac{1}{2} \frac{-1}{2}\rangle \\ \psi_8 \equiv |\frac{3}{2} \frac{-1}{2}\rangle = -\sqrt{2/3}|1-1\rangle |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle + \sqrt{1/3}|10\rangle |\frac{1}{2} \frac{-1}{2}\rangle \end{cases}$$

اس اساس میں H'_{fs} کے تمام غیر صفرو تالیبی ارکان جنہیں مساوات 66.6 دیتی ہے و تر پائے جاتے ہیں H'_Z کے چار غیر وتری ارکان پائے جاتے ہیں اور \mathbf{W} - کا مکمل متالب سوال 25.6 دیکھیں درج ذیل ہوگا

$5\gamma - \beta$	00	00	00
$05\gamma + \beta$	00	00	00
00	$\gamma - 2\beta$	00	00
00	$0\gamma + 2\beta$	00	00
00	00	$\gamma - \frac{2}{3}\beta \frac{\sqrt{2}}{3}\beta$	00
00	00	$\frac{\sqrt{2}}{3}\beta 5\gamma - \frac{1}{3}\beta$	00
00	00	00	$\gamma + \frac{2}{3}\beta \frac{\sqrt{2}}{3}\beta$
00	00	00	$\frac{\sqrt{2}}{3}\beta 5\gamma + \frac{1}{3}\beta$

جہاں درج ذیل ہوں گے

$$\gamma \equiv (\alpha/8)^2 13.6 \text{ eV} \quad \text{اور} \quad \beta \equiv \mu_B \mathbf{B}_{ext}$$



شکل ۶.۱۱: کمزور، درمیان اور طفتور میدان میں ہائیڈروجن کے $n = 2$ حال کا زیرمان بتاوا۔

ابتدائی چار امتیازی اعداد پہلے سے وترپرد کھائے گئے ہیں اب صرف دو 2×2 ڈیوں کی امتیازی اعداد تلاش کرنا باقی ہے ان میں سے پہلی کی امتیازی مساوات درج ذیل ہے

$$\lambda^2 - \lambda(6\gamma - \beta) + \left(5\gamma^2 - \frac{11}{3}\gamma\beta\right) = 0$$

جس سے دو درجی کلیہ درج ذیل امتیازی اعداد دے گا

$$\lambda_{\pm} = -3\gamma + (\beta/2) \pm \sqrt{4\gamma^2 + (2/3)\gamma\beta + (\beta^2/4)} \quad (۶.۸۴)$$

دوسرے ڈیے کی امتیازی اعداد یہی مساوات دے گی لیکن اس میں β کی علامت الٹ ہوگی ان آٹھ توانائیوں کو جدول 2.6 میں پیش کیا گیا ہے اور شکل ۶.۱۱ میں B_{ext} کے لحاظ سے ترسیم کیا گیا ہے صفر میدان حد $\beta = 0$ میں یہ مہین ساخت قیمتیں دیتی ہیں کمزور میدان $\gamma \gg \beta$ کی صورت میں یہ سوال 21.6 میں حاصل نتائج دیتی ہے طفتور میدان $\gamma \ll \beta$ کی صورت میں سوال 23.6 کے نتائج حاصل ہونگے دھیان رہے جیسا سوال 23.6 میں پیش گوئی کی گئی تھی کہ بہت زیادہ طفتور میدانوں میں یہ پانچ منفرد توانائیوں کی سطحوں پر مرکوز ہوں گے۔

سوال ۶.۲۵: متالابی ارکان H'_Z اور H'_{fs} دریافت کر کے $n = 2$ کے لئے متن میں دیا گیا متالاب W تشکیل دیں۔

سوال ۶.۲۶: ہائیڈروجن کے $n = 3$ حالات کے لیے کمزور، طفتور اور درمیان میدان خطوں کے لیے زیرمان اثر کا تجزیہ کریں جدول 2.6 کی طرز پر توانائیوں کا جدول تیار کر کے انہیں بیرونی میدان کے تفاعل کے طور پر ترسیم

باب ۶. غیر تابع وقت نظریہ اضطراب

کریں جیسا شکل 12.6 میں کیا تصدیق کیجئے گا کہ درمیان میدان کے نتائج دو تحدیدی صورتوں میں تخفیف ہو کر درست قیمتی دیتی ہے

۶.۴.۴ نہایت مہین بٹوارہ

پروٹان از خود ایک مقناطیسی جفت کتب ہے اگرچہ نسب نما میں کیمیت کی بنا اس کا جفت کتب معیار اثر الیکٹران کے جفت کتب معیار اثر سے بہت کم ہوگا مساوات 60.6

$$(۶.۸۵) \quad \mu_p = \frac{g_p e}{2m_p} S_p, \quad \mu_e = -\frac{e}{m_e} S_e$$

پروٹان ایک مخلوط ساخت کا ذرہ ہے جو تین کوارکوں پر مشتمل ہے لہذا اس کا مقناطیسی نسبت الیکٹران کی مقناطیسی نسبت کی طرح سادہ نہیں ہوگا جس کی بنا صریحی g جذب ضربی g_p لکھا گیا ہے جس کی پیمائشی قیمت 59.5 ہے جو الیکٹران کی قیمت دو سے مختلف ہے کلاسیکی برقی حرکیات کے تحت جفت کتب μ درج ذیل مقناطیسی میدان پیدا کرتا ہے

$$(۶.۸۶) \quad B = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} [3(\boldsymbol{\mu} \cdot \hat{r})\hat{r} - \boldsymbol{\mu}] + \frac{2\mu_0}{3} \boldsymbol{\mu} \delta^3(r)$$

یو پروٹان کے مقناطیسی جفت کتب معیار اثر سے پیدا مقناطیسی میدان میں الیکٹران کا ہیمیلٹنی درج ذیل ہوگا مساوات 58.6

$$(۶.۸۷) \quad H'_{hf} = \frac{\mu_0 g_p e^2}{8\pi m_p m_e} \frac{[3(\mathbf{S}_p \cdot \hat{r})(\mathbf{S}_e \cdot \hat{r}) - \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_e]}{r^3} + \frac{\mu_0 g_p e^2}{3m_p m_e} \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_e \delta^3(r)$$

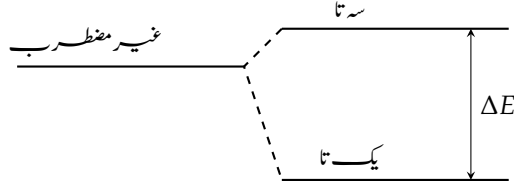
نظریہ اضطراب کے تحت توانائی کی اول رتبہ تخفیف مساوات ۹.6 اس طرح بھی ہیمیلٹنی کی توقعاتی قیمت ہوگی

$$(۶.۸۸) \quad E_{hf}^1 = \frac{\mu_0 g_p e^2}{8\pi m_p m_e} \langle \frac{3(\mathbf{S}_p \cdot \hat{r})(\mathbf{S}_e \cdot \hat{r}) - \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_e}{r^3} \rangle + \frac{\mu_0 g_p e^2}{3m_p m_e} \langle \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_e \rangle |\psi(0)|^2$$

زمینی ہال میں یا کسی دوسری ایسے حال میں جس میں $l = 0$ ہو توقف عمل موج کروئی تشاکلی ہوگا لہذا اول توقعاتی قیمت صفر ہوگی سوال 27.6 دیکھیں ساتھ ہی مساوات 80.4 کے تحت $|\psi_{100}(0)|^2 = 1/(\pi a^3)$ ہوگا لہذا زمینی ہال میں درج ذیل ہوگا

$$(۶.۸۹) \quad E_{hf}^1 = \frac{\mu_0 g_p e^2}{3\pi m_p m_e a^3} \langle \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_e \rangle$$

چونکہ اس میں دو چپکروں کے بیچ ضرب نقطہ پایا جاتا ہے لہذا اس کو چپکر چپکر ربط کہتے ہیں جیسا چپکر مدار ربط میں $\mathbf{S} \cdot \mathbf{L}$ پایا جاتا ہے چپکر چپکر ربط کی موجودگی میں انفرادی چپکر زاویائی معیار اثر قبائی نہیں رہتے ہیں موزوں حالات کل



شکل ۶.۱۲: ہائیڈروجن کے زمینی حال کا نہایت مہین بنواری۔

چکر کے امتیازی سمتیات ہونگے

$$(۶.۹۰) \quad \mathbf{S} \equiv \mathbf{S}_e + \mathbf{S}_p$$

پہلے کی طرح ہم اس کا مربع لے کر درج ذیل حاصل کرتے ہیں

$$(۶.۹۱) \quad \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_e = \frac{1}{2}(S^2 - S_e^2 - S_p^2)$$

اب الیکٹران اور پروٹون دونوں کا چکر ایک بٹا دو ہے لہذا $S_e^2 = S_p^2 = (3/4)\hbar^2$ ہوگا سہ تا حال تمام چکر متوازی
میں کل چکر ایک ہوگا جس کے تحت $S^2 = 2\hbar^2$ ہوگا یکتا حال میں کل چکر صفر لہذا $S^2 = 0$ ہوگا یوں درج
ذیل ہوگا

$$(۶.۹۲) \quad E_{hf}^1 = \frac{4g_p\hbar^4}{3m_pm_e^2c^2a^4} \begin{cases} +1/4, & \text{سہ تا} \\ -3/4, & \text{یک تا} \end{cases}$$

چکر چکر رابطہ زمینی نیچال کے چکر انحطاط کو توڑ کر سہ تا تنظیم کو اٹھاتا جبکہ یک تا کو دباتا ہے (شکل ۶.۱۲)۔ یوں ان کے
درمیان توانائی کا فاصلہ درج ذیل ہوگا۔

$$(۶.۹۳) \quad \Delta E = \frac{4g_p\hbar^4}{3m_pm_e^2c^2a^4} = 5.88 \times 10^{-6} \text{ eV}$$

سہ تا حال سے یک تا حال امتثال کے دوران خارج فوٹان کا تعدد درج ذیل ہوگا

$$(۶.۹۴) \quad \nu = \frac{\Delta E}{h} = 1420 \text{ MHz}$$

اور اس کی مطابقتی طول موج $c/\nu = 21 \text{ cm}$ ہوگی جو خود موج خطے میں پایا جاتا ہے یہ کائنات میں اخراج
کی صورت میں وہ مشہور ۲۱ سینٹی میٹر تحفی خط ہے جو ہر طرف پایا جاتا ہے سوال ۶.۲: فرض کریں a اور b دو
مستقل سمتیات ہیں درج ذیل دکھائیں

$$(۶.۹۵) \quad (\mathbf{a} \cdot \hat{\mathbf{r}})(\mathbf{b} \cdot \hat{\mathbf{r}}) \sin \theta d\theta d\phi = \frac{4\pi}{3} (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$$

باب ۶. غیر تابع وقت نظریہ اضطراب

تکمل ہمیشہ کی طرح $0 < \theta < \pi$ ، $0 < \phi < 2\phi$ ، $0 < \phi$ کر لیا گیا ہے اس نتیجہ کو استعمال کرتے ہوئے ان حالات کے لئے جن کے لیے $l = 0$ ہو درج ذیل دکھائیں

$$\left\langle \frac{3(\mathbf{S}_p \cdot \hat{r})(\mathbf{S}_e \cdot \hat{r}) - \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_e}{r^3} \right\rangle = 0$$

اشارہ: $\hat{r} = \sin \theta \cos \phi \hat{i} + \sin \theta \sin \phi \hat{j} + \cos \theta \hat{k}$

سوال ۶.۲۸: ہائیڈروجن کلیہ میں موزوں ترمیم کرتے ہوئے درج ذیل کے لیے زمینی حال کی مہین ساخت تعیین کریں (الف) میونی ہائیڈروجن جس میں ایکسٹران کی بجائے میون ہوگا جس کا بار اور g حبزو ضرب ایکسٹرون کے بار اور g حبزو ضرب کے برابر لیکن کیت 207 گنا زیادہ ہے (ب) پازیسٹرانیم جس میں پروٹان کی جگہ پوزیسٹران ہوگا جس کی کیت اور g حبزو ضرب اور ایکسٹران کی کیت اور g حبزو ضرب لیکن علامت الٹ ہے (ج) میونیم جس میں پروٹان کی جگہ زد میون ہوگا جس کی کیت اور g حبزو ضرب عین میونی کے لیکن بار مخالف ہے اشارہ: یاد رہے کہ تحقیق شدہ کیت سوال 1.5 استعمال کرتے ہوئے ان عجیب جوہروں کا رداس بوہر حاصل کیا جائے گا دیکھایا گیا ہے کہ پازیسٹرونیم کے لئے حاصل جواب $4.85 \times 10^{-4} \text{ eV}$ تجرباتی حاصل قیمت $8.41 \times 10^{-4} \text{ eV}$ سے بہت مختلف ہے اس منحنی کی وجہ نا پودی جفت $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ہے جو اضافی $(3/4)\Delta E$ دلاتی ہے اور جو سادہ ہائیڈروجن میونی ہائیڈروجن اور میونیم میں نہیں ہوتا

سوال ۶.۲۹: مرکزہ کی مستطائی جسامت کی بنا ہے ہائیڈروجن کے زمینی حال توانائی میں تصحیح کی انداز قیمت تلاش کریں پروٹان کو رداس b کا ایک ساں دار کرومی خول تصور کریں یوں خول کے اندر ایکسٹران کی مخفی توانائی مستقل $-e^2/4\pi\epsilon_0 b$ ہوگی یہ درحقیقت درست نہیں ہے لیکن یہ سادہ ترین نمونہ ہے جس سے ہمیں مقدار کا اندازہ ہو سکے گا اپنے جواب کو ایک چھوٹی مقدار معلوم b/a کے روپ میں طاقتی قسل میں پھیلا کر جہاں a رداس بوہر ہے صرف ابتدائی حبزورکھ کر آپ کا جواب درج ذیل روپ اختیار کرے گا

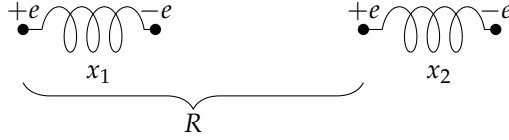
$$\frac{\Delta E}{E} = A(b/a)^n$$

آپ نے مستقل A اور طاقت n کی قیمتے تعیین کرنی ہے آخر میں $10e - 15 \text{ meter}$ b جو تقریب پروٹان کا عدد اس ہے پُر کر کے اصل عدد تلاش کریں اس کا موازنہ مہین ساخت اور نہایت مہین ساخت کے ساتھ کریں

سوال ۶.۳۰: زیر سستی خاصیت کے تیں آبادی ہارمونی سر نقش سوال 38.4 پر غور کریں اضطراب

$$H' = \lambda x^2 y z$$

جہاں λ ایک مستقل ہے کا درج ذیل صورت میں رتبہ اول تک اثر پر بحث کریں
۱. زمینی حال



شکل ۶.۱۳: دو متابل تنظیم۔ مترجمی جوہر (سوال 31.6)۔

ب۔ سہتا انحطاطی پہلی حبان حال اشارہ: سوال 13.2 اور 33.3 کے جوابات استعمال کریں

سوال ۶.۳۱: وندروالز باہم عمل دو جوہر پر غور کریں جن کے بیچ مصلہ R ہے چونکہ دونوں برقی معطل ہیں لہذا آپ فرض کر سکتے ہیں کہ ان کے بیچ کوئی قوت نہیں پائی جائے گی تاہم اگر یہ کابل تنظیم ہو تب ان کے بیچ کمزور قوت کشش پایا جائے گا اس نظام کی نمونہ کشی کرنے کی خاطر ہر ایک جوہر کو ایک الیکٹرون جس کی قیمت m اور بار $-e$ ہو ایک مرکز $+e$ کے ساتھ ایک اسپرنگ مقیاس پلک کے سے حبڑا ہوا تصور کریں (شکل ۶.۱۳)۔ ہم فرض کریں گے بھاری ہونے کے بنا غیر متحرک یعنی ساکن ہوں گے اس غیر مضطرب نظام کا ہیملٹنی درج ذیل ہوگا۔

$$(۶.۹۶) \quad H^0 = \frac{1}{2m} p_1^2 + \frac{1}{2} k x_1^2 + \frac{1}{2m} p_2^2 + \frac{1}{2} k x_2^2$$

ان جوہروں کے بیچ کولمب باہم عمل درج ذیل ہوگا

$$(۶.۹۷) \quad H' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e^2}{R} - \frac{e^2}{R+x_1} - \frac{e^2}{R-x_2} + \frac{e^2}{R+x_1-x_2} \right)$$

ا۔ مساوات 97.6 کی تفصیل پیش کریں مصلہ R سے $|x_1|$ اور $|x_2|$ کی قیمتوں کو بہت کم تصور کرتے ہوئے درج ذیل دکھائیں

$$(۶.۹۸) \quad H' \cong -\frac{e^2 x_1 x_2}{2\pi\epsilon_0 R^3}$$

ب۔ دکھائیں کہ کل ہیملٹنی مساوات 96.6 جمع مساوات 98.6 دوہار مونی سرکش ہیملٹن یوں

(۶.۹۹)

$$H = \left[\frac{1}{2m} p_+^2 + \frac{1}{2} \left(k - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} \right) x_+^2 \right] + \left[\frac{1}{2m} p_-^2 + \frac{1}{2} \left(k + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} \right) x_-^2 \right]$$

میں زیرے تبدیلی متغیرات

$$(۶.۱۰۰) \quad X_{\pm} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (x_1 \pm x_2), \quad p_{\pm} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (p_1 \pm p_2)$$

علیحدہ ہوگا

ج. اس ہیملٹنی کی زمینی حال توانائی درج ذیل ہوگی

$$(۶.۱۰۱) \quad E = \frac{1}{2} \hbar (\omega_+ + \omega_-), \quad \text{جہاں } \omega_{\pm} = \sqrt{\frac{k \mp (e^2/4\pi\epsilon_0 R^3)}{m}}$$

کولمب باہم عمل کے بغیر یہ $E_0 = \hbar\omega_0$ ہو تا جہاں $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ ہے درج ذیل $k \gg (e^2/4\pi\epsilon_0 R^3)$ فرض کرتے ہوئے دکھائیں

$$(۶.۱۰۲) \quad \Delta V \equiv E - E_0 \cong -\frac{\hbar}{8m^2\omega_0^3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{R^6}$$

ماخووس: دونوں جوہروں کے بچ کشتی مخفی پایا جاتا ہے جو ان کے بچ فاصلہ کے چھٹی طاقت کے تغیر معکوس ہے یہ دو معدل جوہروں کے بچ وندروال باہم عمل ہے

د. اسی حساب کو دور تبی نظریہ اضطراب کی مدد سے دوبارہ کریں اشارہ: غیر مضطرب حالات کی روپ $\psi_{n1}(x_1)\psi_{n2}(x_2)$ ہوگی جہاں $\psi_n(x)$ ایک ذرا سر قش تقا عمل موج ہے جہاں m کمیت اور مقیاس پک k ہوگا مساوات 98.6 میں دی گئی اضطراب کے لیے زمینی حال توانائی کی دور تبی تخفیف ΔV ہوگی دھیان رہے کہ رتبہ اول تخفیف صفر ہے

سوال 32.6:

فرض کریں ایک مخصوص کوانٹم نظام کا Hamiltonian کسی متدار معلوم λ کا تفعال ہو۔ $H(\lambda)$ کے امتیازی امدار کو اور امتیازی تفعالات $E_n(\lambda)$ اور $\psi_n(\lambda)$ لیں۔ مسلہ Feynman-Hellmann درج ذیل کہت ہے

$$\frac{\partial E_n}{\partial \lambda} = \left\langle \psi_n \left| \frac{\partial H}{\partial \lambda} \right| \psi_n \right\rangle$$

جہاں E_n کو غیر انحطاطی تصور کریں اور اگر انحطاطی ہوں تب تمام ψ_n کو انحطاطی امتیازی تفعالات کے موضوع خطی جوڑ تصور کریں۔

(جبروالف): مسلہ Feynman-Hellmann ثابت کریں۔ (اشارہ: مسلہ 19.6 استعمال کریں۔)

(جبروب): درج ذیل بقودی ہمار موئی مدار اسکا اطلاق کریں۔

(ایک)

$\lambda = \omega$

لیں جس سے V کی توقعاتی قیمت کا کلیہ اخذ ہوگا۔

(دو)

$\lambda = \hbar$

لیں جو $\langle T \rangle$ دے گا اور

(تین)

$\lambda = m$

جو $\langle T \rangle$ اور $\langle V \rangle$ کے درمیان رشتہ دے گا۔ اپنے جوابات کا سوال 12.2 اور مسلہ virial کی پیشگوئیوں کے ساتھ موعا زنا کریں۔

سوال 33.6:

مسلمہ Feynman-Hellmann استعمال کرتے ہوئے ہمارے ڈرو جسکے لئے $1/r$ اور $1/r^2$ کی توقعاتی قیمتیں تین کی حساب کتابیں ہیں
رادا ہی تفاعلات امواج کا موثر Hamiltonian مساوات 53.4 درج ذیل ہے:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r}$$

اور امتیازی افتدار جنہیں L کی صورت میں لکھا گیا ہے مساوات 70.4 درج ذیل ہونگے

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon^2\hbar^2(j_{max} + l + 1)^2}$$

(حبزوالف):

مسلمہ Feynman-Hellmann میں $e = \lambda$ استعمال کرتے ہوئے $\langle 1/r \rangle$ تلاش کریں۔ اپنے نتیجے کی تصدیق مساوات 55.6 کے ساتھ کریں۔

(حبزوب):

$l = \lambda$ کو استعمال کرتے ہوئے $\langle 1/r^2 \rangle$ تلاش کریں۔ اپنے نتیجے کی تصدیق مساوات 56.6 کے ساتھ کریں۔
سوال 34.6:

رشتہ Kramers'

$$\frac{s+1}{n^2} \langle r^s \rangle - (2s+1)a \langle r^{s-1} \rangle n + \frac{s}{4} [(2l+1)^2 - s^2] a^2 \langle r^{s-2} \rangle = 0$$

صابطہ کریں جو ہمارے ڈرو جسکے حال ψ_{nlm} میں الیکٹران کے لئے R کی توقعاتی قیمتوں کی تین مختلف طاقتوں $(s, s-1, s-2)$ کا تعلق پیش کرتا ہے۔ اشارہ: راداسی مساوات 53.4 کو درج ذیل روپ میں لکھ کر

$$u'' = \left[\frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2}{ar} + \frac{1}{n^2 a^2} \right] u.$$

۔ $\int (ur^s u'') dr$ کو $\langle r^s \rangle$ ، $\langle r^{s-1} \rangle$ ، $\langle r^{s-2} \rangle$ کی صورت میں لکھیں اسکے بعد تکامل bilhis کے ذریعے دوہرا تفروق کو بیٹھائیں۔ دیکھیں کے

$$\int (ur^s u') dr = -\langle r^{s-1} \rangle (s/2)$$

اور

$$\int (u' r^s u') dr = -[2/(s+1)] \int (u'' r^{s+1} u') dr$$

ہوگا اسی کو لے کر آگے چلیں)

سول 35.6:

(حبزوالف):

رشتہ Kramers' مساوات 104.6 میں $s = 0, s = 1, s = 2$ اور $s = 3$ ڈال کے $\langle r^{-1} \rangle$ ، $\langle r \rangle$ ، $\langle r^2 \rangle$ اور $\langle r^3 \rangle$ کے قیامت حاصل کریں۔ آپ دیکھ سکتے ہیں کہ آپ اس طرح چلتے ہیں کسی بھی مثبت طاقت کے لئے قیام دریافت کر سکتے ہیں۔

(حبزوب):

دوسرے رخ آچکوں مثلاً درپیش ہوگا آپ $-1 = s$ پر کر کے دیکھیں گے آچکوں صرف $\langle r^{-2} \rangle$ اور $\langle r^{-3} \rangle$ کے بیچ رشتہ حاصل ہوگا۔

(حبزوب):

اگر آپ کسی طریقے سے $\langle r^{-2} \rangle$ دریافت کر پائیں تب آپ رشتہ 'Kramers' استعمال کر کے باقی تمام منفی قوتوں کے لئے قیادت دریافت کر سکتے ہیں۔

مسائل 56.6: جسے سوال 33.6 میں اخذ کیا گیا ہے اسے استعمال کرتے ہوئے $\langle r^{-3} \rangle$ تعین کریں اور اپنے نتیجہ کی تصدیق مسائل 64.6 کے ساتھ کریں۔

سوال 36.6:

ایک جوہر کو یکساں بیرونی برقی میدان E_{ext} میں رکھنے سے توانائی کی سطحیں ہٹتی ہیں جسے سٹارک اثر کہا جاتا ہے اور جو zemann اثر کا برقی مسائل ہے اس سوال میں ہم ہالے ڈروجن کے $n = 1$ اور $n = 2$ حالات کے لئے سٹارک اثر کا تجزیہ کرتے ہیں۔ فرض کریں میدان Z رخ ہے لہذا الیکٹران کی مخفی توانائی درج ذیل ہوگی:

$$H'_S = eE_{ext}z = eE_{ext}r \cos \theta$$

اسکو hamiltonian bohr مسائل 42.6 میں اضطراب تصور کریں اس مسئلہ میں چپکر کا کوئی کردار نہیں ہے لہذا اسے نظر انداز کرتے ہوئے عمدہ ساخت کو رد کریں۔

(حبزوالف):

اول تب میں زمینی حال توانائی اس اضطراب سے اثر انداز نہیں ہوتی۔

(حبزوب):

پہلا ہیجان حال 4 پرستہ $\psi_{200}, \psi_{211}, \psi_{210}, \psi_{21-1}$ انخطاطی نظریہ اضطراب استعمال کرتے ہوئے، توانائی کی ترتیب اول کا سہی تعین کریں۔ توانائی E_2 کتنے سطحوں میں بٹے گا؟

(حبزوب):

درج بالا حبزوب میں موضوع تفاعلات موج کیا ہونگے؟ ان میں سے ہر ایک موضوع حالات میں برقی جو عطف قطب معیار اثر $(p_e = -er)$ کی توقعاتی قیمت معلوم کریں۔ آپ دیکھیں گے کہ نتائج لاگو میدان کے تابع نہیں ہونگے اس طرح ظاہر ہے کہ پہلی ہیجان حال میں ہالے ڈروجن برقی جو عطف قطب معیار اثر کا حاصل ہوگا۔ اشارہ: اس سوال میں بہت سارے تاکسلات پائے جاتے ہیں تاہم تقسیم تمام کی قیمت سفر ہے لہذا حساب سے قبل غور کریں اگر ϕ عمل سفر ہو تب r اور θ کمالات حل کرنے کی ضرورت نہیں ہوگی حبزوبی جواب

$$W_{13} = W_{31} = -3eaE_{ext};$$

باقی تمام ارکان سفر ہیں۔)

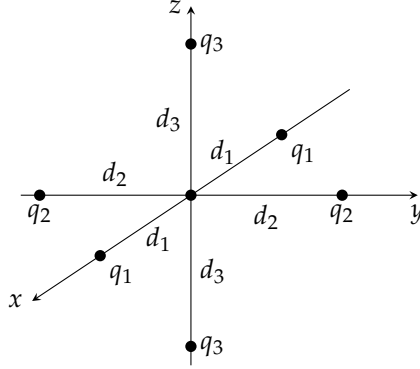
سوال 37.6: ہالے ڈروجن کی $n = 3$ حالات کے لئے سٹارک اثر سوال 36.6 پر غور کریں ابتداًی طور پر چپکر کو نظر انداز کرتے ہوئے اب انخطاطی حالات ψ_{3lm} ہونگے اور اب ہم Z رخ برقی میدان حوالہ کرتے ہیں۔

(حبزوالف):

اضطرابی hamiltonian کو غلبہ کرنے والا 9×9 کا کالم تیار کریں

حبزوبی جواب

$$\langle 300|z|310 \rangle = -3\sqrt{6}a, \langle 310|z|320 \rangle = -3\sqrt{3}a, \langle 31 \pm 1|z|32 \pm 1 \rangle = -(9/2)a.$$



شکل ۶.۱۴: ہائیڈروجن جوہر کے گرد چھ نقطی بار (متساوی حبال کا ایک سادہ نمونہ)؛ سوال 39.6

(جزوب):

استیلازی اقتدار اور انکی انحطاط دریانت کریں۔

سوال 38.6: ڈوٹر نم کی زمینی حال میں نہایت موہین منتقلی کے دوران خارج کردہ پھوٹان کا طول موج میں تلاش کریں۔ ڈوٹر نم در حقیقت بھاری ہائے ڈروجن ہے جس کے مرکز میں ایک اضافی نوٹران پایا جاتا ہے پروٹان اور نوٹران ساتھ جڑ کر ڈوٹر نم بناتے ہیں جس کا چکر ایک مقناطیسی دائرہ اثر

$$\mu_d = \frac{8de}{2m_d} S_{di}$$

اور ڈوٹر نم کا-g جزو 71.1 ہے۔

سوال 39.6:

ایک کالم میں متربی باردار کا بجلی میدان جوہر کی توانائی کی سطحوں کو مضطرب کرتا ہے۔ ایک تازہ نمونہ کے طور پر (شکل ۶.۱۴) فرض کریں ہائیڈروجن جوہر کی پڑوس میں نقطہ باروں کی تین جوڑیاں پایا جاتی ہیں۔ (چونکہ اس سوال کے ساتھ چکر کا کوئی واسطہ نہیں ہے لہذا اسے نظر انداز کریں)

(جزو الف):

درج ذیل

$$r \ll d_1, r \ll d_2, \text{ and } r \ll d_3,$$

کی صورت میں دیکھاے

$$H' = V_0 + 3(\beta_1 x^2 + \beta_2 y^2 + \beta_3 z^2) - (\beta_1 + \beta_2 + \beta_3) r^2,$$

جہاں درج ذیل ہیں

$$\beta_i \equiv -\frac{e}{4\pi\epsilon} \frac{\eta_i}{d_i^3},$$

اور

$$V_0 = 2(\beta_1 d_1^2 + \beta_2 d_2^2 + \beta_3 d_3^2).$$

(حبزوب):

زمینی حال توانائی کی رتبہ اول کی تخفیف تلاش کریں۔

(حبزوج):

پہلی۔ ہیجان حالات ($n = 2$) کی توانائی کے لئے رتبہ اول کی تخفیف تلاش کریں۔ درج ذیل صورتوں میں یہ چار پڑتہ انحطاطی نظام کتنی سطحوں میں بنے گا۔

ایک (کاپی تشافلی)

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta_3,$$

کی صورت میں۔

دو (چوں زاویہ تشافلی)

$$\beta_1 = \beta_2 \neq \beta_3 :$$

کی صورت میں۔

تین (آرتھوہمبک تشافلی کی صورت میں تینوں مختلف ہونگیں۔

سوال 40.6:

بازاؤفات ψ_{11}^1 کو غیر مضطرب طفعالات امواج میں پھلائے مساوات 11.6 بغیر مساوات 10.6 کو بلد واستہ حال کرنا ممکن ہوتا ہے اسکی دو بخصوص خوبصورت مثالیں درج ذیل ہیں۔

(الف)

ایک) ہائے ڈروجن کی زمینی حال میں سنارک اثر ایک یکاں بیرونی برقی میدان E_{ext} کی موجودگی میں ہائے ڈروجن کی زمینی حال کا رتبہ اول تخفیف تلاش کریں (سوال 36.6 stark اثر دیکھیں)۔ اشارہ: حل کی درج ذیل روپ:

$$(A + Br + Cr^2)e^{-r/n} \cos \theta;$$

استعمال کر کے دیکھیں آپ نے مستقالات A, B, C اور کی ایسی قیمتیں تلاش کرنی ہیں جو مساوات 10.6 کو مطمئن کرتے ہوں۔

دو) زمینی حال توانائی کی رتبہ دوم تخفیف مساوات 14.6 کی مدد سے تعین کریں جیسا اپنے سوال 36.6 (الف) میں دیکھا رتبہ اول تخفیف سفر ہوگی۔ جواب:

$$-m(3a^2 e E_{ext} / 2\hbar)^2.$$

(حبزوب)

اگر پروٹان کا برقی جہت قطب معیار اثر p ہو تا تب ہائے ڈروجن کے الیکٹران کی مخفی توانائی درج ذیل مقدار سے مضطرب ہوتی۔

$$H' = \frac{ep \cos \theta}{4\pi \epsilon r^2}$$

ایک) زمینی حال طفعال موج کی رتبی اول تخفیف کو مساوات 10.6 حل کر کے تلاش کریں۔
 دو) دیکھیں کہ رتبہ تک جو ہر کا قتل برقی جو عفت قطب معر اثر حیرت کی۔ بات ہے سفر ہوگا۔
 تین) زمینی حال توانائی کی۔ رتبہ دوم تخفیف مساوات 14.6 سے تعین کریں رتبہ اول تخفیف کیا ہوگا؟

باب ۷

تغیری اصول

۱.۷ نظریہ

معرض کریں آپ ایک نظام جس کو ہیملٹنی H بیان کرتا ہو، کی زمینی حال توانائی E_{gs} کا حساب کرنا چاہتے ہیں لیکن آپ غیر تابع وقت شرودنگر مساوات حاصل کرنے سے متاصر ہوتے ہیں۔ اصول تغیریت آپ کو E_{gs} کی بالائی حد دیتا ہے۔ بعض اوقات آپ کو صرف اسی سے معرض ہوتا ہے اور عموماً ہوشیاری سے کام لیتے ہوئے آپ بالکل ٹھیک قیمت کے مترب قیمت حاصل کر سکتے ہیں۔ انہیں اس کا استعمال دیکھئے۔ کوئی بھی معمول شدہ تفاسل ψ لیں۔ میں درج ذیل دعوہ کرتا ہوں:

$$E_{gs} \leq \langle \psi | H | \psi \rangle \equiv \langle H \rangle$$

یعنی کسی بھی شانہ غیر درست حال ψ میں H کی توقعاتی قیمت زمینی حال توانائی سے زیادہ ہوگی۔ یقیناً اگر ψ انفاستاً ایک ہیجان حال ہو تب H کی قیمت E_{gs} سے تجاوز کرے گی۔ اصل نقطہ یہ ہے کہ کسی بھی تفاسل ψ کے لیے بھی ایسا ہوگا۔

ثبوت:

چونکہ H کے نامعلوم امیتازی تفاسلات مکمل سلسلہ دیتے ہیں۔ لحاظ ہم ψ کو ان کا خطی جوڑ لکھ سکتے ہیں۔ جہاں

$$\psi = \sum c_n \psi_n, \quad H\psi_n = E_n \psi_n$$

ہے۔ چونکہ ψ معمول شدہ ہے

$$1 = \langle \psi | \psi \rangle = \left\langle \sum_m c_m \psi_m \left| \sum_n c_n \psi_n \right. \right\rangle = \sum_m \sum_n c_m^* c_n \langle \psi_m | \psi_n \rangle = \sum_n |c_n|^2$$

جہاں معرض کیا گیا ہے کے امتیازی تفاسلات از حد معیاری معمول شدہ ہے۔

$$\langle \psi_m | \psi_n \rangle = \delta_{mn}$$

ساتھ ہی درج ذیل ہوگا

$$\langle H \rangle = \left\langle \sum_m c_m \psi_m \middle| H \sum_n c_n \psi_n \right\rangle = \sum_m \sum_n c_m^* E_n c_n \langle \psi_m | \psi_n \rangle = \sum_n E_n |c_n|^2$$

لیکن تعریف کی رو سے زمینی حال توانائی کم سے کم امتیازی قیمت ہوگی۔ لحاظ $E_{gs} \leq E_n$ ہوگا جس کے تحت درج ذیل ہوگا

$$\langle H \rangle \geq E_{gs} \sum_n |c_n|^2 = E_{gs}$$

جس کو ہم ثابت کرنا چاہتے تھے۔

مثال

1.7 فرض کرے ہم ایک بودی ہارمونی مورٹیش

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m \omega^2 x^2$$

کی زمینی حال توانائی جاننا چاہتے ہیں۔ یقیناً ہم اس کا ٹھیک ٹھیک جواب جانتے ہیں۔ جو مساوات 61.2 $E_{gs} = (1/2) \hbar \omega$ جسے استعمال کر کے اس ترقیب کو پرکھا جاسکتا ہے۔ ہم گامی تعامل

$$\psi(x) = A e^{-bx^2}$$

کو اپنا پرکھا تعامل موج منتخب کرتے ہیں جہاں b ایک مستقل ہے اور A کو معمولی زنی سے تعائن کیا جاسکتا ہے۔

$$1 = |A|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2bx^2} dx = |A|^2 \sqrt{\frac{\pi}{2b}} \Rightarrow \left(\frac{2b}{\pi}\right)^{1/4}$$

اب درج ذیل ہے

$$\langle H \rangle = \langle T \rangle + \langle V \rangle$$

جبکہ یہاں

$$\langle T \rangle = -\frac{\hbar^2}{2m} |A|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-bx^2} \frac{d^2}{dx^2} (e^{-bx^2}) dx = \frac{\hbar^2 b}{2m}$$

اور

$$\langle V \rangle = \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 |A|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2bx^2} x^2 dx = \frac{m \omega^2}{8b}$$

ہونے کی بنا درج ذیل ہوگا

$$\langle H \rangle = \frac{\hbar^2 b}{2m} + \frac{m \omega^2}{8b}$$

/ مساوات 1.7 کے تحت b کی تمام قیمتوں کے لیے E_{gs} سے تجاویز کرے گا۔ سخت سے سخت حرارت کی خاطر ہم $\langle H \rangle$ کی کم سے کم قیمت حاصل کرتے ہیں۔

$$\frac{d}{db} \langle H \rangle = \frac{\hbar^2}{2m} - \frac{m \omega^2}{8b^2} = 0 \Rightarrow b = \frac{m \omega}{2\hbar}$$

اس کو واپس $\langle H \rangle$ میں پھر کرتے ہوئے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$\langle H \rangle_{min} = \frac{1}{2} \hbar \omega$$

یہاں ہم بالکل ٹھیک زمینی حال توانائی حاصل کر پائے ہیں۔ جو حیرانی کی بات نہیں ہے چونکہ ہمیں نے اتفاقی طور پر ایسا پرکھنا تھا۔ کیا جس کاروپ ٹھیک حقیقی زمینی حال مساوات 59.2 کی طرح ہے۔ تاہم گاوسی کے ساتھ کام کرنا انتہائی آسان ثابت ہوتا ہے لحاظ یہ ایک مقبول پرکھنا تھا۔ جسے وہاں بھی استعمال کیا جاتا ہے جب حقیقی زمینی حال کے ساتھ اس کی کوئی مشابہت نہ ہو۔

مثال 2.7 فرض کرے ہم Delta تفاعل مخفی

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} - \alpha \delta(x)$$

کی زمینی حال توانائی جاننا چاہتے ہیں۔ یہاں بھی ہمیں ٹھیک جواب $E_{gs} = -m\alpha^2/2\hbar^2$ معلوم ہے۔ یہاں بھی ہم گاوسی پرکھنا تھا۔ مساوات 2.7 کا انتخاب کرتے ہیں۔ چونکہ ہم معمولی زنی کر چکے ہیں اور $\langle T \rangle$ کا حساب کر چکے ہیں۔

$$\langle V \rangle = -\alpha |A|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2bx^2} \delta(x) dx = -\alpha \sqrt{\frac{2b}{\pi}}$$

ظاہر ہے کہ درج ذیل ہوگا

$$\langle H \rangle = \frac{\hbar^2 b}{2m} - \alpha \sqrt{\frac{2b}{\pi}}$$

اور ہم جاننا چاہتے ہیں کہ یہ تمام B کے لیے E_{gs} سے تباہ کر دے گا۔ اس کی کم سے کم قیمت تلاش کرتے ہیں

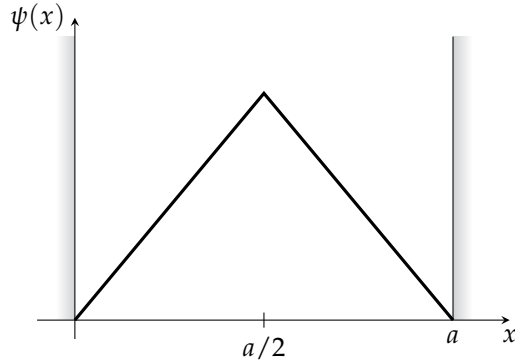
$$\frac{d}{db} \langle H \rangle = \frac{\hbar^2}{2m} - \frac{\alpha}{\sqrt{2\pi b}} = 0 \Rightarrow b = \frac{2m^2 \alpha^2}{\pi \hbar^4}$$

لحاظ درج ذیل ہوگا

$$\langle H \rangle_{min} = -\frac{m\alpha^2}{\pi \hbar^2}$$

جو کہ یقیناً E_{gs} سے یہ قدرے بلند ہوگا، چونکہ $\pi > 2$

میں نے کہا آپ کسی بھی معمولی شدہ پرکھنا تھا ψ کا انتخاب کر سکتے ہیں جو ایک لحاظ سے درست ہے۔ البتہ غیر استمراری تفاعلات کے دوہرہ تفرق جو $\langle T \rangle$ کی قیمت حاصل کرنے کے لیے درکار ہوگا، کو معنی خیز مطلب مختص کرنے کے لیے ان کے چال چلنا ہوگا۔ ہاں، اگر آپ محتاط ہو تو استمراری تفاعلات جن میں بل پائے جاتے ہیں، کو استعمال کرنا نسبتاً آسان ہوگا۔ اگلی مثال میں انہیں استعمال کرنا دکھایا گیا ہے۔



شکل ۱.۷: لامستناہی چکور کنواں کے لئے آزمائشی تکیونی تنفس عمل موج (مساوات 10.7)۔

مشال
3.7 تکیونی آزمائشی تنفس عمل موج (شکل ۱.۷)

$$\psi(x) = \begin{cases} Ax & 0 \leq x \leq a/2 \\ A(a-x) & a/2 \leq x \leq a \\ 0 & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

استعمال کرتے ہوئے یک بعدی لامستناہی چکور کنواں کی زمینی حال توانائی کی بالائی حد بندی تلاش کریں۔ A کو معمول زنی سے تعین کیا جائے گا:

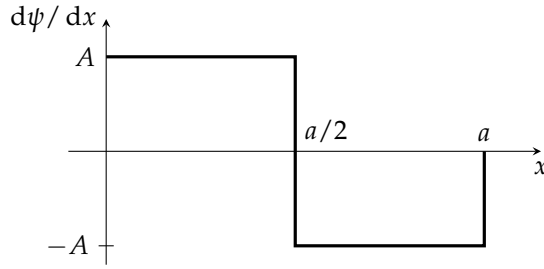
$$1 = |A|^2 \left[\int_0^{a/2} x^2 dx + \int_{a/2}^a (a-x)^2 dx \right] = |A|^3 \frac{a^3}{12} \Rightarrow A = \frac{2}{a} \sqrt{\frac{3}{a}}$$

جیسا شکل ۱.۲ میں دکھایا گیا ہے یہاں درج ذیل ہوگا

$$\frac{d\psi}{dx} = \begin{cases} A & 0 < x < a/2 \\ -A & a/2 < x < a \\ 0 & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

اب سیزھی تنفس عمل کا تفرق ایک Delta تنفس عمل ہے۔ سوال 24.2 ب دیکھئے۔

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = A\delta(x) - 2A\delta(x - a/2) + A\delta(x - a)$$



شکل ۷.۲: لامتناہی چپ کور کنواں میں ٹکونی تفاعل موج (شکل ۷.۱) کا تفرق۔

لمحظہ درج ذیل ہوگا

$$\begin{aligned}\langle H \rangle &= -\frac{\hbar^2 A}{2m} \int [\delta(x) - 2A\delta(x - a/2) + \delta(x - a)] \psi(x) dx \\ &= -\frac{\hbar^2 A}{2m} [\psi(0) - 2\psi(a/2) + \psi(a)] = \frac{\hbar^2 A^2 a}{2m} = \frac{12\hbar^2}{2ma^2}\end{aligned}$$

ٹھیک زمینی حال توانائی $E_{gs} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}$ مساوات 27.2 ہے۔ لمحظہ یہ مشلہ کارآمد ہے۔ $12 > \pi^2$

اصول تغیریت انتہائی طاقتور اور استعمال کے نقطہ نظر سے شرمناک حد تک آسان ہے۔ کسی پیچیدہ سلسلہ کی زمینی حال توانائی جاننے کی خاطر ماہر کیبیا ایک ایسا پر کیا تفاعل موج منتخب کر کے، جس میں متعدد مقدار معلوم پائے جاتے ہو اور ان کی قیمتیں تبدیل کرتے ہوئے $\langle H \rangle$ کی کم سے کم ممکنہ قیمت تلاش کرے گا۔ اصل تفاعل موج کے ساتھ ψ کی کوئی مشابہت نہ پائے جانے کی صورت میں بھی آپ کو E_{gs} کی حیرت کن حد تک درست قیمت حاصل ہوگی۔ ظاہر ہے اگر آپ ψ کو حقیقی تفاعل کے زیادہ قریب منتخب کر پائے تو اتنا بہتر ہوگا۔ اس ترقیب کے ساتھ مد یہ ہے کہ آپ کبھی بھی جان نہیں سکتے کہ آپ درست جواب کے کتنے قریب ہو۔ آپ صرف اتنا جاننے ہو کہ اصل جواب آپ کے نتیجے سے کم ہوگا۔ مزید اس روپ میں یہ ترقیب صرف زمینی حال کے لیے کارآمد ہے، البتہ سوال 4.7 دیکھیے۔

1.7 درجہ ذیل مخفیہ کے لئے زمینی حال توانائی جاننے کی خاطر گامی پر کیا تفاعل : مساوات 2.7 کی کم سے کم بالائی حد بندی تلاش کرے۔
(ا) خطی مخفیہ

$$V(x) = \alpha|x|$$

ب) طاقت چار مخفیہ

$$V(x) = \alpha x^4$$

سوال 2.7 یک بودی ہارمونی موڑ تیش E_{gs} کی بہترین حد بندی کو درج ذیل روپ کی پرکیا تفاعل موج

$$\psi(x) = \frac{A}{x^2 + b^2}$$

استعمال کر کے تلاش کریں۔ جہاں معمول زنی سے تعائن ہوگا۔ جبکہ بھی متاثر تبدیل مقدار معلوم ہے۔ سوال 3.7: ڈلت تفاعل مخفی

$$-\alpha\delta(x)$$

کی E_{gs} کی بہترین بالائی حد بندی کو کوئی پرکیا تفاعل مساوات 10.7. لیکن جس کا وسط مبدہ پر ہوا استعمال کر کے تلاش کریں۔ یہاں a ایک متاثر تبدیل مقدار معلوم ہے۔ سوال

14.7 اصول تغیریت کے درج ذیل زمینی نتیجہ کو ثابت کریں۔ اگر $\langle \psi | \psi_{gs} \rangle = 0$ تب $\langle H \rangle \geq E_{fc}$ ہوگا۔ جہاں پہلی ہیجان حال کی توانائی E_{fc} ہے۔ یوں اگر ہم کسی طرح ٹھیک زمینی حال کو امودی ایک پرکیا تفاعل تلاش کر کے تب ہم پہلی ہیجان حال کی بالائی حد بندی جان سکتے ہیں۔ عموماً چونکہ ہم زمینی حال تفاعل ψ_{gs} کو نہیں جانتے ہے لہذا یہ کہنا مشکل ہوگا کہ ہمارا پرکیا تفاعل ψ اس کو امودی ہوگا۔ ہاں، اگر x کے لحاظ سے مخفی $V(x)$ ایک جفت تفاعل ہو تب زمینی حال بھی جفت ہوگا۔ لحاظ کوئی بھی تاگ پرکیا تفاعل خود بخود اس زمینی نتیجہ کے شرط پر پورا اترے گا۔

(ب) درج ذیل پرکیا تفاعل

$$\psi(x) = A x e^{-b x^2}$$

استعمال کرتے ہوئے یک بودی ہارمونی موڑ تیش کی پہلی ہیجان حال کا بہترین بالائی حد بندی تلاش کرے۔ سوال 5.7

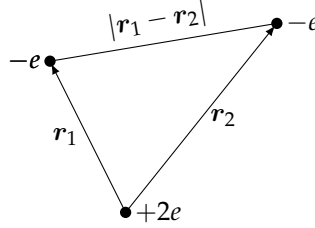
(ا) اصول تغیریت استعمال کر کے ثابت کریں کہ رتبہ اول غیر انخطاطی نظریہ استراب ہر صورت زمینی حال توانائی کی قیمت سے تجاوز کرے گا یا کم سے کم بھی اس سے کم قیمت نہیں دے گا۔

(ب) آپ جبر آجانتے ہوئے توقع کریں گے کہ زمینی حال کی دورتی تصحیح لاظمن منفی ہوگی۔ مساوات 15.6 کا معائنہ کرتے ہوئے تصدیق کریں کہ ایسا ہی ہوگا۔

۷.۲ ہیلیم کا زمینی حال

ہیلیم جوہر (شکل ۷.۳) کے مرکزہ میں دو پروٹون اور دو نیوٹران جن کا یہاں کوئی کردار نہیں ہوگا پائے جاتے ہیں اور مرکزہ کے گرد مدار میں دو الیکٹران حرکت کرتے ہیں۔ مہین ساخت اور باریک طرز کو نظر انداز کرتے ہوئے اس نظام کا تھلٹھنی درج ذیل ہوگا

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}(\nabla_1^2 + \nabla_2^2) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\left(\frac{2}{r_1} + \frac{2}{r_2} - \frac{1}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}\right)$$



شکل ۷.۳: ہیلیم جوہر۔

ہم نے زمینی حال توانائی E_{gs} کا حساب کرنا ہوگا۔ طبعی طور پر یہ دونوں الیکٹران اکٹھا ہونے کے لیے درکار توانائی کو ظاہر کرتا ہے۔ E_{gs} جانتے ہوئے ہم ایک الیکٹران اکٹھا ہونے کے لیے درکار توانائی برداری عمل معلوم کر سکتے ہیں۔ سوال 6.7 دیکھیں

تجربہ گاہ میں ہیلیم کی زمینی حال توانائی کی قیمت کو انتہائی زیادہ درستگی تک پیش کیا گیا ہے۔

$$E_{gs} = -78.975 \text{ eV}$$

ہم نظریہ اے اسی عدد کو حاصل کرنا چاہتے ہیں۔ تجسس کی بات ہے کہ ابھی تک اتنی سادہ اور اہم مسئلے کا ٹھیک حل نہیں ڈھونڈا جا سکا ہے۔ ملد الیکٹران الیکٹران دفع

$$V_{ee} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}$$

پیدا کرتا ہے۔ اس جز کو نظر انداز کرنے سے H حایزروجن، ہلٹنیم میں الہد گا ہو جاتا ہے جہاں مرکزوی بار e کی بجائے $2e$ ہوگا۔ اس کا ٹھیک ٹھیک حل حایزروجن دفنالاچ مانج کا حاصل ظرب ہوگا۔

$$\psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \equiv \psi_{100}(\vec{r}_1)\psi_{100}(\vec{r}_2) = \frac{8}{\pi a^3} e^{-2(r_1+r_2)/a}$$

اور توانائی -109 eV $8E_1$ الیکٹران دولٹ مساوات 31.5 ہوگی۔ یہ قیمت -79 eV الیکٹران دولٹ سے بہت دور ہے۔ تاہم یہ صرف آغاز ہے۔ ہم فائے ناٹ کو بھر کیا افعال معالج لیتے ہوئے E_{gs} کی بہتر تخمینہ کو اصول تغیریت سے حاصل کرتے ہیں چونکہ یہ زیادہ تر ہلٹنیم کا امتیازی دفنالاچ ہے لہذا یہ خصوصی طور پر بہتر انتخاب ہے۔

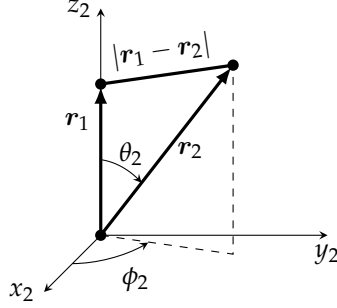
$$H\psi_0 = (8E_1 + V_{ee})\psi_0$$

یوں درج ذیل ہوگا۔

$$\langle H \rangle = 8E_1 + \langle V_{ee} \rangle$$

جہاں درج ذیل ہے

$$\langle V_{ee} \rangle = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \left(\frac{8}{\pi a^3} \right)^2 \int \frac{e^{-4(r_1+r_2)/a}}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} d^3\vec{r}_1 d^3\vec{r}_2$$



شکل ۷.۷: محدود کا انتخاب برائے r_2 مکمل (مساوات 20.7)۔

میں r_2 مکمل کو پہلے حل کرتا ہوں۔ یوں r_1 کو مستقل تصور کیا جائے گا۔ ہم r_2 کے محدودی نظام کو یوں رکھتے ہیں کہ اس کا قطبی محور r_1 پر پایا جاتا ہو (شکل ۷.۷)۔ قانون کوسائن کے تحت

$$|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos \theta_2}$$

لے آئے درج ذیل ہوگا

$$I_2 \equiv \int \frac{e^{-4r^2/a}}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} d^3r_2 = \int \frac{e^{-4r^2/a}}{\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos \theta_2}} r_2^2 \sin \theta_2 dr_2 d\theta_2 d\phi_2$$

متغیر ϕ_2 کا مکمل 2π دے گا۔
متغیر θ_2 کا مکمل درج ذیل ہوگا

$$\int_0^\pi \frac{\sin \theta_2}{\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos \theta_2}} d\theta_2 = \frac{\sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos \theta_2}}{r_1r_2} \Big|_0^\pi$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{r_1r_2} (\sqrt{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2} - \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2}) \\ &= \frac{1}{r_1r_2} [(r_1 + r_2) - |r_1 - r_2|] = \begin{cases} 2/r_1 & r_2 < r_1 \\ 2/r_2 & r_2 > r_1 \end{cases} \end{aligned}$$

یوں درج ذیل ہوگا

$$I_2 = 4\pi \left(\frac{1}{r_1} \int_0^{r_1} e^{-4r_2/a} r_2^2 dr_2 + \int_{r_1}^{\infty} e^{-4r_2/a} r_2 dr_2 \right) \\ = \frac{\pi a^3}{8r_1} \left[1 - \left(1 + \frac{2r_1}{a} \right) e^{-4r_1/a} \right]$$

اس طرح $\langle V_{ee} \rangle$ درج ذیل ہوگا۔

$$\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \left(\frac{8}{\pi a^3} \right) \int [1 - (1 + \frac{2r_1}{a}) e^{-4r_1/a}] e^{-4r_1/a} r_1 \sin \theta_1 dr_1 d\theta_1 d\phi_1$$

ظہانی عملات 4π دینگے جبکہ r_1 کا مکمل درج ذیل ہوگا

$$\int_0^{\infty} [r e^{-4r/a} - (r + \frac{2r^2}{a}) e^{-8r/a}] dr = \frac{5a^2}{128}$$

آخر میں اس طرح درج ذیل ہوگا

$$\langle V_{ee} \rangle \frac{5}{4a} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) = -\frac{5}{2} E_1 = 34 \text{ eV}$$

جس کی بنا درج ذیل ہوگا

$$\langle H \rangle = -109 \text{ eV} + 34 \text{ eV} = -75 \text{ eV}$$

یہ جواب زیادہ برا نہیں ہے۔ یاد رہے کہ تجرباتی قیمت 79-ایسکٹران وولٹ ہے۔ تاہم ہم اس سے بھی بہتر کر سکتے ہیں۔ ہم ψ_0 جو دو ایسکٹرانوں کو یوں تصور کرتا ہے جیسا ایک دوسرے پر اصر انداز نہیں ہوتے ہیں۔ سے بہتر زیادہ حقیقت پسندانہ پھر کیا فعال کا سوچ سکتے ہیں۔ ایک ایسکٹران کا دوسرے ایسکٹران پر اصر کو مکمل طور پر نظر انداز کرنے کی بجائے ہم کہتے ہیں کہ ایک ایسکٹران قواسطن منفی بار کی بطل کی طرح ہوگا جو مرکز کو جبزوی طور پر سپر کرتا ہے جس کی بنا دوسرے ایسکٹران کو موثر مرکزوی بار z کی قیمت 2 سے کچھ کم نظر آئے گی۔ اس سے ہمیں خیال آتا ہے کہ ہم درج ذیل روپ کا برقی فعال استعمال کریں۔

$$\psi_1(r_1, r_2) = \frac{Z^3}{\pi a^3 e^{-Z(r_1+r_2)/a}}$$

ہم z کو تغیریت کا مقدار معلوم تصور کر کہ اس کی وہ تمام قیمت منتخب کر کے جس سے H کی کم سے کم قیمت حاصل ہو۔ دیہان رہے کہ فضول تغیریت کی ترتیب کبھی بھی ہیلٹنی کو تبدیل نہیں کرتا ہے۔ ہیلیم کا ہیلٹنی اب بھی مساوات 14.7 دیگی البتہ تصور میں ہیلٹنی کی تخمینی قیمت کے بارے میں سوچ کے بہتر بلک یا فعال معالج حاصل کیا جاسکتا ہے۔ یہ فعال معالج اس غیر مضطرب ہیلٹنی جو ایسکٹران کی دفعہ کو نظر انداز کرتا ہو جس

میں جسز coulomb میں دو کی جگہ z پایا جاتا ہوگا امتیازی حال ہوگا۔ اس کو ذہن میں رکھتے ہوئے ہم 14.7 H کو روپ میں لکھتے ہیں

$$-\frac{\hbar^2}{2m}(\nabla_1^2 + \nabla_2^2) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\left(\frac{Z}{r_1} + \frac{Z}{r_2}\right) + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\left(\frac{(Z-2)}{r_1} + \frac{(Z-2)}{r_2} + \frac{1}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}\right)$$

ظاہر ہے کہ H کی تحقیقاتی قیمت درج ذیل ہوگی

$$\langle H \rangle = 2Z^2 E_1 + 2(Z-2)\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle + \langle V_{ee} \rangle$$

یہاں $\langle 1/r \rangle$ سی مراد ایک ظہرہ ہائڈروجن زمینی حال سے 100 جس میں مرکزوی بار Z ہو میں $1/r$ کی تحقیقاتی قیمت ہے۔
یوں مساوات 55.6 کے تحت درج ذیل ہوگا

$$\left\langle \frac{1}{r} \right\rangle = \frac{Z}{a}$$

یہاں بھی V_{ee} کی توقیاتی قیمت وہی ہوگی جو پہلے تھی۔ مساوات 65.7 لیکن اب ہم $z=2$ کی بجائے اختیار z استعمال کریں گے لہذا ہم a کو $Z/2$ سے ظرب کرتے ہیں

$$\langle V_{ee} \rangle = \frac{5Z}{8a} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) = \frac{5Z}{4} E_1$$

ان تمام کو اکٹھے کر کے درج ذیل حاصل ہوگا

$$\langle H \rangle = [2Z^2 - 4Z(Z-2) - (5/4)Z] E_1 = [-2Z^2 + (27/4)Z] E_1$$

اصول تغیریت کے تحت z کی کسی قیمت کے لیے بھی یہ مقدار E_{gs} سے تجاوز کرے گی۔
بالائی حد بندی کی کم سے کم قیمت وہاں پائی جانے کی جب $\langle H \rangle$ کی قیمت کن سے کم ہو۔

$$\frac{d}{dZ} \langle H \rangle = [-4Z + (27/4)] E_1 = 0$$

جس سے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$Z = \frac{27}{16} = 1.69$$

یہ ایک معقول نتیجہ نظر آتا ہے جو کہتا ہے دوسرا الیکٹران مرکز کو سپر کرتا ہے جس کی بنا اس کی موثر بار 2 کی بجائے 69.1 نظر آتی ہے۔ اس قیمت کو z میں پر کر کے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$\langle H \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2} \right)^6 E_1 = -77.5 \text{ eV}$$

قبیلے تقدیر مع معلوم کی تعداد بڑھا کر زیادہ پیچیدہ پر کیا دفعالات معالج لے کر ہیلیم کی زمینی حال توانائی کو اسی ترقیب سے انتہائی زیادہ درستگی تک حاصل کیا گیا ہے ہم ٹھیک جواب کے دو فیصد متعرب ہیں لحاظ

اس کو ہمیں پرچھوڑتے ہیں۔

سوال 6.7

ہیلیم کی زمینی حال توانائی $E_{gs} = -79 \text{ eV}$ لیتے ہوئے توانائی بارداریہ حمل صرف ایک الیکٹران اکھاڑنے کے لیے درکار توانائی کا حساب کریں۔

اشارہ پہلے ہیلیم بارداریہ He^+ جس کے مرکزہ کے گرد صرف ایک الیکٹران مدار میں حرکت کرتا ہے کی زمینی حال توانائی تلاش کریں۔

اس کے بعد دونوں توانائیوں کا منفرق لیں سوال 7-7

اس حصہ میں ملتمل ترتیبات کا اتلاک H^- اور Li^+ بارداریہ جن میں ہیلیم کی طرح دو الیکٹران پائے جاتے ہیں اور جن کی مرکزوی بار بالترتیب $z=3, z=1$ ہیں کریں۔

باریکہ باریکہ ایک ایک بارداریہ کے لیے کاموثر جسنوی سپر شدہ مرکزوی بار تلاش کر کہ E_{gs} کی بہترین بلائی حقیقتی متعین کریں۔

بارداریہ H^- کی صورت میں آپ دیکھیں گے کہ $-13.6 \text{ eV} < \langle H \rangle$ ہوگا جس کے تحت کوئی مقید حال نہیں ہوگا۔ توانائی کی نقطہ نظر سے زیادہ بہتر صورت حال یہ ہوگی کہ الیکٹران درست ہو کر پیچھے مدرل حاذروجن جوہر چھوڑے۔

یہ زیادہ حیرانگی کی بات نہیں ہے چونکہ ہیلیم کے لحاظ سے یہاں الیکٹران اور مرکزہ کے بیچ قوت کشش کم ہے۔ جبکہ الیکٹرانوں کے بیچ قوت دفعہ زیادہ ہے۔ جو اس جوہر کے توڑے کا حقیقت میں یہ نتیجہ درست نہیں ہے۔

زیادہ نفیس برکبہ فعال معاجہ 18.7 دیکھیں نتیجہ کر کے دکھایا جاسکتا ہے کہ $E_{gs} < -13.6 \text{ eV}$ ہوگا

لحاض مقید حال موجود ہوگا۔ البتہ یہ بمشکل مقید ہوگا اور کوئی حبابی مقید حالات نہیں پائے جاتے ہیں یوں H^- کا غیر مسلسل طیف نہیں پایا جاتا ہے۔ تمام عبور از تہہ اریا کو اور از تہہ اریاے ہوں گے اسی لیے ان کا متالیا تجربہ

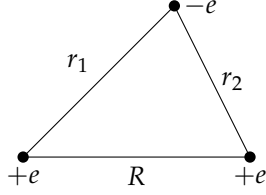
گاہ میں کرنا دشوار ثابت ہوتا ہے اگرچہ سورج کی سطح پر ان کی کشیر تعد ادپائی جاتی ہے۔

۷.۳ ہائیڈروجن سالمہ بارداریہ

اصول تغیریت کی ایک اور پلاسی کی استعمال۔ ہائیڈروجن سالمہ بارداریہ H_2^+ کا معائنہ ہے۔ ہائیڈروجن سالمہ بارداریہ دو پروٹان کی کولمب میدان میں ایک الیکٹران پر مشتمل ہے (شکل ۷.۵)۔ میں فی الوقت منرض کرتا ہوں کہ دونوں پروٹان ساکن ہیں اور ان کے بیچ فاصلہ R ہے۔ اگرچہ اس حساب کا ایک دلچسپ ذیلی نتیجہ R کی اصل قیمت ہوگی۔ ہمیشی درجہ ذیل ہوگا۔

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

جہاں r_1 اور r_2 الیکٹران سے متعلقہ پروٹان تک فاصلہ ہے۔ ہمیشہ کی طرح ہم کوشش کریں گے کہ ایک ایسا پھر کی طفل موج کا انتخاب کریں جس کو استعمال کرتے ہوئے زمینی حال توانائی کی حد بندی اصول تغیریت سے حاصل ہو۔ درحقیقت ہم صرف اتنا جاننا چاہتے ہیں کہ آیا اس نظام میں بند پیدا ہوگا یعنی آیا ایک مادل ہائیڈروجن جوہر اور ایک آزاد پروٹان سے کیا اس نظام کی توانائی کم ہوگی۔ اگر ہماری پھر کی طفل موج دکھائے کہ ایک مکید حال پایا جاتا ہے۔ اس سے زیادہ بہتر پھر کی طفل اس بند کو مزید طاقتور بنے گا۔



شکل ۷.۵: ہائیڈروجن سال باردار H_2^+

پھر کی طفال موج تیار کرنے کی خاطر فرض کریں زمینی حال مہوار 4.80

$$\psi_0(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a}$$

میں ایک ہائیڈروجن جوہر کے متفریب لامتناہی دوسرا پروٹان متفریب لاکر فاصلہ R پر رکھ کر باردار یہ پیدا کیا جاتا ہے۔ اگر رداس بوجہ سے r کافی بڑا ہو تب الیکٹران کی طفال موج غالب زیادہ تبدیل نہیں ہوگا۔ تاہم ہمیں دونوں پروٹانوں کو ایک نظر سے دیکھنا ہوگا۔ لہذا کسی ایک کے ساتھ الیکٹران کی وابستگی کا احتمال ایک دوسرے جیسا ہوگا۔ اس سے ہمیں خیال آتا ہے کہ ہم درجب ذیل روپ کے پھر کی طفال

$$\psi = A[\psi_0(r_1) + \psi_0(r_2)]$$

پر غور کریں

۔ ماہر کو انٹیم کیا اس ترکیب کو جوہری مدارچوں کا خطی جوڑ کہتے ہیں۔
سب سے پہلا کام پھر کی طفال کی معمول زنی ہے۔

$$1 = \int |\psi|^2 d^3r = |A|^2 \left[\int |\psi_0(r_1)|^2 d^3r + \int |\psi_0(r_2)|^2 d^3r + 2 \int \psi_0(r_1) \psi_0(r_2) d^3r \right]$$

پہلے دو ٹکلات کا نتیجہ ایک ہے۔ چونکہ ψ_0 خود معمول شدہ ہے۔ تیسرا زیادہ پیچیدہ ہے۔ درجب ذیل فرض کریں۔

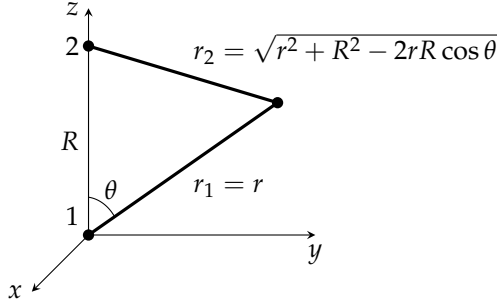
$$I \equiv \langle \psi_0(r_1) | \psi_0(r_2) \rangle = \frac{1}{\pi a^3} \int e^{-(r_1+r_2)/a} d^3r$$

ایسا معتمدی نظام کھڑا کریں جس کہ نقطہ پر پروٹان 1 پایا جاتا ہو جبکہ Z مہوار پر فاصلہ R پر پروٹان 2 پایا جاتا ہو (شکل ۷.۶)۔ یوں درجب ذیل ہوگا۔

$$r_1 = r \quad r_2 = \sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \cos \theta}$$

لہذا درجب ہوگا

$$I = \frac{1}{\pi a^3} \int e^{-r/a} e^{-\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \cos \theta}/a} r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi$$



شکل ۷.۶: مقدار I کے حساب کی خاطر محدود (مساوات 39.7)۔

متغیر ϕ کا مکمل 2π دے گا۔ متغیر θ کا مکمل حل کرنے کی خاطر درج ذیل لیں۔

$$y \equiv \sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \cos \theta}$$

لہذا

$$d(y^2) = 2ydy = 2rR \sin \theta d\theta$$

ہوگا۔ تب درج ذیل ہوگا۔

$$\int_0^\pi e^{-\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \cos \theta}/a} \sin \theta d\theta = \frac{1}{rR} \int_{|r-R|}^{r+R} e^{-y/a} y dy = -\frac{a}{rR} [e^{-(r+R)/a} (r+R+a) - e^{-|r-R|/a} (r+R-a)]$$

اب مکمل r با آسانی حل ہوگا۔

$$I = \frac{2}{a^2 R} [-e^{-R/a} \int_0^\infty (r+R+a) e^{-2r/a} r dr + e^{-R/a} \int_0^R (R-r+a) r dr + e^{R/a} \int_R^\infty (r-R+a) e^{-2r/a} r dr]$$

ان نکلات کی قیمتیں حاصل کرنے کے بعد کچھ الجبرائی تفصیل کے بعد درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$I = e^{-R/a} \left[1 + \left(\frac{R}{a} + \frac{1}{3} \left(\frac{R}{a} \right)^2 \right) \right]$$

اے ہاں ψ_0 کو مکمل ڈمب کہتے ہیں جو۔ $\psi_0(r_1)$ کا۔ $\psi_0(r_2)$ پر چڑھنے کی مقدار کی پیمائش ہے۔ دیہان رہے کہ $R \rightarrow 0$ کی صورت میں یہ ایک پہنچتا ہے۔ جبکہ $R \rightarrow \infty$ کی صورت میں یہ صفر کو پہنچتا ہے۔ مکمل ڈمب i میں حبز زنی معمول زنی مساوات 38.7 درج ذیل ہوگا۔

$$|A|^2 = \frac{1}{2(l+1)}$$

اس کے بعد ہمیں پھر کی حال ψ میں H کی توقعاتی قیمت کا حساب کرنا ہوگا۔ درج ذیل۔

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\frac{1}{r_1}\right)\psi_0(r_1) = E_1\psi_0(r_1)$$

جہاں $E_1 = -13.6\text{eV}$ جو ہری ہائیڈروجن کی زمینی حال توانائی ہے اور r_1 کی جگہ r_2 کے لئے بھی یہی کچھ کے ہند درج ذیل ہوگا۔

$$\begin{aligned} H\psi &= A\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)\right][\psi_0(r_1) + \psi_0(r_2)] \\ &= E_1\psi - A\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\left[\frac{1}{r_2}\psi_0(r_1) + \frac{1}{r_1}\psi_0(r_2)\right]\right) \end{aligned}$$

یوں H کی توقعاتی قیمت درج ذیل ہوگی۔

$$\langle H \rangle = E_1 - 2|A|^2\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)\left[\langle\psi_0(r_1)\left|\frac{1}{r_2}\right|\psi_0(r_1)\rangle + \langle\psi_0(r_1)\left|\frac{1}{r_1}\right|\psi_0(r_2)\rangle\right]$$

میں آپ کے لئے باقی دو مستندارجو بلاواسطہ مکمل

$$D \equiv a\langle\psi_0(r_1)\left|\frac{1}{r_2}\right|\psi_0(r_1)\rangle$$

اور مبادلہ مکمل

$$X \equiv a\langle\psi_0(r_1)\left|\frac{1}{r_1}\right|\psi_0(r_2)\rangle$$

کہلاتا ہے۔ حل کرنے کے لئے چھوڑتا ہوں۔ بلاواسطہ مکمل کا نتیجہ درج ذیل

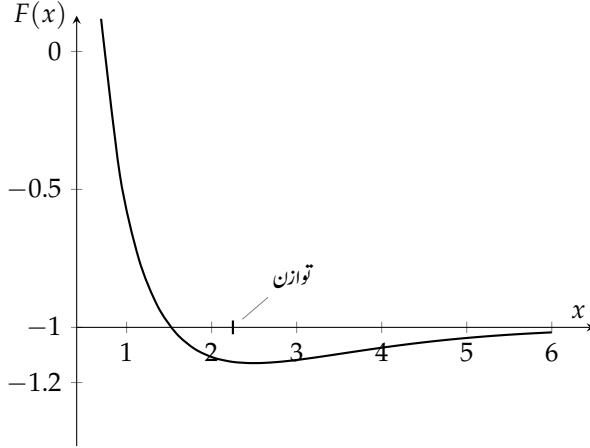
$$D = \frac{a}{R} - \left(1 + \frac{a}{R}\right)e^{-2R/a}$$

اور مبادلہ مکمل کا نتیجہ درج ذیل ہے۔

$$X = \left(1 + \frac{R}{a}\right)e^{-R/a}$$

ان تمام نتائج کو اکٹھے کرتے ہوئے اور یاد رکھتے ہوئے مساوات 70.4 اور 72.4 کہ $E_1 = -(e^2/4\pi\epsilon_0)(1/2a)$ ہے۔ ہم درج ذیل آئندہ کرتے ہیں۔

$$\langle H \rangle = \left[a + 2\frac{(D + X)}{(1 + L)}\right]E_1$$



شکل ۷.۷: تفاعل $F(x)$ (مساوت 51.7) کی ترسیم مقید حال کی موجودگی دکھاتی ہے (بوہر رداس کی اکائیوں میں x دو پروٹانوں کے بیچ فاصلہ ہے)۔

اصول تغیریت کے تحت زمینی حال توانائی $\langle H \rangle$ سے کم گی۔ یقیناً یہ صرف الیکٹران کی توانائی ہے۔ اس کے ساتھ پروٹان پروٹان دفع سے وابستہ مخفی توانائی بھی پائی جائے گی۔

$$V_{pp} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{R} = -\frac{2a}{R} E_1$$

یوں نظام کی کل توانائی مائیس E_1 کی اکائیوں میں $x \equiv R/a$ کا طفل لکھتے ہوئے درج ذیل سے کم ہوگا۔

$$F(x) = -1 + \frac{2}{X} \left\{ \frac{(1 - (2/3)x^2)e^{-x} + (1+x)e^{-2x}}{1 + (1+x + (1/3)x^2)e^{-x}} \right\}$$

اس طفل کو شکل ۷.۷ میں ترسیم کیا گیا ہے۔ اس ترسیم کا کچھ حصہ منفی ایک سے نیچے ہے۔ جہاں معدل جوہر جمع ایک آزاد پروٹان کی توانائی مائیس 6.13 الیکٹران وولٹ سے توانائی کم ہے۔ لہذا اس نظام میں بند پیدا ہوگا۔ یہ ایک شریک گرمی بند ہوگا، جہاں دونوں پروٹانوں کا الیکٹران میں ایک دوسرے کے برابر حصہ ہوگا۔ پروٹانوں کے بیچ توازنی فاصلہ تقریباً 4.2 رداس بوہر یعنی 3.1 انگسٹروم ہے۔ جس کی تجرباتی قیمت 4.06 انگسٹروم ہے۔ توانائی بندش کی حساب سے حاصل قیمت 8.1 الیکٹران وولٹ جبکہ پیشی قیمت 8.2 الیکٹران وولٹ ہے۔ چونکہ اصول تغیریت ہر صورت زمینی حال توانائی سے تجاوز کرتا ہے لہذا یہ بندش کی طاقت کی قیمت کم دے گا۔ بہر حال اس کی منکر نہ کریں۔ یہاں اہم نقطہ یہ ہے کہ بندش پایا جاتا ہے۔ ایک بہتر تغیراتی طفل اس مخفیہ کو مزید گہرا کرے گا۔

سوال 8.7

بلا واسطہ مکمل D اور مبادلہ مکمل X مساوت 45.7 اور 46.7 کی قیمتیں تلاش کریں۔ اپنے جوابات کا موازنہ مساوت

47.7 اور 48.7 کے ساتھ کریں۔

سوال 9.7

فرض کریں ہم نے پھر کی طفل موج مساوات 37.7 میں منفی علامت استعمال کی ہوئی۔

$$\psi = A[\psi_0(r_1) - \psi_0(r_2)]$$

کوئی نیا تکل حل کیے بغیر مساوات 51.7 کا ماسل $F(x)$ معلوم کر کے ترسیم کریں۔ دکھائیں کہ ایسی صورت میں بند پیدا نہیں ہوگا۔ چونکہ اصول تغیریت صرف بالائی حد بندی دیتا ہے لہذا اس سے یہ ثابت نہیں ہوگا کہ ایسے حال میں بند نہیں پایا جائے گا۔ تاہم اس سے زیادہ امید بھی نہیں کرنی چاہیے۔ تبصرہ در حقیقت درج ذیل روپ کا کوئی طفل

$$\psi = A[\psi_0(r_1) + e^{i\phi}\psi_0(r_2)]$$

کی ایک خاصیت یہ ہے کہ الیکٹران دونوں پروٹان کے ساتھ برابر کا وابستگی رکھتا ہے۔ تاہم چونکہ باہمی ادل بدل $r_1 \leftrightarrow r_2$ کی صورت میں ہم منفی مساوات 35.7 غیر متغیر ہے۔ لہذا اس کے امتیازی طفلالات کو بیک وقت P کے امتیازی طفلالات چنا جاسکتا ہے۔ امتیازی قدر 1+ کے ساتھ مثبت علامت۔ مساوات 37.7 اور امتیازی قدر منفی 1 کے ساتھ منفی علامت مساوات 52.7 ہوگا۔ زیادہ عمومی صورت مساوات 53.7 استعمال مزید فائدہ نہیں دے گا۔ اگرچہ آپ چاہیں تو اسے استعمال کر کے دیکھ سکتے ہیں۔

سوال 10.7

نقطہ توازن پر $F(x)$ کی دوہرا تفرق سے ہائیڈروجن سالہ باردار حصہ 3.2 میں دونوں پروٹانوں کی ارتعاش کی قدرتی تعداد اویک کے انداز قیمت تلاش کی جاسکتی ہے۔ اگر اس موردیش کی زمینی حال توانائی $\hbar\omega/2$ نظام کی بندشی توانائی سے زیادہ ہو تب نظام بکھر کر ٹوٹ جائے گا۔ دکھائیں کہ حقیقت میں موردیش توانائی اتنی کم ہے کہ ایسا کبھی بھی نہیں ہوگا۔ ساتھ ہی مکید لرزشی سطحوں کی انداز تعداد دریافت کریں۔ تبصرہ آپ دہلی طور پر کم سے کم نقطہ یا اس نقطہ پر دوہرا تفرق حاصل نہیں کر پائیں گے۔ اعدادی طریقہ یا کمپیوٹر کی مدد سے ایسا کیجئے گا۔

سوال 11.7

الف) درج ذیل روپ کا بر کی تفسال موج

$$\psi(x) = \begin{cases} A \cos(\pi x/a) & (-a/2 < x < a/2) \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases}$$

دیگر صورت اس کا استعمال کرتے ہوئے ایک بودی ہارمونی مرتعش کی زمینی حال توانائی کی حد بندی تلاش کریں۔ a کی بہترین قیمت کیا ہوگی۔ H کمتر کا معازنہ ٹھیک توانائی سے کریں۔ تبصرہ: بر کی تفسال میں $\pm a/2$ پر ایک بل پایا جاتا ہے ایک غیر استمراری تفرک کیا آپ تو اس سے نمٹنا ہوگا جیسے مجھے مثال 3.7 میں نمٹنا پڑا۔ ب) وقفہ $\psi(x) = B \sin(\pi x/a)$ پر $(-a, a)$ استعمال آتے ہوئے پہلے حال کی حد بندی تلاش کریں۔ اپنے جواب کا ٹھیک ٹھیک جواب کے ساتھ معازنہ کریں۔

سوال 12.7

الف) درج ذیل بر کی تفسال موج

$$\psi(x) = \frac{A}{(x^2 + b^2)^n}$$

جہاں n اختیاری مستقل ہے استعمال کرتے ہوئے سوال 2.7 کو ہمومیت دیں مقدار معلوم b کی بہترین قیمت درج ذیل دے گا۔

$$b^2 = \frac{\hbar}{m\omega} \left[\frac{n(4n-1)(4n-3)}{2(2n+1)} \right]^{1/2}$$

ب) ہارمونی سر تقش کی پہلی حبان حال تو بالائی حد بندی کی کم سے کم قیمت درج ذیل بر کی تفال استعمال کرتے ہوئے معلوم کریں۔

$$\psi(x) = \frac{Bx}{(x^2 + b^2)^n}$$

جزوی جواب مقدار معلوم b کی بہترین قیمت درج ذیل دے گا۔

$$b^2 = \frac{\hbar}{m\omega} \left[\frac{n(4n-5)(4n-3)}{2(2n+1)} \right]^{1/2}$$

ج) آپ دیکھیں گے کہ $n \rightarrow \infty$ حد بندی بالکل ٹھیک توانایوں تک پہنچتی ہے۔ ایسا کیوں ہے؟ اشارہ: ہر کی تفالات اموان کو $n = 2, n = 3$ اور $n = 4$ کے لیے ترسیم کرتے ہوئے ان کا معازب اصل تفالات موج مساوات 59.2 اور 62.2 کے ساتھ کریں۔ تحلیلی طور پر ایسا کرنے کی خاطر درج ذیل مسائل سے آغاز کریں۔

$$e^z = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{z}{n}\right)^n$$

سوال 13.1

ہائیڈروجن کی زمینی حال کی کم سے کم حد بندی گوسی بر کی موج تفال

$$\psi(r) = Ae^{-br^2}$$

استعمال کرتے ہوئے تلاش کریں۔ جہاں معمول زنی سے تقسین A ہوگا جبکہ b تا بل تبدیل مقدار معلوم ہے۔ جواب -11.5eV

سوال 14.7

اگر فوٹان کی کمیت غیر صفر ($m_\gamma \neq 0$) ہوتی تب مخفیا کی جگہ یو کو مخفیا

$$V(r) = \frac{-e^2}{3\pi\epsilon_0} \frac{e^{-\mu r}}{r}$$

استعمال ہوتا جہاں ($\mu = m_\gamma c / \hbar$) ہے۔ اپنی مرضی کا بر کی تفال موج استعمال کرتے ہوئے اس مخفیا کے ہائیڈروجن جو بر کی بندی توانائی کی قیمت معلوم کریں۔ آپ $\mu a < 1$ لیں اور اپنے جواب کو $(\mu a)^2$ رتبی درستگی تک لکھیں سوال 15.7 مندرجہ کریں آپکو ایک ایسا کو انٹم نظام دیا جاتا ہے جکا ہیملٹنی H_0 صرف دو امتیازی حالات کا حاصل ہو ψ_a جسکی توانائی E_a اور ψ_b جسکی توانائی E_b ہو۔ یہ عمومی معمول شدہ اور غیر انتہاتی ہے۔ مزید مندرجہ کریں کہ $E_a < E_b$ ہے۔ اب ہم استراب H' چالو کرتے ہیں۔ جسکے کالبی ارکان درج ذیل ہیں۔

$$\langle \psi_a | H' | \psi_a \rangle = \langle \psi_b | H' | \psi_b \rangle = 0 \quad \langle \psi_a | H' | \psi_b \rangle = \langle \psi_b | H' | \psi_a \rangle = h$$

جہاں \hbar کوئی مخصوص مستقل ہے

(الف) متر ہیمیلٹونی کی امتیازی افتدار کی ٹھیک ٹھیک قیمتیں تلاش کریں۔
 ب) مرتبہ دوم نظریہ استراب استعمال کرتے ہوئے متر نظام کی توانیوں کی اندازی قیمت معلوم کریں۔
 ج) متر نظام کی زمینی حال کی توانائی کی اندازی قیمت درج ذیل روپ کار کی تفال

$$\psi = (\cos \phi) \psi_a + (\sin \phi) \psi_b$$

استعمال کر کہ اصول تغیریت سے حاصل کریں۔ جہاں ϕ متابل تبدیل مقدار معلوم ہے۔

تبصرہ: استراب کا خطی جوڑ لازمًا معمول شدہ دے گا۔

(د) اپنے جوابات کا جز الف، ب، اور ج کے ساتھ معازنہ کریں۔ یہاں اصول تغیریت امتنا زیادہ درست کیوں ہے؟

سوال 16.7 ہم سوال 15.7 میں تیار کی گئی ترکیب مثال کے طور پر یکساں کنطیسی میدان $\vec{B} = B_z \hat{k}$ میں ایک ساکن الیکٹرون پر غور کرتے ہیں۔ جہاں ہیمیلٹنی مساوات 158.4 درج ذیل ہوگا

$$H_0 = \frac{eB_z}{m} S_z$$

امتیازی چکر کار x_a اور x_b ان کی مطابقتی توانائیاں E_a اور E_b مساوات 161.7 میں دی گئی ہیں۔ اب ہم X درج ذیل روپ کے یکساں میدان

$$H' = \frac{eB_x}{m} S_x$$

کے استراب کو چالو کرتے ہیں۔

(الف) استراب H' کے کابی ارکان تلاش کر کہ تصدیق کریں کہ ان کا ساخت مساوات 55.7 تو طرح ہے یہاں H کیا ہوگا؟

(ب) دوم رتبہ نظریہ استراب میں نئی زمینی حال توانائی کو سوال 15.7 (ب) استعمال کرتے ہوئے تلاش کریں۔

(ج) زمینی حال توانائی کی حد بندی سوال 15.7 (ج) کا نتیجہ استعمال کرتے ہوئے اصول تغیریت سے حاصل کریں سوال 17.7

اگرچہ ہیلیم کے لیے مساوات شرودنگر کو ٹھیک ٹھیک حل نہیں کیا جاسکتا ہے مگر ہیلیم کے ایسے نظام پائے جاتے ہیں جنکے ٹھیک ٹھیک حل معلوم کیے جاسکتے ہیں۔ اس کی ایک سادہ مثال ربڑی پٹی ہیلیم ہے جس میں کو توں کی بجائے متانون ہک کی درج ذیل قوتیں استعمال ہونگی

$$H = \frac{-\hbar^2}{2m} (\nabla_1^2 + \nabla_2^2) + \frac{1}{2} m \omega^2 (r_1^2 + r_2^2) - \frac{\lambda}{4} m \omega^2 |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^2$$

(الف) دکھائیں کہ متغیرات \vec{r}_1, \vec{r}_2 کی بجائے متغیرات

$$\vec{u} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{r}_1 + \vec{r}_2) \quad \vec{v} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

استعمال کرنے سے ہیمیلٹنی دو البحدہ البحدہ تین آبادی ہارمونی مرتعشات میں تقسیم ہوگا۔

$$H = \left[\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla_\mu^2 + \frac{1}{2} m \omega^2 \mu^2 \right] + \left[\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla_\nu^2 + \frac{1}{2} (1 - \lambda) m \omega^2 \nu^2 \right]$$

ب) اس نظام کی ٹھیک ٹھیک زمینی حال توانائی کیا ہوگی؟
ج) ٹھیک ٹھیک حل نہ جانے تو صورت میں ہم ہیملٹنی کی اصل صورت مساوات 59.7 پر حصہ 2.7 کی ترکیب استعمال کرنا چاہیں گے۔

سپر کرنے کو نظر انداز کرتے ہوئے حساب کیجیے گا۔ اپنے جواب کا ٹھیک ٹھیک جواب کے ساتھ معائنہ کریں۔
جواب: $\langle H \rangle = 3\hbar\omega(1 - \lambda/4)$

سوال 18.7

ہم نے سوال 7.7 میں دیکھا کہ سپر کیا گیا برکی تقال موج، مساوات 27.7 جو بلییم کے لیے مفید ثابت ہوا منفی ہائیڈروجن باردار یا میں مقید حال میں موجودگی کی تصدیق کرنے کے لیے کافی نہیں ہے۔ چندراشکر نے درج ذیل کا برکی تقال موج استعمال کیا

$$\psi(r_1, r_2) \equiv A[\psi_1(r_1)\psi_2(r_2) + \psi_2(r_1)\psi_1(r_2)]$$

جہاں درج ذیل ہے

$$\psi_1(r) \equiv \sqrt{\frac{z_1^3}{\pi a^3}} e^{-z_1 r/a} \quad \psi_2(r) \equiv \sqrt{\frac{z_2^3}{\pi a^3}} e^{-z_2 r/a}$$

یعنی انھوں نے دو مختلف سپر اجزائے ضربی کی اجازت دی ایک الیکٹران کو مرکزہ کے متفریب اور دوسرے کو مرکزہ سے دور تصور کیا گیا۔ چونکہ الیکٹران متبادل زہرہ ہے لہذا انھوں نے تقال موج کو باہمی مبادلہ کے لحاظ سے لازماً تشا کلی بنانا ہوگا چکر حال جہاں موجودہ حساب میں کوئی کردار نہیں پایا جہاں تاخلاف تشا کلی ہے۔ دکھائیں کہ متبادل تبدیل معتدرا معلوم Z_1 اور Z_2 کی قیمتوں کو سوچ کہ منتخب کرنے سے $\langle H \rangle$ کی قیمت -13.6eV سے کم حاصل کی جاسکتی ہے

جواب:

$$\langle H \rangle = \frac{E_1}{x^6 + y^6} (-x^8 + 2x^7 + \frac{1}{2}x^6y^2 - \frac{1}{2}x^5y^2 - \frac{1}{8}x^3y^4 + \frac{11}{8}xy^6 - \frac{1}{2}y^8)$$

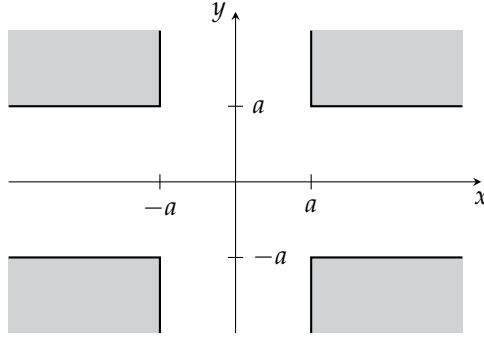
جہاں $x \equiv Z_1 + Z_2z$ اور $y \equiv 2\sqrt{Z_1Z_2}$ ہیں چندر شکر نے $Z_1 = 1.039$ چونکہ یہ ایک سے بڑا ہے لہذا اس کو موثر مرکزہ کی بار تصور نہیں کیا جاسکتا ہے۔ تاہم اس کے باوجود اس کو برکی تقال موج متبادل کیا جاسکتا ہے۔ اور $Z_2 = 0.283$ استعمال کیا

سوال 19.7

جو برکی برکن کو برقرار رکھنے میں بنیادی مسئلہ دو ذرات ملاً دو ڈیوٹر ان کو ایک دوسرے کے اتنا متفریب لانا ہے کہ کولمب قوت دفع پر ان کے پچ کشتی تاہم اثر متفریب مرکزی قوتیں سبقت لے جائیں ہم ذرات کو شاندار درجہ حرارت تک گرم کر کہ ان کو بلا منصوب تادم کے ذریعے انھیں ایک دوسرے کے متفریب زبردستی لاسکتے ہیں۔ دوسری تجویز میون عمل انگیز کا استعمال ہے جس میں ہم ہائیڈروجن سالمہ باردار پر انان کی جگہ ڈیوٹر ان اور الیکٹران کی جگہ میون رکھ کر تیار کرتے ہیں۔ اس ساخت میں ڈیوٹر ان کے پچ توازن فی مصلہ کی پیش گوئی کریں۔ اور سمجھائیں کہ اس مقصد کی خاطر کیوں الیکٹران سے میون بہتر صابت ہوگا۔

سوال 20.7

کو انظم نقطہ مندرجہ کریں ایک ذرہ تو شکل ۷.۸ میں دکھائے گئے سلیبی خطہ پر دو باد میں حرکت کرنے کا پابند بنایا جائے سلیبی ہاتھ لامستابی تک پہنچتے ہیں۔ سلیب کے اندر مخفی مندرجہ جو کہ اس کے باہر لامستابی ہے۔ حیرانی کی بات ہے کہ یہ تنظیم توانائی مقید حال کا حاسی ہے۔



شکل ۸.۷: صلیبی خطہ برائے سوال 20.7

الف) دکھائیں کہ کم سے کم توانائی جو لامتناہی تک پہنچتی ہے درج ذیل ہے

$$E_{\text{threshold}} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2};$$

اس سے کم توانائی کا ہر حل لامتناہی کا مقید ہوگا۔
 اشارہ: ایک بازو پر ($x \gg a$) مساوات شرودنگر کو الجھیدگی متغیرات کو مدد سے حل کریں۔ اگر قتال موج لامتناہی تک پہنچتی ہے تب اس کا x پر انحصار $e^{ik_x x}$ جہاں $k_x > 0$ ہے کو روپ میں ہوگا۔
 ب) اب اصول تغیریت استعمال کرتے ہوئے دکھائیں کہ E سے کم توانائی زمینی حال کا ہوگا۔ درج ذیل برکی قتال موج استعمال کریں۔

$$\psi(x,y) = A \begin{cases} (1 - |xy|/a^2)e^{-\alpha} & |x| \leq a, |y| \leq a \\ (1 - |x|/a)e^{-\alpha}|y|/a & |x| \leq a, |y| > a \\ (1 - |y|/a)e^{-\alpha}|x|/a & |x| > a, |y| \leq a \\ 0 & \end{cases}$$

اس کو معمول پر لا کر A تعین کریں۔ اور H کی توقعاتی قیمت کا حساب لگائیں
 جواب:

$$\langle H \rangle = \frac{3\hbar^2}{ma^2} \left(\frac{\alpha^2 + 2\alpha + 3}{6 + 11\alpha} \right)$$

اب α کے لحاظ سے کم سے کم قیمت تلاش کر کہ دکھائیں یہ نتیجہ E سے کم ہوگا۔ سلیب کی تشکل سے پورا فائدہ اٹھائیں
 آپکو صرف خطہ 8/1 پر مکمل لینا ہوگا۔ باقی سات مکمل بھی یہی جواب دیں گے۔ البتہ دیہان رہے کہ اگر چہ برکی قتال موج استمراری ہے اس کے تفرکات غیر استمراری ہیں۔ رکاوٹی لکیریں a $x = \pm a$ اور $y = 0$ $x = 0$ $y = \pm a$ پر پائی جاتی ہیں۔ جہاں آپکو مثال 3.7 کی تکنیک بروکار لانی ہوگی۔

باب ۸

ونزل وکرامرز و برلوان تخمین

ونزل، کرامرز، برلوان ترکیب سے غیر متابع وقت شرودنگر مساوات کی یک بُعدی تخمینی حل حاصل کیے جاسکتے ہیں اسی بنیادی تصور کا اطلاق کئی دیگر تفرقی مساوات پر اور بالخصوص تین ابعاد میں مساوات شرودنگر کی رد اسی حصے پر کیا جاسکتا ہے۔ یہ بالخصوص مکسید حال توانائیوں اور محض رکاوٹ سے گزرنے کی سرنگ زنی شرح کے حساب میں مفید ثابت ہوتا ہے۔ اس کا بنیادی تصور درج ذیل ہے: فرض کریں ای کذرہ جس کی توانائی E ہوا کہ ایسے خطے میں حرکت کرتا ہے جہاں مخفیہ $V(x)$ ایک مستقل ہو۔ تفاعل موج $E > V$ کی صورت میں درج ذیل روپ کا ہوگا

$$\psi(x) = Ae^{\pm ikx}, \quad k \equiv \sqrt{2m(E - V)/\hbar} \quad \text{جہاں}$$

وائیں رخ حرکت کرتے ہوئے ذرہ کے لیے مثبت علامت جبکہ بائیں رخ کے لیے منفی علامت استعمال ہوگا یقیناً ان دونوں کا خطی جوڑ ہمیں عمومی حل دیگا۔ یہ تفاعل موج ارتعاشی ہے جس کا طول موج $\lambda = 2\pi/k$ اٹل ہے اور اس کا جیٹ A غیر تغیر ہے۔ اب فرض کریں کہ $V(x)$ مستقل نہیں ہے بلکہ λ کے لحاظ سے بہت آہستہ تبدیل ہوتا ہے تاکہ کئی مکمل طول امواج پر مخفیہ کو مستقل تصور کیا جاسکتا ہو۔ ایسی صورت میں ہم کہہ سکتے ہیں کہ ψ عملائیں نہ ہوگا تاہم اس کا طول موج اور جیٹ x کے ساتھ ساتھ آہستہ آہستہ تبدیل ہوگا۔ یہی ونزل، کرامرز، برلوان تخمین کی بنیاد ہے۔ درحقیقت یہ x پر دو مختلف طرز کے تابعیت کی بات کرتا ہے تیز ارتعاشات جنہیں طول موج اور جیٹ میں آہستہ آہستہ تبدیلیی ترمیم کرتا ہو۔

اسی طرح $E < V$ جہاں V ایک مستقل ہے کی صورت میں ψ قوت نمائی ہوگا۔

$$\psi(x) = Ae^{\pm \kappa x}, \quad \kappa \equiv \sqrt{2m(V - E)/\hbar} \quad \text{جہاں}$$

اور اگر $V(x)$ ایک مستقل نہ ہو بلکہ $1/\kappa$ کے لحاظ سے آہستہ آہستہ تبدیل ہوتا ہو تب حل عملاً قوت نمائی ہوگا البتہ A اور κ اب x کے آہستہ آہستہ تبدیل ہوتے تفاعلات ہوں گے۔ یہ نظریہ کلاسیکی نقطہ واپسی جہاں

$V \approx E$ ہو کی متریبی پڑوس میں ناکامی کا شکار ہوگا چونکہ یہاں λ یا $1/\kappa$ لامتناہی تک بڑھتا ہے اور ہم یہ نہیں کہہ سکتے ہیں کہ $V(x)$ آہستہ آہستہ تبدیل ہوتا ہے۔ جیسا آپ دیکھیں گے اس تخمین میں نقصات واپسی سے نمٹنا دشوار ترین ہوگا اگرچہ آخری نتائج بہت سادہ ہوں گے۔

۸.۱ کلاسیکی خطہ

مساوات شرودنگر

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + V(x)\psi = E\psi$$

کو درج ذیل روپ میں لکھا جاسکتا ہے

$$(۸.۱) \quad \frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{p^2}{\hbar^2} \psi$$

جہاں

$$(۸.۲) \quad p(x) \equiv \sqrt{2m[E - V(x)]}$$

اس ذرے کے معیار حرکت کا کلاسیکی کلیہ ہے جس کی کل توانائی E اور محلی توانائی $V(x)$ ہو۔ منسل حال میں فرض کرتا ہوں کہ $E > V(x)$ ہے لہذا $V(x)$ حقیقی ہوگا اس خطہ کو ہم کلاسیکی خطہ کہتے ہیں کلاسیکی طور پر ذرہ x کے ساتھ پر رہنے کا پابند ہوگا (شکل ۸.۱)۔ عمومی طور پر ψ ایک مخلوط تقاضا عمل ہوگا جس کو حیطہ $A(x)$ اور حیطہ $\phi(x)$ جہاں دونوں حقیقی ہیں کی صورت میں لکھا جاسکتا ہے

$$(۸.۳) \quad \psi(x) = A(x)e^{i\phi(x)}$$

ہم x کے لحاظ سے تفرق کو قوت نمائی میں چھوٹی لکیر سے ظاہر کرتے ہوئے درج ذیل لکھ سکتے ہیں

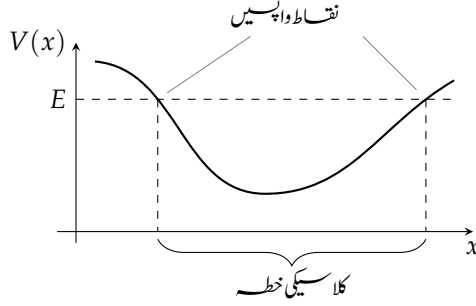
$$\frac{d\psi}{dx} = (A' + iA\phi')e^{i\phi}$$

اور

$$(۸.۴) \quad \frac{d^2 \psi}{dx^2} = [A'' + 2iA'\phi' + iA\phi'' - A(\phi')^2]e^{i\phi}$$

اس کو مساوات 8.1 میں پُر کرتے ہیں

$$(۸.۵) \quad A'' + 2iA'\phi' + iA\phi'' - A(\phi')^2 = -\frac{p^2}{\hbar^2} A$$



شکل ۸.۱: کلاسیکی طور پر یہ ذرہ اس خطہ میں مقید ہوگا جہاں $E \geq V(x)$ ہو۔

دونوں ہاتھ کی حقیقی اجزاء کو ایک دوسرے کے برابر رکھ کر ایک حقیقی مساوات حاصل ہوگی جبکہ دونوں ہاتھ کے خیالی اجزاء کو ایک دوسرے کے برابر رکھ کر دوسرا حقیقی مساوات حاصل ہوگا

$$(۸.۶) \quad A'' - A(\phi')^2 = -\frac{p^2}{\hbar^2} A, \quad \text{یا} \quad A'' = A \left[(\phi')^2 - \frac{p^2}{\hbar^2} \right]$$

اور

$$(۸.۷) \quad 2A'\phi' + A\phi'' = 0, \quad \text{یا} \quad (A^2\phi')' = 0$$

مساوات 8.6 اور 8.7 ہر لحاظ سے اصل شرودنگر مساوات کے معادل ہیں ان میں سے دوسرے کو با آسانی حل کیا جاسکتا ہے

$$(۸.۸) \quad A^2\phi' = C^2, \quad \text{یا} \quad A = \frac{C}{\sqrt{\phi'}}$$

جہاں C ایک حقیقی مستقل ہوگا۔ ان میں سے پہلی مساوات 8.6 کو عموماً حل کرنا ممکن نہیں ہوگا یہی ہمیں تخمین کی ضرورت پیش آتی ہے ہم فرض کرتے ہیں کہ حیظ A بہت آہستہ آہستہ تبدیل ہوتا ہے لحاظ جزو A'' قابل نظر انداز ہوگا۔ بلکہ یہ کہنا زیادہ درست ہوگا کہ ہم فرض کرتے ہیں کہ $(\phi')^2$ اور p^2/\hbar^2 دونوں سے A''/A بہت کم ہے۔ ایسی صورت میں ہم مساوات 8.6 کے بائیں ہاتھ کو نظر انداز کر کے درج ذیل حاصل کرتے ہیں

$$(\phi')^2 = \frac{p^2}{\hbar^2}, \quad \text{یا} \quad \frac{d\phi}{dx} = \pm \frac{p}{\hbar}$$

جس کے تحت درج ذیل ہوگا

$$(۸.۹) \quad \phi(x) = \pm \frac{1}{\hbar} \int p(x) dx$$

میں فنل حال اسکو ایک غیر قطعی مکمل لکھتے ہوں کسی بھی مستقل کو C میں زن کیا جاسکتا ہے جس کے تحت یہ مخلوط ہو سکتا ہے اس طرح درج ذیل ہوگا

$$(۸.۱۰) \quad \psi(x) \cong \frac{C}{\sqrt{p(x)}} e^{\pm \frac{i}{\hbar} \int p(x) dx}$$

اور تخمینی عمومی حل ایسا خطی جوڑ ہوگا جہاں ایک جزو میں مثبت اور دوسرے میں منفی علامت استعمال ہوگی۔ آپ دیکھ سکتے ہیں کہ درج ذیل ہوگا

$$(۸.۱۱) \quad |\psi(x)|^2 \cong \frac{|C|^2}{p(x)}$$

جس کے تحت نقطہ x پر ذرہ پایا جانے کا احتمال اس نقطہ پر ذرے کے کلاسیکی معیار حرکت لحاظ سے رفتاری کا بالکل مستطاب ہوگا۔ ہم یہی توقع رکھتے ہیں چونکہ جس مقام پر ذرہ کی رفتار تیز ہو وہاں اسے پانے کا احتمال کم سے کم ہوگا۔ درحقیقت بعض اوقات تفرقی مساوات میں جزو A'' کو نظر انداز کرنے کی بجائے اس نیم کلاسیکی مشاہدے سے آغاز کرتے ہوئے ونزل، کرامرز، برلوان تخمین اغز کیا جاتا ہے۔ مواخر الذکر طریقہ ریاضیاتی طور پر زیادہ صاف ہے لیکن اوّل الذکر بہتر عقلی و قبہ پیش کرتا ہے۔

مثال ۸.۱: دو امتصالی دیواروں والا مخفیہ کنواں۔ فرض کر لیں ہمارے پاس ایک لامتناہی چکور کنواں ہو جس کی تہہ غیر ہموار ہو (شکل ۸.۲)۔

$$(۸.۱۲) \quad V(x) = \begin{cases} \text{کچھ مخصوص تفعل}, & 0 < x < a, \\ \infty, & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

کنواں کے اندر ہر جگہ $E > V(x)$ منرج کرتے ہوئے درج ذیل ہوگا

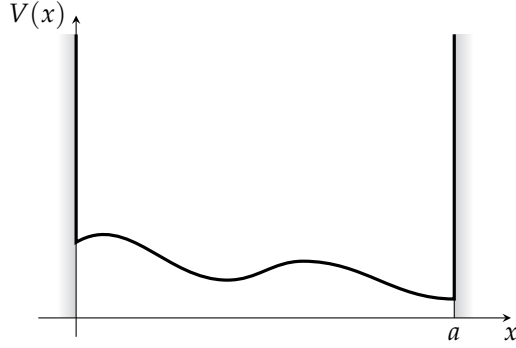
$$\psi(x) \cong \frac{1}{\sqrt{p(x)}} [C_+ e^{i\phi(x)} + C_- e^{-i\phi(x)}]$$

جس کو درج ذیل لکھا جاسکتا ہے

$$(۸.۱۳) \quad \psi(x) \cong \frac{1}{\sqrt{p(x)}} [C_1 \sin \phi(x) + C_2 \cos \phi(x)]$$

جہاں درج ذیل ہوگا

$$(۸.۱۴) \quad \phi(x) = \frac{1}{\hbar} \int_0^x p(x') dx'$$



شکل ۸.۲: ایلاستٹائی چکور کنواں جس کی تہ موڑے دار ہے۔

جیسا ہم ذکر کر چکے ہیں ہم عمل کی زیریں حد اپنی مرضی کا منتخب کر سکتے ہیں یہاں یہی کیا گیا۔ اب $x = 0$ پر $\psi(x)$ لائٹا صفر ہوگا لفظ چونکہ $\psi(0) = 0$ ہے $C_2 = 0$ ہوگا۔ ساتھ ہی $x = a$ پر بھی $\psi(x)$ صفر ہوگا لفظ درج ذیل ہوگا

$$(۸.۱۵) \quad \phi(a) = n\pi \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

ماخوذ

(۸.۱۶)

$$\int_0^a p(x) dx = n\pi\hbar$$

کوانٹائزنی کی درج بالا شرط تخمینہ احبازاتی توانائیاں تعین کرتا ہے۔

مثلاً اگر کنویں کی تہ ہموار ہو $V(x) = 0$ تب $p(x) = \sqrt{2mE}$ ایک مستقل ہوگا اور مساوات 8.16 کے تحت $pa = n\pi\hbar$ یا

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ma^2}$$

جولامستٹائی چکور کنواں کی توانائیوں کا پراپان کلیہ ہے مساوات 2.27۔ یہاں ونزل، کرامرز، برلوان تخمینہ ہمیں بالکل ٹھیک ٹھیک جواب فراہم کرتا ہے چونکہ اصل تغاغل موج کا حیط مستقل ہے لحاظ A'' کو نظر انداز کرنے سے کوئی اثر نہیں پڑا۔ □

سوال ۸.۱: ونزل، کرامرز، برلوان تخمینہ استعمال کرتے ہوئے ایلاستٹائی چکور کنواں کی احبازاتی توانائیاں E_n تلاش

کریں جس کی آدھی تہہ میں V_0 بلندی کی سیزھی پائی جاتی ہو شکل 6.3

$$V(x) = \begin{cases} V_0, & 0 < x < a/2 \text{ اگر} \\ 0, & a/2 < x < a \text{ اگر} \\ \infty, & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

اپنے جواب کو V_0 اور $E_n^0 \equiv (n\pi\hbar)^2/2ma^2$ کی صورت میں لکھیں جہاں بغیر سیزھی لامتناہی چکور کنواں کے n دین احبازی توانائی E_n^0 ہے۔ مندرجہ کریں $E_1^0 > V_0$ تاہم یہ مندرجہ نہ کریں کہ $E_n \gg V_0$ ہوگا۔ اپنے جواب کا موازنہ مثال 6.1 میں رتبہ اولیٰ طریقہ اضطراب سے حاصل جواب کے ساتھ کریں۔ آپ دیکھیں گے کہ بہت چھوٹی V_0 جہاں نظریہ اضطراب کارآمد ہوگا یا بہت بڑی n جہاں ونزل، کرامرز، برلوان تنہین کارآمد ہوگی کی صورت میں جوابات ایک دوسرے جیسے ہوں گے۔

سوال ۸.۲: ونزل، کرامرز، برلوان کلیہ مساوات 8.10 کو \hbar کی طمقی پھیلاو سے اغزکیا جاسکتا ہے۔ آزاد ذرہ کی تغاعل موج $\psi = A \exp(\pm ipx/\hbar)$ سے حوصلہ اغزائی حاصل کر کے ہم درج ذیل لکھتے ہیں

$$\psi(x) = e^{if(x)/\hbar}$$

جہاں $f(x)$ کوئی مخلوط تغاعل ہے۔ دیہان رہے کہ کسی بھی غیر صفر تغاعل کو اس طرح لکھا جاسکتا ہے لحاظ ایسا کرنے سے ہم عمومیت نہیں کھوتے۔

(الف) اس کو مساوات 8.1 روپ کی مساوات شرودنگر میں پڑ کر کے درج ذیل دیکھائیں

$$i\hbar f'' - (f')^2 + p^2 = 0$$

(ب) تغاعل $f(x)$ کو \hbar کی طمقی تسلسل کی صورت

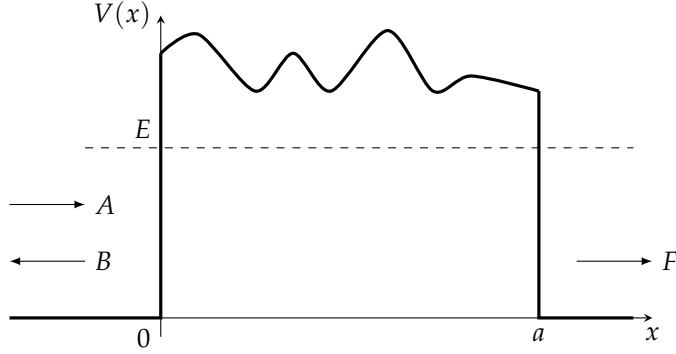
$$f(x) = f_0(x) + \hbar f_1(x) + \hbar^2 f_2(x) + \dots$$

میں لکھ کر \hbar کی ایک جسی طمقتوں کو اکٹھا کر کے درج ذیل دیکھائیں

$$(f_0')^2 = p^2, \quad if_0'' = 2f_0'f_1', \quad if_1'' = 2f_0'f_2' + (f_1')^2, \quad \text{وغیرہ وغیرہ}$$

(ج) انہیں $f_0(x)$ اور $f_1(x)$ کے لیے حل کر کے دیکھائیں کہ \hbar کی اول رتبہ تک آپ مساوات 8.10 دوبارہ حاصل کرتے ہیں۔

تبصرہ: منفی عددی کی لوگر دم کی تعریف $\ln(-z) = \ln(z) + i\pi$ ہے جہاں n ایک طاق عدد صحیح ہوگا۔ اگر آپ اس کلیہ سے ناواقف ہوں تب دونوں اطراف کو قوت نہ میں منتقل کر کے دیکھیں۔



شکل ۸.۳: موڑے دار بالائی سطح کے مستطیلی رکاوٹ سے بکھراؤ۔

۸.۲ سرنگزنی

اب تک میں $E > V$ فرض کرتا رہا ہوں لحاظ $V(x)$ حقیقی تھ۔ میں غیر کلاسیکی خط $E < V$ کے لیے بھی بلکل اے طرح مطابقتی نتیجہ لکھ سکتا ہوں جو عین مساوات 8.10 ہوگا تاہم اب $p(x)$ تخیلی ہوگا

$$(۸.۱۷) \quad \psi(x) \cong \frac{C}{\sqrt{|p(x)|}} e^{\pm \frac{1}{\hbar} \int |p(x)| dx}$$

ایک مثال کے طور پر ایک مستطیلی رکاوٹ جس کی بالائی سطح غیر ہموارہ (شکل ۸.۳) سے بکھراؤ کا مسئلہ پر غور کریں۔ درکاوٹ کے بائیں جانب $x < 0$

$$(۸.۱۸) \quad \psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}.$$

جہاں A آمدی حیث اور B منعکس حیث ہے جبکہ $k \equiv \sqrt{2mE}/\hbar$ ہے جسے 2.5 دیکھیں۔ درکاوٹ کے دائیں جانب $x > a$

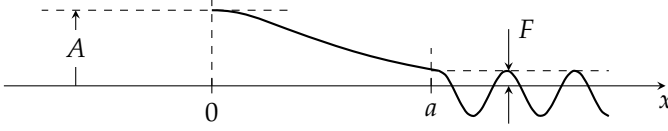
$$(۸.۱۹) \quad \psi(x) = Fe^{ikx};$$

F ترسیلی حیث جبکہ ترسیلی احتمال درج ذیل ہوگا

$$(۸.۲۰) \quad T = \frac{|F|^2}{|A|^2}.$$

سرنگزنی خط $0 \leq x \leq a$ میں وزنل، کراسرز، برلوان تخمین درج ذیل دیں

$$(۸.۲۱) \quad \psi(x) \cong \frac{C}{\sqrt{|p(x)|}} e^{\frac{1}{\hbar} \int_0^x |p(x')| dx'} + \frac{D}{\sqrt{|p(x)|}} e^{-\frac{1}{\hbar} \int_0^x |p(x')| dx'}.$$



شکل ۸.۴: اونچی اور چوڑی رکاوٹ سے بھراؤ کے تفاعل موج کی کیفی ساخت۔

اگر رکاوٹ بہت بلند یا اور بہت چوڑا ہو یعنی جب سرنگزنی کا احتمال بہت کم ہو قوت نمائی بڑھتے جسز و کا عددی سر C لاطماً آچھوٹا ہوگا درحقیقت لامتناہی چوڑے رکاوٹ کی صورت میں یہ صفر ہوگا اور تفاعل موج کچھ شکل ۸.۴ کے نقش پر ہوگی۔ غییر کا سکی خطہ پر قوت نمائی میں کل کی

$$\frac{|F|}{|A|} \sim e^{-\frac{1}{\hbar} \int_0^a |p(x')| dx'}.$$

آمدی اور ترسیلی امواج کے اظہانی حیطے تعین کرتا ہے لفظ درج ذیل ہوگا

(۸.۲۲)

$$T \cong e^{-2\gamma}, \text{ جہاں } \gamma \equiv \frac{1}{\hbar} \int_0^a |p(x)| dx.$$

مثال ۸.۲: ایلفا تحلیل کا نظریہ گامو۔ سن ۱۹۲۸ میں جارج گامو نے مساوات ۸.۲۲ استعمال کرتے ہوئے ایلفا تحلیل کی پہلی کامیاب وجہ پیش کی ایلفا تحلیل سے مراد چند مخصوص تابکار مرکزہ سے ایلفا ذرہ جو دو پروٹان اور دو نیوٹران پر مشتمل ہوتا ہے کا احسار ہے۔ چونکہ ایلفا ذرہ مثبت بار $2e$ کا حاصل ہے لحاظ جیسے ہی یہ مرکزہ سے اتنا دور ہو جاتا ہے کہ یہ مرکزی بندشی قوت سے منسار کر کے مرکزہ کے باقی حصہ کا بار Ze اس کو برقی قوت دفع سے دور جانے پر مجبور کرے گا۔ تاہم اسکو پہلے اس مخفی رکاوٹ سے گزرنا ہوگا جو پوریتسیم کی صورت میں حنارجی ایلفا ذرہ کی توانائی سے دوگنے سے بھی زیادہ ہے۔ گامو نے اس مخفی توانائی کو تخمینی طور پر شکل ۸.۵ کے مخفیہ سے ظاہر کیا جس نے مرکزہ کے رداس r_1 و صت تک مرکزی قوت کشش کو مستناہی چکور کواں سے ظاہر کیا گیا جس کو کولومب قوت دفع کی دم کے ساتھ جوڑا گیا ہے۔ گامو نے کوانٹم سرنگزنی کو ایلفا ذرہ کی منسار کی وجہ کرار دیا یوں پہلی بار کوانٹم میکانیات کا اطلاق مرکزوی طبیعیات پر کیا گیا۔

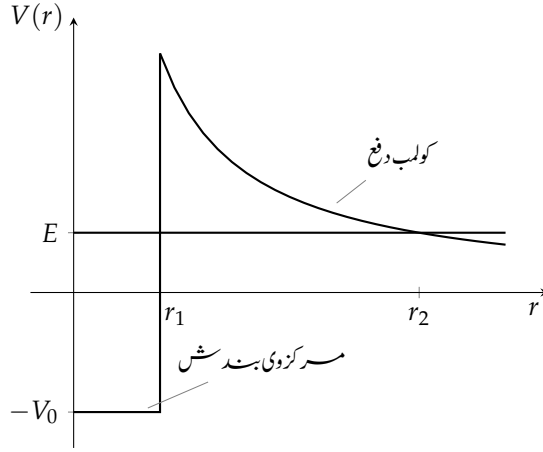
اگر حنارجی ایلفا ذرے کی توانائی E ہو تب بیرونی واپسی نقطہ r_2 درج ذیل تعین کرے گا

(۸.۲۳)

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{r_2} = E.$$

ظاہر ہے مساوات ۸.۲۲ میں قوت نمائی γ درج ذیل ہوگا

$$\gamma = \frac{1}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{r} - E \right)} dr = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{r_2}{r} - 1} dr.$$



شکل ۸.۵: تابکار مسرکزوی میں الفا ذرہ کی مخفی توانائی کا گامونہ۔

اس عمل میں $r \equiv r_2 \sin^2 u$ پڑھ کرے ہوئے نتیجہ حاصل کیا جاسکتا ہے

$$(۸.۲۳) \quad \gamma = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \left[r_2 \left(\frac{\pi}{2} - \sin^{-1} \sqrt{\frac{r_1}{r_2}} \right) - \sqrt{r_1(r_2 - r_1)} \right].$$

عام طور پر $r_1 \ll r_2$ ہوگا لحاظ ہم چھوٹے زاویوں کے تخمین $\sin \epsilon \cong \epsilon$ استعمال کر کے نتیجہ کی سادہ روپ حاصل کرتے ہیں

$$(۸.۲۵) \quad \gamma \cong \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \left[\frac{\pi}{2} r_2 - 2\sqrt{r_1 r_2} \right] = K_1 \frac{Z}{\sqrt{E}} - K_2 \sqrt{Z r_1}.$$

جہاں

$$(۸.۲۶) \quad K_1 \equiv \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{\pi\sqrt{2m}}{\hbar} = 1.980 \text{ MeV}^{1/2},$$

اور درج ذیل ہوگا

$$(۸.۲۷) \quad K_2 \equiv \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{4\sqrt{m}}{\hbar} = 1.485 \text{ fm}^{-1/2}.$$

ایک عمومی مسرکزہ کی جامت تقریباً ایک 10^{-15} fm ہوتی ہے۔

اگر ہم مرکزہ کے اندر ایٹماذہ کو محصور تصور کریں اور کہیں کہ اسکی اوسط سمتی رفتار v ہے تب دیواروں کے ساتھ تصادم کے بیچ اوسط وقفہ تقریباً $2r_1/v$ ہوگا لحاظ تصادم کا تعدد $v/2r_1$ ہوگا۔ ہر تصادم پر فراق ہونے کا احتمال $e^{-2\gamma}$ ہے لحاظ اکائی وقت میں احراج کا احتمال $(v/2r_1)e^{-2\gamma}$ ہوگا اور یوں ولدہ مرکزہ کا عرصہ حیات تقریباً درج ذیل ہوگا

$$(۸.۲۸) \quad \tau = \frac{2r_1}{v} e^{2\gamma}.$$

بد قسمتی سے ہم v نہیں جانتے ہیں لیکن اس سے زیادہ فراق نہیں پڑتا ہے چونکہ ایک تابکار مرکزہ سے اور دوسرے تابکار مرکزہ کے بیچ قوت نہائی جزئی پچھلیں رتی مقدار تک تبدیل ہوتا ہے جس کے سامنے v کی تبدیلی متاثر نظر انداز ہے۔ بالخصوص عرصہ حیات کی تجرباتی پیمائشی قیمتوں کو $1/\sqrt{E}$ کے ساتھ ترسیم کرنے سے ایک خوبصورت سیدھا خط شکل 8.6 حاصل ہوتا ہے جو عین مساوات 8.25 اور 8.28 کے تحت ہوگا۔ □

سوال ۸.۳: ایک مستحالی چکور کاوٹ جس کی انچائی $V_0 > E$ اور چوڑائی $2a$ ہوئے ایک ایٹماذہ جس کی توانائی E ہو کی تخمینی ترسیمی احتمال مساوات 8.22 استعمال کرتے ہوئے حاصل کریں۔ اپنے جواب کا موازنہ بالکل ٹھیک نتیجہ سوال 2.33 کے ساتھ کریں۔

سوال ۸.۴: مساوات 8.25 اور 8.28 استعمال کرتے ہوئے U^{238} اور Po^{212} کے عرصہ حیات تلاش کریں۔ تمام مرکزہ میں مرکزوی مادہ کی کثافت تقریباً متقل ہوتی ہے لحاظ $(r_1)^3$ اور A پروٹان اور نیوٹرانوں کی تعدادوں کا مجموعہ تقریباً برابر ہوئے۔ تجرباتی طور پر درج ذیل حاصل کیا گیا ہے

$$(۸.۲۹) \quad r_1 \cong (1.07 \text{ fm}) A^{1/3}.$$

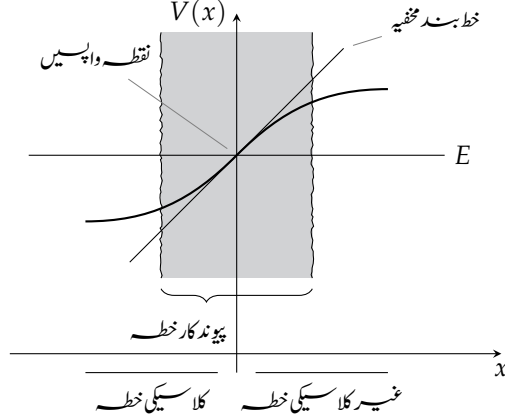
احراج شدہ ایٹماذہ کی توانائی کلیہ آئنسٹائن $E = mc^2$ سے اغز کیا جاسکتا ہے

$$(۸.۳۰) \quad E = m_p c^2 - m_d c^2 - m_\alpha c^2.$$

جہاں m_p ولدہ مرکزہ کی کمیت m_d بیٹی مرکزہ کی کمیت اور m_α ایٹماذہ یعنی He^4 مرکزہ کی کمیت ہے۔ یہ دیکھنے کی خاطر کہ بیٹی مرکزہ کیا ہوگا یاد رکھیں کہ ایٹماذہ دو پروٹان اور دو نیوٹران لیکر منرار ہوتا ہے لحاظ Z سے دو منفی کریں اور A سے چار منفی کریں گے۔ حاصل جوابات استعمال کرتے ہوئے دوری جدول سے کیمیائی انصر تعین کریں۔ سمتی رفتار v کی انداز ا قیمت $E = (1/2)m_\alpha v^2$ سے حاصل کریں یہ مرکزہ کے اندر منفی مخفی توانائی کو نظر انداز کرتا ہے لحاظ v کی قیمت اصل سے زیادہ دیگا تاہم اس مرحلہ پر ہم صرف اتنا ہی کر سکتے ہیں۔ اتفاقی طور پر ان کیمیائی انصر کی تجربہ سے حاصل عرصہ حیات بالترتیب 6×10^9 سال اور $0.5 \mu s$ ہے۔

۸.۳ کلیات پیوند

اب تک کے جس و فکر میں میں فراض کرتا رہا کہ مخفی کواں یا رکاوٹ کی دیواریں انتصابی تھیں جس کی بنا بیرونی حل آسان اور سرحدی شرائط سادہ تھے۔ درحقیقت ہمارے بنیادی نتائج مساوات 8.16 اور 8.22 اس



شکل ۸.۶: دائیں ہاتھ نقطہ واپس کو وضاحت سے دکھایا گیا ہے۔

صورت بھی کافی حد تک درست ہو لیکن جب کناروں کی ڈھلان اتنی زیادہ نہ ہو یقیناً نظریہ گاموس میں ایسی ہی صورت پر انکا اطلاق کیا گیا۔ بہر حال ہم نقطہ واپس $E = V$ جہاں کلاسیکی اور غیر کلاسیکی خطے ایک دوسرے کے ساتھ جڑتے ہیں اور ونزل، کرامرز، برلوان تخمین نا قابل استعمال ہوتی ہے پر تعادل موج کا فیزیکی مطالعہ کرنا چاہیں گے۔ اس حصہ میں ہمیں مکید حال مسئلہ (شکل ۸.۱) کو دیکھتا ہوں، آپ مسئلہ بھراؤ (سوال 8.10) حل کر سکتے ہیں۔

اپنی آسانی کی خاطر ہم محور کو یوں رکھتے ہیں کہ دائیں ہاتھ کا نقطہ واپس $x = 0$ پر واقع ہو (شکل ۸.۶)۔ ونزل، کرامرز، برلوان تخمین میں درج ذیل ہوگا

$$(۸.۳۱) \quad \psi(x) \cong \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{p(x)}} \left[B e^{\frac{i}{\hbar} \int_x^0 p(x') dx'} + C e^{-\frac{i}{\hbar} \int_x^0 p(x') dx'} \right], & x < 0 \text{ اگر}, \\ \frac{1}{\sqrt{|p(x)|}} D e^{-\frac{1}{\hbar} \int_0^x |p(x')| dx'}, & x > 0 \text{ اگر} \end{cases}$$

یہ فرض کرتے ہوئے تمام $x > 0$ سے $V(x)$ بڑا ہوگا ہم اس خطے میں مثبت قوت نمائی کو خارج کر سکتے ہیں چونکہ $x \rightarrow \infty$ کرنے سے یہ بے وقت ہو بڑھتا ہے۔ ہمارا کام ان دو حوالوں کو سرحد پر ایک دوسرے کے ساتھ جوڑنا ہے تاہم یہاں ہمیں شدید مشکلات کا سامنا پیش آتا ہے۔ ونزل، کرامرز، برلوان تخمین نے نقطہ واپس جہاں $p(x) \rightarrow 0$ ہوگا ψ کی قیمت لامتناہی تک پہنچتی ہے۔ حقیقی تعادل موج بقینا ایسا رویہ نہیں رکھتا ہے اور جیسا کہ ہمارا گمان تھا ونزل، کرامرز، برلوان تخمین نقطہ واپس کی پڑوس میں نا قابل استعمال ہوتا ہے لیکن احبازتی توانائیوں کو نکالتے واپس پر سرحدی شرائط تعین کرتی ہیں۔ ہم ایک ایسا پیوند کار تعادل موج لیتے ہیں جو نقطہ واپس کو ڈھانپ کر دونوں اطراف کے ونزل، کرامرز، برلوان تخمین حل کو ایک دوسرے کے ساتھ پیوند کرتا ہو۔

چونکہ ہمیں پیوند کار تفاعل موج ψ_p صرف مدہ کی پڑوس میں چاہئے لحاظ ہم اس مخفیہ کو سیدھی لکیر

$$(۸.۳۲) \quad V(x) \cong E + V'(0)x,$$

ے تخمین کر کے اس خطی V کے لیے شرودنگر مساوات حل کرتے ہیں

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi_p}{dx^2} + [E + V'(0)x] \psi_p = E \psi_p,$$

یا

$$(۸.۳۳) \quad \frac{d^2 \psi_p}{dx^2} = \alpha^3 x \psi_p,$$

جہاں درج ذیل ہے

$$(۸.۳۴) \quad \alpha \equiv \left[\frac{2m}{\hbar^2} V'(0) \right]^{1/3}.$$

درج ذیل متعارف کر کے ہم ان α کو غیر تابع متغیر میں زن کر سکتے ہیں

$$(۸.۳۵) \quad z \equiv \alpha x,$$

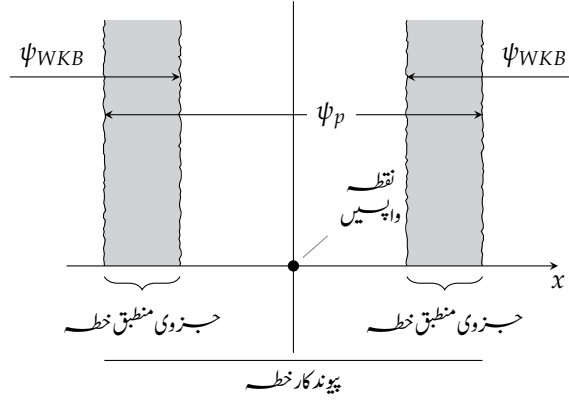
لحظہ درج ذیل ہوگا

$$(۸.۳۶) \quad \frac{d^2 \psi_p}{dz^2} = z \psi_p.$$

یہ مساوات ایری ہے جس کے حل تفاعلات ایر کہلاتے ہیں چونکہ مساوات ایری دو رتی تفرقی مساوات ہیں لحاظ دو خطی غیر تابع ایری تفاعلات $Ai(z)$ اور $Bi(z)$ پائے جاتے ہیں۔ ان کا تعلق

جدول ۸.۱: ایری تفاعلات کے چند خواص

$\frac{d^2 y}{dz^2} = zy$	تفریقی مساوات:
$Ai(z) \text{ اور } Bi(z) \text{ ایری تفاعلات کے خطی مجموعہ}$	حل:
$Ai(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos\left(\frac{s^3}{3} + sz\right) ds$	تکلی روپ:
$Bi(z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \left[e^{-\frac{s^3}{3} + sz} + \sin\left(\frac{s^3}{3} + sz\right) \right] ds$	



شکل ۸.۷: پیوند کار خط اور دو منطبق خط۔

رتبہ $1/3$ کے میل تفاعلات کے ساتھ ہے ان کے چند خواص جدول 8.1 میں دیئے گئے ہیں جبکہ شکل 8.8 میں انہیں ترسیم کیا گیا ہے ظاہر ہے کہ پیوند کار تفاعل موج $Ai(z)$ اور $Bi(z)$ کا خطی جوڑ

$$\psi_p(x) = aAi(\alpha x) + bBi(\alpha x). \quad (۸.۳۷)$$

ہوگا۔ جہاں a اور b مناسب مستقامت ہیں۔

اب ψ_p مبدہ کی پزوس میں تخمینی تفاعل موج ہے ہم نے مبدہ کے دونوں اطراف تریبی مشترکہ خط میں ψ_p کو وزنل، کراسرز، برلوان تخمین حلوں کے ساتھ ہم پلو بنانا ہوگا (شکل ۸.۷ دیکھیں)۔ دونوں اطراف کے مشترکہ خطے نقطہ واپسی کے اتنی متریب ہیں کہ خطی محفیہ ψ_p کافی حد تک درست ہوگا لحاظ ψ_p اصل تفاعل موج کا بہترین تخمین ہوگا لیکن ساتھ ہی یہ مشترکہ خطے نقطہ واپسی سے اتنی فاصلہ پر ہیں کہ وزنل، کراسرز، برلوان تخمین پر بھروسہ کیا جاسکتا ہے۔ مشترکہ خطوں میں مساوات 8.32 کا رآمد ہوگا لحاظ مساوات 8.34 کی لائیت میں درج ذیل ہوگا

$$p(x) \cong \sqrt{2m(E - E - V'(0)x)} = \hbar\alpha^{3/2}\sqrt{-x}. \quad (۸.۳۸)$$

بالخصوص مشترکہ خطے دو میں درج ذیل ہوگا

$$\int_0^x |p(x')| dx' \cong \hbar\alpha^{3/2} \int_0^x \sqrt{x'} dx' = \frac{2}{3} \hbar(\alpha x)^{3/2},$$

لحظہ وزنل، کراسرز، برلوان تخمین تفاعل موج مساوات 8.31 درج ذیل لکھی جاسکتی ہے

$$\psi(x) \cong \frac{D}{\sqrt{\hbar\alpha^{3/4}x^{1/4}}} e^{-\frac{2}{3}(\alpha x)^{3/2}}. \quad (۸.۳۹)$$

بڑی z کی صورت میں ایری تفاعلات کی متنازلی روپ جدول 8.3 لیتے ہوئے مشترکہ خط دو میں پیوند کار تفاعل موج مساوات 8.37 درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$(۸.۴۰) \quad \psi_p(x) \cong \frac{a}{2\sqrt{\pi}(\alpha x)^{1/4}} e^{-\frac{2}{3}(\alpha x)^{3/2}} + \frac{b}{\sqrt{\pi}(\alpha x)^{1/4}} e^{\frac{2}{3}(\alpha x)^{3/2}}.$$

دونوں حلوں کے موازنہ سے درج ذیل لکھا جاسکتا ہے

$$(۸.۴۱) \quad a = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha\hbar}} D, \quad \text{اور} \quad b = 0.$$

ہم یہی کچھ مشترکہ خط ایک کے لیے بھی کرتے ہیں اب بھی مساوات 8.38 ہمیں $p(x)$ دیکھتا ہم اس بار x منفی ہوگا جس کے تحت درج ذیل ہوگا

$$(۸.۴۲) \quad \int_x^0 p(x') dx' \cong \frac{2}{3} \hbar (-\alpha x)^{3/2}$$

اور ونزل، کرامرز، برلوان تخمین تف عمل موج مساوات 8.31 درج ذیل ہوگا

$$(۸.۴۳) \quad \psi(x) \cong \frac{1}{\sqrt{\hbar\alpha^{3/4}}(-x)^{1/4}} \left[B e^{i\frac{2}{3}(-\alpha x)^{3/2}} + C e^{-i\frac{2}{3}(-\alpha x)^{3/2}} \right].$$

ساتھ ہی بہت بڑی منفی z کے لیے ایری تفاعل کی متنازب روپ جدول 8.1 استعمال کرتے ہوئے پیوندی تفاعل مساوات 8.37 جس میں $b = 0$ لیا گیا ہو درج ذیل ہوگی

$$(۸.۴۴) \quad \begin{aligned} \psi_p(x) &\cong \frac{a}{\sqrt{\pi}(-\alpha x)^{1/4}} \sin \left[\frac{2}{3}(-\alpha x)^{3/2} + \frac{\pi}{4} \right] \\ &= \frac{a}{\sqrt{\pi}(-\alpha x)^{1/4}} \frac{1}{2i} \left[e^{i\pi/4} e^{i\frac{2}{3}(-\alpha x)^{3/2}} - e^{-i\pi/4} e^{-i\frac{2}{3}(-\alpha x)^{3/2}} \right]. \end{aligned}$$

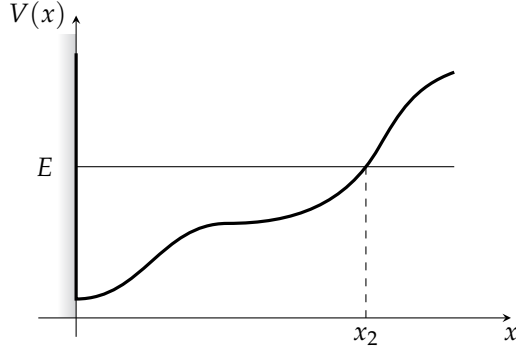
مشترکہ خط ایک میں ونزل، کرامرز، برلوان تخمین اور پیوندی تفاعلات موج کے موازنہ سے درج ذیل حاصل ہوگا

$$\frac{a}{2i\sqrt{\pi}} e^{i\pi/4} = \frac{B}{\sqrt{\hbar\alpha}} \quad \text{اور} \quad \frac{-a}{2i\sqrt{\pi}} e^{-i\pi/4} = \frac{C}{\sqrt{\hbar\alpha}}.$$

جس میں a کی قیمت مساوات 8.41 سے پر کر کے درج ذیل حاصل ہوگا

$$(۸.۴۵) \quad B = -ie^{i\pi/4} D, \quad \text{اور} \quad C = ie^{-i\pi/4} D.$$

انہیں کلیات جوڑ کہتے ہیں جو نقطہ واپسی کے دونوں اطراف ونزل، کرامرز، برلوان تخمین حلوں کو ایک دوسرے کے ساتھ پیوند کرتے ہیں۔ پیوندی تف عمل موج کا کام نقطہ واپسی پر پیدا ورز کو ڈھانپنا تھا۔ اس کے آگے ضرورت پیش



شکل ۸.۸: ایک انتہائی دیوار والا مخفیہ کنواں۔

نہیں آئے گی سب چیزوں کو واحد ایک معمولی متقل D کی صورت میں بیان کر کے نقطہ واپسی کو واپس مبدہ سے اختیاری نقطہ x_2 منتقل کرتے ہوئے وزن، کراسرز، برلوان قف عمل موج مساوات 8.31 درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$(۸.۴۶) \quad \psi(x) \cong \begin{cases} \frac{2D}{\sqrt{p(x)}} \sin \left[\frac{1}{\hbar} \int_x^{x_2} p(x') dx' + \frac{\pi}{4} \right], & x < x_2; \\ \frac{D}{\sqrt{|p(x)|}} \exp \left[\frac{1}{\hbar} \int_{x_2}^x |p(x')| dx' \right], & x > x_2. \end{cases}$$

مثال ۸.۳: ایک انتہائی دیوار والا مخفیہ کنواں۔ فرض کریں ایک مخفیہ کنواں کی $x = 0$ پر انتہائی دیوار جبکہ دوسری دیوار ڈھلان ہو (شکل ۸.۸)۔ ایسی صورت میں $\psi(0) = 0$ ہوگا لہذا مساوات 8.46 کے تحت

$$\frac{1}{\hbar} \int_0^{x_2} p(x) dx + \frac{\pi}{4} = n\pi, \quad n = (1, 2, 3, \dots).$$

یاد رہے ذیل ہوگا۔

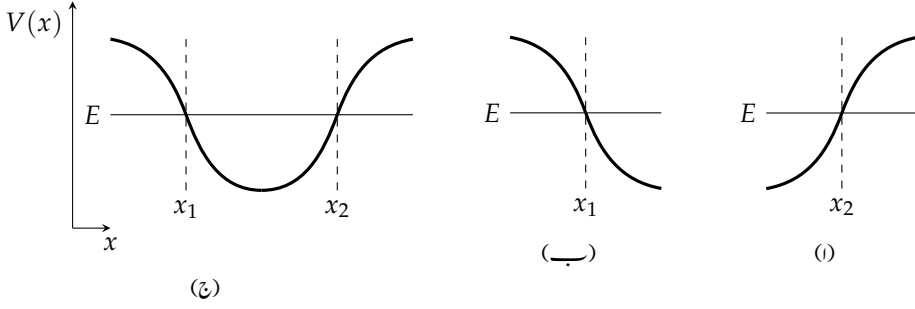
$$(۸.۴۷) \quad \int_0^{x_2} p(x) dx = \left(n - \frac{1}{4} \right) \pi \hbar$$

مثلاً نصف ہارمونی سرکش

$$(۸.۴۸) \quad V(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} m \omega^2 x^2, & x > 0; \\ 0, & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

پر غور کریں۔ اس صورت میں

$$p(x) = \sqrt{2m[E - (1/2)m\omega^2 x^2]} = m\omega \sqrt{x_2^2 - x^2}.$$



شکل ۸.۹: بالائی جانب ڈھلوان اور نیچے جانب ڈھلوان نقطہ واپسی۔

ہوگا۔ جہاں درج ذیل نوٹہ واپسی ہے

$$x_2 = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{2E}{m}}$$

لحاظ

$$\int_0^{x_2} p(x) dx = m\omega \int_0^{x_2} \sqrt{x_2^2 - x^2} dx = \frac{\pi}{4} m\omega x_2^2 = \frac{\pi E}{2\omega}.$$

اور کوانٹائی شرط مساوات 8.47 درج ذیل دیگا

$$(۸.۴۹) \quad E_n = \left(2n - \frac{1}{2}\right) \hbar\omega = \left(\frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2}, \dots\right) \hbar\omega.$$

اس مخصوص صورت میں ونزل، کرامرز، برلوان تخمین درحقیقت ٹھیک ٹھیک اجبازتی توانائیاں دیتا ہے جو مکمل ہارمونی مرتعش کی طاق توانائیاں ہیں سوال 2.42 دیکھیں۔ □

مثال ۸.۴: بغیر انتضالی دیواروں کا مخفیہ کنواں۔ اس نقطہ واپسی پر جہاں مخفیہ کی ڈھلوان اوپر رخ (شکل ۸.۹-ا) ہوتی ہے مساوات 8.46 ونزل، کرامرز، برلوان تقاضات موج کو پیوند کرتی ہے نیچے رخ ڈھلوانی نقطہ واپسی (شکل ۸.۹-ب) پر انہی وجوہات کو بروہ کار لاتے ہوئے درج ذیل ہوگا سوال 8.9

$$(۸.۵۰) \quad \psi(x) \cong \begin{cases} \frac{D'}{\sqrt{p(x)}} \exp \left[-\frac{1}{\hbar} \int_x^{x_1} |p(x')| dx' \right], & x < x_1 \text{ اگر}; \\ \frac{2D'}{\sqrt{p(x)}} \sin \left[\frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^x p(x') dx' + \frac{\pi}{4} \right], & x > x_1 \text{ اگر} \end{cases}$$

بالخصوص مخفیہ کنواں (شکل ۸.۹-ج) کی بات کرتے ہوئے اندرونی خطہ $(x_1 < x < x_2)$ میں تعادل عمل موج کو

$$\psi(x) \cong \frac{2D}{\sqrt{p(x)}} \sin \theta_2(x), \quad \theta_2(x) \equiv \frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} p(x') dx' + \frac{\pi}{4}, \quad \text{جہاں}$$

لکھا جاسکتا ہے مساوات 8.46 یا درج ذیل لکھا جاسکتا ہے

$$\psi(x) \cong \frac{-2D'}{\sqrt{p(x)}} \sin \theta_1(x), \quad \theta_1(x) \equiv -\frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^x p(x') dx' - \frac{\pi}{4}.$$

مساوات 8.50 ظاہر ہے کہ $\theta_2 = \theta_1 + n\pi$ ہوگا جس سے درج ذیل حاصل ہوتا ہے

$$(۸.۵۱) \quad \boxed{\int_{x_1}^{x_2} p(x) dx = \left(n - \frac{1}{2}\right) \pi \hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots \text{ جہاں}}$$

یہ کوانٹائزیشن شرط عمومی صورت کے دو ڈھلوان اطراف کے مخفیہ کنواں کی اجازتی توانائیاں تعین کرتا ہے دیہان رہے دو انتضابی دیواروں کے لیے کلیہ مساوات 8.16 ایک انتضابی دیوار کے لیے کلیہ مساوات 8.47 اور موجودہ کلیہ مساوات 8.51 میں صرف اس عدد $(0, 1/4, 1/2, \dots)$ کا منفرق ہے جو n سے منفی ہوتا ہے۔ چونکہ ونزل، کرامرز، برلوان تخمین بڑی n کی نیم کلاسیکی صورت میں بہترین کام کرتا ہے لحاظ یہ منفرق صرف دیکھاوے کی حد تک ہے بہر حال یہ نتیجہ انتہائی طاقتور ہے جس کو استعمال کرتے ہوئے شرودنگر مساوات کیے بغیر ایک سادہ عمل کی قیمت حاصل کر کے ہم تخمینی اجازتی توانائیاں معلوم کر سکتے ہیں۔
□

سوال ۸.۵: زمین پر مکمل پکے کے ساتھ اچھلتا ہوا کمیت m کی گیند کے کلاسیکی مسئلے کا مثال کو انیم میکانی مسئلے پر غور کریں۔

(الف) مخفی توانائی کیا ہوگی اس کو زمین سے بلندی x تعادل لکھیں؟ منفی x کی صورت میں مخفیہ لامستثنائی ہوگا چونکہ گیند وہاں کبھی نہیں جاسکتا۔

(ب) اس مخفیہ کے لیے مساوات شرودنگر حل کر کے اپنے جواب کو مناسب اپری تعادل کی روپ میں لکھیں چونکہ بڑی z کے لیے $Bi(z)$ بے متابوڑ ہوتا ہے لحاظ اس کو رد کرنا ہوگا۔ تعادل $\psi(x)$ کو معمول پر لانے کی ضرورت نہیں۔

(ج) پہلی چار اجازتی توانائیوں کو تین معنی خیز ہندسوں تک $g = 9.80 \text{ m/s}^2$ اور $m = 0.100 \text{ kg}$ لیکر حاصل کریں۔

(د) اس سبکی میدان میں ایک الیکٹران کی زمینی حال توانائی eV میں کتنی ہوگی؟ اوسطاً الیکٹران زمین سے کتنی بلندی پر ہوگا؟ اشارہ: مسئلہ ویریل سے $\langle x \rangle$ تعین کریں۔

سوال ۸.۶: ونزل، کرامرز، برلوان تخمین استعمال کرتے ہوئے سوال 8.5 کی تھپکیاں کھاتے ہوئے گیند کا تجزیہ کریں۔

(الف) احبازتی توانائیاں E_n کو m, g اور \hbar کی صورت میں لکھیں۔

(ب) اب سوال 8.5 (ج) میں دی گئی مخصوص قیمتوں کو پُر کر کے ونزل، کرامرز، برلوان تخمین کی ابتدائی چار توانائیوں کا بلکل ٹھیک ٹھیک نتائج کے ساتھ موازنہ کریں۔

(ج) کو انٹیم عدد n کتنا بڑا ہونا ہوگا کہ گیند اوسطاً زمین سے ایک میٹر کی بلندی پر ہو۔

سوال ۸.۷: ہارمونی مرتعش کی احبازتی توانائیوں کو ونزل، کرامرز، برلوان تخمین سے حاصل کریں۔

سوال ۸.۸: ہارمونی مرتعش جسکی زاویائی تعدد ω ہو کی n ویں ساکن حال میں کیمت m کے ایک ذرہ پر غور کریں۔

(الف) نقطہ واپسی x_2 تلاش کریں۔

(ب) نقطہ واپسی سے آپ کو کتنی بلندی (d) تک پہنچنا ہوگا کہ خطی مخفیہ مساوات 8.32 میں لیکن جس میں نقطہ واپسی x_2 ہو حاصل 1% تک پہنچے گا یعنی اگر درج ذیل ہو

$$\frac{V(x_2 + d) - V_{lin}(x_2 + d)}{V(x_2)} = 0.01,$$

تب d کیا ہوگا؟

(ج) جب تک $z \geq 5$ ہو $Ai(z)$ کا مقارب روپ 1% تک درست ہوگا۔ جب z (ب) میں حاصل کردہ d کے لیے n کی ایسی کم سے کم قیمت تلاش کریں تاکہ $5 \leq \alpha d$ ہو۔ اس قیمت سے بڑی قیمت کے کسی بھی n کے لیے ایسا مستر کہ خطہ موجود ہوگا جس میں خطی مخفیہ 1% تک کارآمد ہوگا اور بڑی z روپ کا اپری تف عمل بھی 1% تک درست ہوگا۔

سوال ۸.۹: نیچے رخ ڈھلوان کے نقطہ واپسی کے لیے پیوندی کلیہ احضار کر کے مساوات 8.50 ضرر کی تصدیق کریں۔

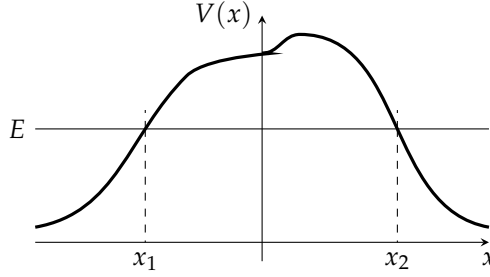
سوال ۸.۱۰: مناسب پیوندی کلیات استعمال کر کے ڈھلوان دیواروں کی رکاوٹ (شکل ۸.۱۰) سے بکھراؤ کے مسئلہ پر غور کریں۔ اشارہ: درج ذیل روپ کی ونزل، کرامرز، برلوان تف عمل موج لکھ کر آغاز کریں۔

$$(۸.۵۲) \quad \psi(x) \cong \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{p(x)}} \left[Ae^{\frac{i}{\hbar} \int_{x_1}^x p(x') dx'} + Be^{-\frac{i}{\hbar} \int_{x_1}^x p(x') dx'} \right], & (x < x_1); \\ \frac{1}{\sqrt{|p(x)|}} \left[Ce^{\frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^x |p(x')| dx'} + De^{-\frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^x |p(x')| dx'} \right], & (x_1 < x < x_2); \\ \frac{1}{\sqrt{p(x)}} \left[Fe^{\frac{i}{\hbar} \int_{x_2}^x p(x') dx'} \right], & (x > x_2). \end{cases}$$

مستقل C کو ضرر تصور نہ کریں۔ سرنگزنی احتمال $T = |F|^2 / |A|^2$ کا حساب کر کے دیکھیں کہ بلند اور چوڑی رکاوٹ کی صورت میں اس سے مساوات 8.22 حاصل ہوگا۔

سوال ۸.۱۱: عمومی قوت نمائی مخفیہ

$$V(x) = \alpha |x|^v,$$



شکل ۸.۱۰: ڈھلوانی دیواروں والا رکاوٹ۔

جہاں v ایک مثبت عدد ہے کی احبازتی توانائیوں کو وول، کرامرز، برلوان تخمین سے تلاش کریں۔ اپنے نتیجہ کو $v = 2$ جانچیں۔ جواب:

$$(۸.۵۳) \quad E_n = \alpha \left[(n - 1/2) \hbar \sqrt{\frac{\pi}{2m\alpha}} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{v} + \frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{v} + 1\right)} \right]^{\left(\frac{2v}{v+2}\right)}$$

سوال ۸.۱۲: وول، کرامرز، برلوان تخمین استعمال کر کے سوال ۲.51 کی مخفیہ کے لیے مفید حال توانائی تلاش کریں۔ نتیجہ کا ٹھیک ٹھیک جواب کے ساتھ موازنہ کریں۔ جواب: $-\left[\frac{9}{8} - \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\right] \hbar^2 a^2 / m$

سوال ۸.۱۳: کردی تشاکلی مخفیہ کے لیے ہم رداسی حصہ مساوات 4.37 پر وول، کرامرز، برلوان تخمین کا اطلاق کر سکتے ہیں۔ مساوات 8.47 کی درج ذیل روپ کو $l = 0$ کی صورت میں استعمال کرنا معقول ہوگا

$$(۸.۵۴) \quad \int_0^{r_0} p(r) dr = (n - 1/4) \pi \hbar,$$

جہاں r_0 نقطہ واپسی ہے یعنی ہم $r = 0$ کو لامتناہی دیوار تصور کرتے ہیں۔ اس کلیہ کو زیر استعمال لاتے ہوئے لوگرڈمی مخفیہ

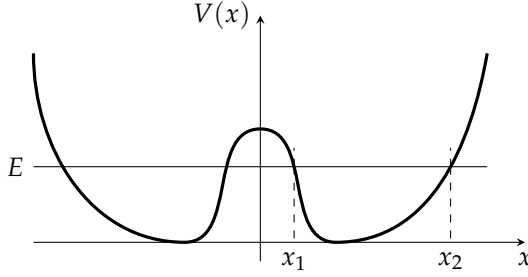
$$V(r) = V_0 \ln(r/a)$$

کی احبازتی توانائیوں کی انداز قیمت تلاش کریں جہاں V_0 اور a مستقل ہیں۔ صرف $l = 0$ کی صورت پر غور کریں دیکھائیں کہ سطحوں کے بیچوں سطحوں کا انحصار کیت پر نہیں ہوگا۔ جزوی جواب:

$$E_{n+1} - E_n = V_0 \ln \left(\frac{n + 3/4}{n - 1/4} \right).$$

سوال ۸.۱۴: وول، کرامرز، برلوان تخمین کی درج ذیل روپ

$$(۸.۵۵) \quad \int_{r_1}^{r_2} p(r) dr = (n - 1/2) \pi \hbar$$



شکل ۸.۱۱: تشاکی دوہر اکنواں؛ سوال 15.8۔

استعمال کر کے ہائڈروجن کی مکید حال توانائیوں کی اندازاً قیمت تلاش کریں۔ معصر مخفیہ مساوات 4.38 میں مرکز گریز حبز و شامل کرنا مت بھولیں۔ درج ذیل مکمل مددگار ثابت ہو سکتا ہے

$$(۸.۵۶) \quad \int_a^b \frac{1}{x} \sqrt{(x-a)(b-x)} dx = \frac{\pi}{2} (\sqrt{b} - \sqrt{a})^2.$$

آپ دیکھیں گے کہ $l \gg n$ اور $n \gg 1/2$ کی صورت میں آپ کو بوہر سطحیں ملیں گی۔ جواب:

$$(۸.۵۷) \quad E_{nl} \cong \frac{-13.6 \text{ eV}}{[n - (1/2) + \sqrt{l(l+1)}]^2}.$$

سوال ۸.۱۵: تشاکی دوہر اکنواں (شکل ۸.۱۱) پر غور کریں۔ ہم $E < V(0)$ والی مکید حالات میں دلچسپی رکھتے ہیں۔

(الف) خط (i) $x > x_2$ ، (ii) $x_1 < x < x_2$ اور (iii) $0 < x < x_1$ کے لیے ونزل، کرامرز، برلوان تقاضات موج لکھیں۔ نقطہ x_1 اور x_2 پر مناسب پیوندی کلیات کا اطلاق کر کے مساوات 8.46 میں x_2 کے لیے ایسا کیا گیا ہے آپ کو x_1 کے لیے کرنا ہوگا درج ذیل دیکھائیں

$$\psi(x) \cong \begin{cases} \frac{D}{\sqrt{|p(x)|}} \exp \left[-\frac{1}{\hbar} \int_{x_2}^x |p(x')| dx' \right], & (i) \\ \frac{2D}{\sqrt{p(x)}} \sin \left[\frac{1}{\hbar} \int_x^{x_2} p(x') dx' + \frac{\pi}{4} \right], & (ii) \\ \frac{D}{\sqrt{|p(x)|}} \left[2 \cos \theta e^{\frac{1}{\hbar} \int_x^{x_1} |p(x')| dx'} + \sin \theta e^{-\frac{1}{\hbar} \int_x^{x_1} |p(x')| dx'} \right], & (iii) \end{cases}$$

جہاں درج ذیل ہوگا

$$(۸.۵۸) \quad \theta \equiv \frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} p(x) dx.$$

(ب) چونکہ $V(x)$ تشاکی ہے لحاظ ہمیں صرف جفت (+) اور طاق (-) تفاعلات موج پر غور کرنا ہوگا۔ اول الذکر صورت میں $\psi'(0) = 0$ ہوگا جبکہ ماحضر الذکر صورت میں $\psi(0) = 0$ ہوگا۔ دیکھیں کہ اس سے درج ذیل کوانٹائی شرط حاصل ہوتی ہے

$$\tan \theta = \pm 2e^{\phi}. \quad (۸.۵۹)$$

جہاں درج ذیل ہوگا

$$\phi \equiv \frac{1}{\hbar} \int_{-x_1}^{x_1} |p(x')| dx'. \quad (۸.۶۰)$$

ساوات 8.59 تخمینی احبازی توانائیاں تعین کرتی ہے چونکہ x_1 اور x_2 میں E کی قیمت داخل ہوتی ہے لحاظ θ اور ϕ دونوں E کے تفاعلات ہوں گے۔

(ج) ہم بالخصوص بسندیا/ اور چوڑے درمیانے رکاوٹ میں دلچسپی رکھتے ہیں ایسی صورت میں ϕ بڑا ہوگا لحاظ e^{ϕ} انتہائی بڑا ہوگا۔ ایسی صورت میں ساوات 8.59 کے تحت θ کی قیمتیں π کی نصف عدد صحیح مضرب کے بہت قریب ہوں گی اس کو ذہن میں رکھتے ہوئے $\theta = (n + 1/2)\pi + \epsilon$ جہاں $|\epsilon| \ll 1$ ہے لکھ کر دیکھیں کہ کوانٹائی شرط درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$\theta \cong \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi \mp \frac{1}{2} e^{-\phi}. \quad (۸.۶۱)$$

(د) مندرجہ کریں ان میں سے ہر ایک کنواں قطع مکانی ہے

$$V(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} m \omega^2 (x + a)^2, & x < 0, \text{ اگر} \\ \frac{1}{2} m \omega^2 (x - a)^2, & x > 0, \text{ اگر} \end{cases} \quad (۸.۶۲)$$

اس مخفیہ کوترسیم کر کے θ ساوات 8.58 تلاش کریں اور درج ذیل دیکھیں

$$E_n^{\pm} \cong \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega \mp \frac{\hbar \omega}{2\pi} e^{-\phi}. \quad (۸.۶۳)$$

تبصرہ: اگر درمیانی رکاوٹ نامقابل گزر ہو $\phi \rightarrow \infty$ تب ہمارے پاس دو الگ الگ ہارمونی مرتعشات ہوتے اور توانائیاں $E_n = (n + 1/2) \hbar \omega$ دوہری انحطاطی ہوتیں چونکہ ذرہ بائیں کنواں میں یا دائیں کنواں میں ہو سکتا ہے۔ مستثنیٰ رکاوٹ کی صورت میں دونوں کنواں کے بیچ رابطہ ممکن ہوگا لحاظ انحطاط ختم ہوگا۔ جفت حالات (ψ_n^+) کی توانائی معمولی کم اور طاق تفاعلات (ψ_n^-) کی توانائی معمولی زیادہ ہوگی۔

(د) مندرجہ کریں ذرہ دائیں کنواں سے آغاز کرتا ہے یا یہ کہن از یادہ درست ہوگا کہ ذرہ ابتدائی طور پر درج ذیل روپ میں پایا جاتا ہے

$$\Psi(x, 0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_n^+ + \psi_n^-).$$

جن میں حیٹوں کی وہ قیمتیں منتخب کی جائیں گی کہ اس کا بیشتر حصہ دائیاں کنواں میں پایا جاتا ہو۔ دیکھائیں کہ یہ ذرہ ایک کنواں سے دوسرہ اور دوسرے سے واپس پہلا کنواں درج ذیل دوری عرصہ کے ساتھ ارتعاش کرتا رہے گا

$$\tau = \frac{2\pi^2}{\omega} e^{\phi}. \quad (۸.۶۴)$$

(ھ) متغیر ϕ کی قیمت جب $V(0) \gg E$ میں دی گئی مخصوص مخفیہ کے لیے تلاش کریں اور دیکھائیں جب $V(0) \gg E$ ہو تب $\phi \sim m\omega a^2 / \hbar$ ہوگا۔

سوال ۸.۱۶: سٹارک اثر میں سرنگونی۔ بیرونی برقی میدان چلا کر کرنے سے اصولی طور پر ایک الیکٹران جوہر سے سرنگونی کے ذریعے باہر نکل کر جوہر کو باردار بن سکتا ہے۔ سوال: کیا ایک عمومی سٹارک اثر کے تجربہ میں ایسا ہوگا؟ ہم ایک سادہ ترین یہ بعدی نمونہ استعمال کر کے احتمال کی اندازہ قیمت دریافت کر سکتے ہیں۔ فرض کریں ایک ذرہ ایک بہت گہری مستثنای چکور کنواں حصہ 2.6 میں پایا جاتا ہے۔

(الف) کنواں کی تہ سے زمینی حال توانائی کتنی بلند ہوگی یہاں فرض کریں $V_0 \gg \hbar^2 / ma^2$ ہے۔ اشارہ: یہ $2a$ چوڑائی کی لامستثنای چکور کنواں کی زمینی حال توانائی ہے۔

(ب) اب اضطراب $H' = -\alpha x$ متعارف کریں بیرونی برقی میدان $E = -E_{ext} \hat{z}$ میں $\alpha = eE_{ext}$ ہوگا۔ فرض کریں یہ ایک بہت کمزور اضطراب ہے ($\alpha a \ll \hbar^2 / ma^2$)۔ کل مخفیہ کا حث کہ ترسیم کر کے دیکھیں کہ ذرہ اب مثبت x رخ سرنگونی کے ذریعے خارج ہو سکتا ہے۔

(ج) سرنگونی جز ضرب γ مساوات 8.22 کا حساب کریں اور ذرے کو منہا ہونے کے لیے درکار وقت کی اندازہ قیمت مساوات 8.28 معلوم کریں۔ جواب: $\gamma = \sqrt{8mV_0^3 / 3\alpha\hbar}, \tau = (8ma^2 / \pi\hbar) e^{2\gamma}$ ۔

(د) معقول اعداد $V_0 = 20 \text{ eV}$ ، بیرونی الیکٹران کی بندشی توانائی کی عمومی قیمت $a = 10^{-10} \text{ m}$ عمومی جوہر کار داس $E = 7 \times 10^6 \text{ V/m}$ ، بیرونی تجربہ گاہ میں مضبوط میدان e اور m الیکٹران کا بار اور کمیت لیں۔ عرصہ τ کا حساب کر کے اس کا موازنہ کائنات کی عمر کے ساتھ کریں۔

سوال ۸.۱۷: رہائشی درجہ حرارت پر میز پر ایک کھڑی بوتل کو انجم سرنگونی کی وجہ سے کتنی دیر میں خود بخود گر سکتی ہے؟ اشارہ: بوتل کو کمیت m رداس R اور تہ h کا نکلی تصور کریں۔ گرتی ہوئی بوتل کے وسطی نقطے کا توازنی مقام $(h/2)$ سے بلندی کو x سے ظاہر کریں۔ مخفی توانائی mgx ہوگی اور بوتل اس صورت گرے گی جب x کی قیمت فاصل قیمت $x_0 = \sqrt{R^2 + (h/2)^2} - h/2$ تک پہنچے۔ سرنگونی احتمال مساوات 8.22 کو $E = 0$ کے لیے حاصل کریں۔ حراری توانائی $(1/2)k_B T = (1/2)mv^2$ لیتے ہوئے رفتار کی اندازہ قیمت مساوات 8.28 سے معلوم کریں۔ مناسب قیمتیں پر کر کے اپنا جواب سالوں میں دیں۔

باب ۹

تابع وقت نظریہ اضطراب

اب تک ہم جو کچھ کر چکے ہیں اس کو کوانٹم سکونیات کہا جاسکتا ہے جس میں مخفی توانائی تفاعل غیر تابع وقت ہے $V(r, t) = V(r)$ ۔ ایسی صورت میں تابع وقت شرودنگر مساوات

$$H\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

کو علیحدگی متغیرات سے حل کیا جاسکتا ہے

$$\psi(r, t) = \psi(r)e^{-iEt/\hbar}$$

جہاں $\psi(r)$ غیر تابع وقت شرودنگر مساوات

$$H\psi = E\psi$$

کو متعین کرتا ہے۔ چونکہ علیحدگی حلوں میں تابعیت وقت کو وقت نمائی حیز ضربی $e^{iEt/\hbar}$ ظاہر کرتا ہے جو کسی بھی طبعی مقدار کے حصول میں منسوخ ہوتا ہے $|\psi|^2$ لحاظ تمام احتمالات اور توقعاتی قیمتیں وقت کے لحاظ سے مستقل ہوں گی۔ ان ساکن حالات کے خطی جوڑ تیار کر کے ہم ایسے تفاعلات موج تیار کر سکتے ہیں جن کی تابعیت وقت زیادہ دلچسپ ہوتا ہے اب بھی توانائی اور ان کے متعلقہ احتمالات مستقل ہوں گے۔

توانائی کی ایک سطح سے دوسری سطح میں الیکٹران کے انتقال جنہیں بعض اوقات کوانٹم چھلانگ کہتے ہیں کی خاطر ضروری ہے کہ ہم تابع وقت مخفیہ متعارف کریں کوانٹم حرکیات۔ کوانٹم حرکیات میں ایسے بہت کم مسائل پائے جاتے ہیں جن کا حل بالکل ٹھیک ٹھیک معلوم کیا جاسکتا ہے ہاں اگر ہیملٹنی میں غیر تابع وقت حصہ لحاظ سے تابع وقت حصہ بہت چھوٹا ہو تب ہم اسے اضطراب تصور کر سکتے ہیں۔ اس باب میں تابع وقت نظریہ اضطراب تیسرا کرتا ہوں اور اس کا اطلاق جوہر سے اشعاعی اخراج اور انجذاب پر کرتا ہوں جو اس کی اہم ترین استعمال ہے۔

۹.۱ دو سطحی نظام

شروعات کنے کی غرض سے مندرجہ کریں غیر مضطرب نظام کے صرف دو حالات ψ_a اور ψ_b پائے جاتے ہیں۔ یہ غیر مضطرب ہیملٹنی H^0 کے امتیازی حالات ہوں گے

$$(9.1) \quad H^0 \psi_a = E_a \psi_a, \quad \text{اور} \quad H^0 \psi_b = E_b \psi_b$$

اور معیاری عمودی ہوں گے

$$(9.2) \quad \langle \psi_a | \psi_b \rangle = \delta_{ab}$$

کسی بھی حال کو ان کا خطی جوڑ لکھا جاسکتا ہے۔ بالخصوص درج ذیل

$$(9.3) \quad \psi(0) = c_a \psi_a + c_b \psi_b$$

اس سے مندرجہ نہیں پڑتا کہ تفاعلات ψ_a اور ψ_b موزا وہ فضائی تفاعلات یا چپکے کار یا کوئی اور عجیب تفاعل ہوں ہمیں یہاں صرف تابعیت وقت سے غرض ہے لحاظ میں $\psi(t)$ لکھتا ہوں جس سے میرا مراد وقت t پر نظام کا حال ہے۔ عدم اضطراب کی صورت میں ہر جز اپنی خصوصی قوت نمائی جز ضرن کے ساتھ ارتقائے گ

$$(9.4) \quad \psi(t) = c_a \psi_a e^{-iE_a t/\hbar} + c_b \psi_b e^{-iE_b t/\hbar}$$

ہم کہتے ہیں کہ حال ψ_a میں ذرہ پائے جانے کا احتمال $|c_a|^2$ ہے جس سے ہمارا اصل مطلب یہ ہے کہ پیمائش سے توانائی کی قیمت E_a حاصل ہونے کا احتمال $|c_a|^2$ ہوگا۔ تفاعل ψ کی معمولی کے تحت درج ذیل ہوگا

$$(9.5) \quad |c_a|^2 + |c_b|^2 = 1$$

۹.۱.۱ مضطرب نظام

اب مندرجہ کریں ہم تابع وقت اضطراب $H'(t)$ چالو کرتے ہیں۔ چونکہ ψ_a اور ψ_b ایک مکمل سلسلہ تشکیل کرتے ہیں لحاظ تفاعل موج $\psi(t)$ کو بھی انکا خطی جوڑ لکھا جاسکتا ہے۔ مندرجہ صرف اتنا ہوگا کہ اب c_b اور c_a وقت t کے تفاعلات ہوں گے

$$(9.6) \quad \psi(t) = c_a(t) \psi_a e^{-iE_a t/\hbar} + c_b(t) \psi_b e^{-iE_b t/\hbar}$$

میں وقت نمائی جز ضریوں کو $c_a(t)$ یا $c_b(t)$ میں ضم کر سکتا ہوں جیسا کہ بعض لوگ کرنا پسند کرتے ہیں لیکن میں چاہتا ہوں کہ تابعیت وقت کا وہ حصہ جو عدم اضطراب کے صورت میں بھی پایا جاتا ہو ہمیں نظر آتا رہے ہمارا پورا کام صرف اتنا ہے کہ ہم وقت کے تفاعلات c_a اور c_b تعین کریں۔ مثال کے طور پر اگر ایک ذرہ آغاز میں حال ψ_a ($c_a(0) = 1, c_b(0) = 0$) میں پایا جاتا ہو اور بعد میں کسی وقت t_1 پر $c_a(t_1) = 0, c_b(t_1) = 1$ میں پایا جاتا ہو تب ہم کہیں گے کہ نظام ψ_a سے ψ_b میں منتقل ہوا ہے۔

ہم $c_a(t)$ اور $c_b(t)$ معلوم کرنے کی غرض سے مطالب کرتے ہیں کہ $\psi(t)$ تابع وقت شرودنگر مساوات کو متبع کرے

$$(۹.۷) \quad H\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad \text{جس } H = H^0 + H'(t)$$

مساوات 9.6 اور 9.7 سے درج ذیل حاصل ہوگا

$$\begin{aligned} & c_a[H^0\psi_a]e^{-iE_at/\hbar} + c_b[H^0\psi_b]e^{-iE_bt/\hbar} + c_a[H'\psi_a]e^{-iE_at/\hbar} + c_b[H'\psi_b]e^{-iE_bt/\hbar} \\ &= i\hbar \left[\dot{c}_a\psi_a e^{-iE_at/\hbar} + \dot{c}_b\psi_b e^{-iE_bt/\hbar} + c_a\psi_a \left(-\frac{iE_a}{\hbar}\right) e^{-iE_at/\hbar} + c_b\psi_b \left(-\frac{iE_b}{\hbar}\right) e^{-iE_bt/\hbar} \right] \end{aligned}$$

مساوات 9.1 کی بدولت بائیں ہاتھ کے پہلے دو اجزاء دائیں ہتھ کے آکری دو اجزاء کے ساتھ کٹ جاتے ہیں لحاظ درج ذیل رہ جائے گا

$$(۹.۸) \quad c_a[H'\psi_a]e^{-iE_at/\hbar} + c_b[H'\psi_b]e^{-iE_bt/\hbar} = i\hbar \left[\dot{c}_a\psi_a e^{-iE_at/\hbar} + \dot{c}_b\psi_b e^{-iE_bt/\hbar} \right]$$

تفاعل ψ_a کے ساتھ اندرونی ضرب لیکر ψ_a اور ψ_b کی عمودیت مساوات 9.2 برعکس لاتے ہوئے \dot{c}_a کو الگ کرتے ہیں

$$c_a\langle\psi_a | H' | \psi_a\rangle e^{-iE_at/\hbar} + c_b\langle\psi_a | H' | \psi_b\rangle e^{-iE_bt/\hbar} = i\hbar\dot{c}_a e^{-iE_at/\hbar}$$

مختصر لکھائی کے غرض سے ہم درج ذیل متعارف کرتے ہیں

$$(۹.۹) \quad H'_{ij} \equiv \langle\psi_i | H' | \psi_j\rangle$$

دیمان رہے کے H' ہر میٹری ہے لحاظ $H'_{ji} = (H'_{ij})^*$ ہوگا۔ دونوں اطراف کو $-(i/\hbar)e^{iE_at/\hbar}$ سے ضرب دیکر درج ذیل حاصل ہوگا

$$(۹.۱۰) \quad \dot{c}_a = -\frac{i}{\hbar} \left[c_a H'_{aa} + c_b H'_{ab} e^{-i(E_b-E_a)t/\hbar} \right]$$

اسی طرح ψ_b کے ساتھ اندرونی ضرب سے \dot{c}_b الگ کیا جاسکتا ہے

$$c_a\langle\psi_b | H' | \psi_a\rangle e^{-iE_at/\hbar} + c_b\langle\psi_b | H' | \psi_b\rangle e^{-iE_bt/\hbar} = i\hbar\dot{c}_b e^{-iE_bt/\hbar}$$

لحاظ درج ذیل ہوگا

$$(۹.۱۱) \quad \dot{c}_b = -\frac{i}{\hbar} \left[c_b H'_{bb} + c_a H'_{ba} e^{-i(E_b-E_a)t/\hbar} \right]$$

مسوات 9.10 اور 9.11 مل کر $c_a(t)$ اور $c_b(t)$ تعین کرتے ہیں یہ دونوں مل کر دو سطحی نظام کی تانچ وقت شرڈنگر مساوات کے مکمل معادل ہیں۔ عمومی طور پر H' کے وترتی ارکان متالب صفر ہوں گے عمومی صورت کے لیے سوال 9.4 دیکھیں

$$H'_{aa} = H'_{bb} = 0 \quad (9.12)$$

اگر ایسا ہو تب مساوات سادہ روپ اختیار کرتی ہے

$$\dot{c}_a = -\frac{i}{\hbar} H'_{ab} e^{-i\omega_0 t} c_b, \quad \dot{c}_b = -\frac{i}{\hbar} H'_{ba} e^{i\omega_0 t} c_a \quad (9.13)$$

جہاں درج ذیل ہوگا

$$\omega_0 \equiv \frac{E_b - E_a}{\hbar} \quad (9.14)$$

میں $E_b \geq E_a$ لوں گے لفظ $\omega_0 \geq 0$ ہوگا۔

سوال 9.1: ایک ہائڈروجن جوہر کو تانچ وقت برقی میدان $E = E(t)\hat{k}$ میں رکھا جاتا ہے۔ زمینی حال $n = 1$ اور چارگن انخطاطی پہلا ہیجان حالات $n = 2$ کے بچ اضطراب $H' = eEz$ کے چاروں متالبی ارکان H'_{ij} کا حساب لگائیں۔ یہ بھی دیکھائیں کہ پانچوں حالات کے لیے $H'_{ii} = 0$ ہوگا۔ تبصرہ محور z کے لحاظ سے طاق ہونے کو بروکار لاتے ہوئے آپ کو صرف ایک مکمل حل کرنا ہوگا۔ اس روپ کے اضطراب زمینی حال سے $n = 2$ حالات میں سے صرف ایک تک رسائی دیتا ہے لحاظ زیادہ بلند ہیجان حالات میں منتقلی کو نظر انداز کرتے ہوئے یہ نظام دو حالات تنظیم کے طور پر کام کرے گا۔

سوال 9.2: غیر تانچ وقت اضطراب کی صورت میں $c_a(0) = 1$ اور $c_b(0) = 0$ لیتے ہوئے مساوات 9.13 حل کریں۔ تصدیق کیجیے گا کہ $|c_a(t)|^2 + |c_b(t)|^2 = 1$ ہے۔ تبصرہ: ظاہری طور پر یہ نظام حالص ψ_a اور کسی ψ_b کے بچ ارتعاش کرتا ہے۔ کیا یہ میرے اس عمومی دعوے کی نفی نہیں کرتا کہ غیر تانچ وقت اضطراب کی صورت میں انتقال نہیں ہوگا؟ جی نہیں لیکن اس کی وجہ ذرا نازک ہے یہاں ψ_a اور ψ_b نہ کبھی ہیملٹنی کے امتیازی تفاعلات تھے اور نہ ہیں۔ توانائی کی پیمائش کبھی بھی E_a یا E_b نہیں دیگی۔ تانچ وقت نظریہ اضطراب میں عمومی طور پر ہم کسی دورانیہ کے لیے اضطراب چالو کر کے نظام پر نظر ڈالنے کی خاطر اضطراب ختم کرتے ہیں۔ صرف آغاز اور اختتام میں ψ_a اور ψ_b بالکل ٹھیک ہیملٹنی کے امتیازی حالات ہوں گے اور صرف انہی صورتوں میں ہم نظام میں انتقال کی بات کر سکتے ہیں۔ یوں موجودہ مسئلہ میں فرض کیجیے گا کہ وقت $t = 0$ پر اضطراب چالو کیا جاتا ہے جسے وقت t پر منتق کیا جاتا ہے۔ اس سے آپ کے حساب پر کوئی مندرق نہیں پڑے گا تاہم نتائج کی معقول تشریح ممکن ہوگی۔

سوال 9.3: فرض کریں اضطراب کی شکل و صورت وقت کے لحاظ سے δ تفاعل ہے

$$H' = U\delta(t)$$

جہاں $U_{aa} = U_{bb} = 0$ ہے اور $U_{ab} = U_{ba}^* \equiv \alpha$ لیں۔ اگر $c_a(-\infty) = 1$ اور $c_b(-\infty) = 0$ ہوں تب $c_a(t)$ اور $c_b(t)$ کی ہوں گے اور کیا $|c_a(t)|^2 + |c_b(t)|^2 = 1$ ہوگا۔ انتقال ہونے کا احتمال $t \rightarrow \infty$ کے لیے $P_{a \rightarrow b}$ کیا ہوگا۔ اشارہ: آپ ڈیلیٹا تقابلی عمل کو مستطیلوں کی تسلسل کی تحدیدی حد لے سکتے ہیں۔

$$P_{a \rightarrow b} = \sin^2(|\alpha| / \hbar)$$

۹.۱.۲ تابع وقت نظریہ اضطراب

اب تک سب کچھ بالکل درست رہا ہے ہم نے اضطراب کی جسامت کے بارے میں کچھ مفروضہ نہیں کیا تاہم کم H' کی صورت میں ہم مساوات 9.13 کو یکے بعد دیگرے تخمینے سے حل کر سکتے ہیں۔ مفروضہ کریں ذرہ زیریں حال

$$(9.15) \quad c_a(0) = 1, \quad c_b(0) = 0$$

سے آغاز کرتا ہے۔ عند اضطراب کی صورت میں ذرہ ہمیشہ کے لیے یہیں رہے گا۔
رتبہ صفر:

$$(9.16) \quad c_a^{(0)}(t) = 1, \quad c_b^{(0)}(t) = 0$$

میں تخمینے کے رتبہ کو زیر، بالا میں کو سین میں لکھتے ہوں۔

ہم مساوات 9.13 کے دائیں ہاتھ رتبہ صفر کی قیمتیں پر کر کے رتبہ اول تخمینے حاصل کرتے ہیں۔

رتبہ اول:

$$(9.17) \quad \frac{dc_a^{(1)}}{dt} = 0 \Rightarrow c_a^{(1)}(t) = 1; \quad \frac{dc_b^{(1)}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} H'_{ba} e^{i\omega_0 t} \Rightarrow c_b^{(1)} = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t H'_{ba}(t') e^{i\omega_0 t'} dt'$$

اب ہم انہیں دائیں ہاتھ پر کر کے رتبہ دوم تخمینے حاصل کرتے ہیں۔

رتبہ دوم:

$$(9.18) \quad \frac{dc_a^{(2)}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} H'_{ab} e^{-i\omega_0 t} \left(-\frac{i}{\hbar} \right) \int_0^t H'_{ba}(t') e^{i\omega_0 t'} dt' \Rightarrow c_a^{(2)}(t) = 1 - \frac{1}{\hbar^2} \int_0^t H'_{ab}(t') e^{-i\omega_0 t'} \left[\int_0^{t'} H'_{ba}(t'') e^{i\omega_0 t''} dt'' \right] dt'$$

جہاں c_b تبدیل نہیں ہوا $(c_b^{(1)}(t) = c_b^{(2)}(t))$ ۔ دیہان رہے کہ $c_a^{(2)}(t)$ میں صفر رتبہ جز بھی پایا جاتا ہے دور تہی تصحیح صرف تکلی حصہ ہوگا۔

اصولاً ہم اسی طرح چلتے ہوئے n ویں رتبہ تخمین کو مساوات 9.13 کے دائیں ہاتھ میں پُر کر کے $n + 1$ ویں رتبہ کے لیے حل کر سکتے ہیں۔ رتبہ صفر میں H' کا کوئی حبز ضربی نہیں پایا جاتا ہے۔ رتبہ اول تصحیح میں H' کا ایک حبز ضربی پایا جاتا ہے دور تہی تصحیح میں H' کے دو حبز ضربی پائے جاتے ہیں وغیرہ وغیرہ۔ رتبہ تخمین میں حائل $|c_a^{(1)}(t)|^2 + |c_b^{(1)}(t)|^2 \neq 1$ سے صاف ظاہر ہے بلکل درست عددی سروں کو یقیناً مساوات 9.5 پر پورا اترنا ہوگا۔ ہاں H' کی طاقت 1 تک $|c_a^{(1)}(t)|^2 + |c_b^{(1)}(t)|^2$ ایک کے برابر ہے اور رتبہ اول تخمین سے صرف اتنی ہی توقع کی جاسکتی ہے زیادہ بلند رتبہ تخمین کے لیے بھی ایسا ہوگا۔

سوال ۹.۴: مندرجہ کریں آپ $H'_{aa} = H'_{bb} = 0$ نہیں لیتے ہیں۔

(الف) اس صورت میں جب $c_a(0) = 1, c_b(0) = 0$ ہو رتبہ اول نظریہ اضطراب سے $c_a(t)$ اور $c_b(t)$ حاصل کریں۔ دیکھائیں کہ H' کی طاقت ایک تک $|c_a^{(1)}(t)|^2 + |c_b^{(1)}(t)|^2 = 1$ ۔
(ب) اس مسئلہ کو بہتر انداز سے نمٹا جاسکتا ہے درج ذیل لیکر

$$(۹.۱۹) \quad d_a \equiv e^{\frac{i}{\hbar} \int_0^t H'_{aa}(t') dt'} c_a, \quad d_b \equiv e^{\frac{i}{\hbar} \int_0^t H'_{bb}(t') dt'} c_b$$

دیکھائیں کہ درج ذیل ہوگا

$$(۹.۲۰) \quad \dot{d}_a = -\frac{i}{\hbar} e^{i\phi} H'_{ab} e^{-i\omega_0 t} d_b; \quad \dot{d}_b = -\frac{i}{\hbar} e^{-i\phi} H'_{ba} e^{i\omega_0 t} d_a$$

جہاں درج ذیل ہے

$$(۹.۲۱) \quad \phi(t) \equiv \frac{1}{\hbar} \int_0^t [H'_{aa}(t') - H'_{bb}(t')] dt'$$

یوں H' کے ساتھ اضافی حبز ضرب $e^{i\phi}$ منسلک ہونے کے علاوہ d_a اور d_b کی مساواتیں ساخت کے لحاظ سے مساوات 9.13 کے متماثل ہیں۔

(ج) رتبہ اول نظریہ اضطراب سے حبز (ب) کی ترکیب استعمال کرتے ہوئے $c_a(t)$ اور $c_b(t)$ حاصل کریں۔ اپنے جواب کا حبز (الف) کے ساتھ موازنہ کریں دونوں میں مندرجہ پر تبصرہ کریں۔

سوال ۹.۵: عمومی صورت $c_a(0) = a, c_b(0) = b$ کے لیے نظریہ اضطراب سے مساوات 9.13 کو رتبہ دوم تک حل کریں۔

سوال ۹.۶: غیر تابع وقت اضطراب سوال 9.2 کے لیے $c_a(t)$ اور $c_b(t)$ کو رتبہ دوم تک حاصل کریں۔ اپنے جواب کا بلکل ٹھیک نتیجہ کے ساتھ موازنہ کریں۔

۹.۱.۳ سائنس مضطرب

فرض کریں مضطرب میں تابعیت وقت سائنس ہو

$$(9.22) \quad H'(r, t) = V(r) \cos(\omega t)$$

تب درج ذیل ہوگا

$$(9.23) \quad H'_{ab} = V_{ab} \cos(\omega t)$$

جہاں V_{ab} درج ذیل ہے

$$(9.24) \quad V_{ab} \equiv \langle \psi_a | V | \psi_b \rangle$$

عملاً تقریباً ہر صورت میں وتری و تالی ارکان صفر ہوتے ہیں لحاظ پہلے کی طرح یہاں بھی میں یہی فرض کروں گا۔ یہاں سے آگے چلتے ہوئے ہم صرف رتبہ اول تک متغیرات تلاش کریں گے لحاظ زیر بالا میں تذبذب کی نشاندہی نہیں کی جائے گی۔ رتبہ اول تک درج ذیل ہوگا مساوات 9.17

$$(9.25) \quad \begin{aligned} c_b(t) &\cong -\frac{i}{\hbar} V_{ba} \int_0^t \cos(\omega t') e^{i\omega_0 t'} dt' = -\frac{i V_{ba}}{2\hbar} \int_0^t [e^{i(\omega_0 + \omega)t'} + e^{i(\omega_0 - \omega)t'}] dt' \\ &= -\frac{V_{ba}}{2\hbar} \left[\frac{e^{i(\omega_0 + \omega)t} - 1}{\omega_0 + \omega} + \frac{e^{i(\omega_0 - \omega)t} - 1}{\omega_0 - \omega} \right] \end{aligned}$$

یہی جواب ہے لیکن اس کے ساتھ کام کرنا ذرا دشوار ہوگا۔ انتہائی تعدد ω_0 کے بہت متضرب جبری تعدد ω پر توجہ رکھنے سے چکور کوسین میں دوسرا جزو غالب ہوگا جس سے چیزیں بہت آسان ہو جاتی ہیں۔ ہم درج ذیل فرض کرتے ہیں

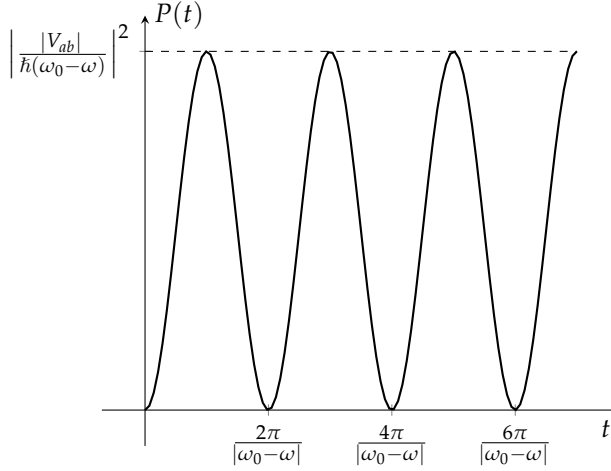
$$(9.26) \quad \omega_0 + \omega \gg |\omega_0 - \omega|$$

یہ کوئی بہت بڑی پابندی نہیں ہے چونکہ کسی دوسری تعدد پر امتیاز کا احتمال نہ ہونے کے برابر ہوگا۔ یوں پہلے جزو کو نظر انداز کرتے ہوئے درج ذیل لکھا جاسکتا ہے

$$(9.27) \quad \begin{aligned} c_b(t) &\cong -\frac{V_{ba}}{2\hbar} \frac{e^{i(\omega_0 - \omega)t/2}}{\omega_0 - \omega} [e^{i(\omega_0 - \omega)t/2} - e^{-i(\omega_0 - \omega)t/2}] \\ &= -i \frac{V_{ba}}{\hbar} \frac{\sin[(\omega_0 - \omega)t/2]}{\omega_0 - \omega} e^{i(\omega_0 - \omega)t/2} \end{aligned}$$

ایک ذرہ جو حال ψ_a سے آغاز کرے کالم t پر حال ψ_b میں پائے جانے کا احتمال درج ذیل ہوگا جس کو انتہائی احتمال کہتے ہیں

$$(9.28) \quad P_{a \rightarrow b}(t) = |c_b(t)|^2 \cong \frac{|V_{ab}|^2}{\hbar^2} \frac{\sin^2[(\omega_0 - \omega)t/2]}{(\omega_0 - \omega)^2}$$



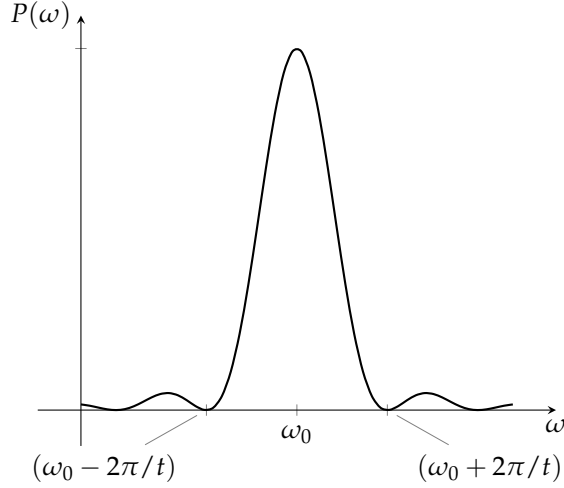
شکل ۹.۱: سائنس اضطراب کے لئے وقت کے لحاظ سے تحویل احتمال (مساوات 28.9)۔

وقت کے لحاظ سے انتقالی احتمال سائنس ارتعاش کرتا ہے (شکل ۹.۱)۔ یہ $|V_{ab}|^2 / \hbar^2 (\omega_0 - \omega)^2$ کی زیادہ سے زیادہ قیمت تک پہنچ کر جولا زمی طور پر ایک (1) سے بہت کم ہے ورنہ کم اضطراب کا مفروضہ درست نہیں ہوگا۔ واپس صفر کو گرتا ہے۔ لحاظ $t_n = 2n\pi / |\omega_0 - \omega|$ جہاں $n = 1, 2, 3, \dots$ ہیں پر ذرہ لازماً نچلی حال میں ہوگا اگر آپ منتقلی کا احتمال بڑھانا چاہتے ہیں اضطراب کو لمبے عرصہ کے لیے چالو نہ کریں۔ بہتر ہوگا کہ آپ وقت $\pi / |\omega_0 - \omega|$ پر اضطراب کو روک کر نظام کو بالائی حال میں پانے کی امید کریں۔ سوال 9.7 میں آپ دیکھیں گے کہ دو حالات کے بیچ انتقال نظریہ اضطراب کی پیدا کردہ مصنوعی خاصیت نہیں ہے بلکہ بالکل ٹھیک حال میں بھی ایسا ہوگا تاہم منتقلی کا تعدد کچھ مختلف ہوگا۔

جیسا میں ذکر کر چکا ہوں انتقال کی احتمال اس صورت سے زیادہ ہوگا جب جبری تعدد و فرتی تعدد ω_0 کے قریب ہو۔ شکل ۹.۲ میں ω کے لحاظ سے $P_{a \rightarrow b}$ ترسیم کر کے اس حقیقت کو اجاگر کیا گیا ہے۔ چوٹی کی اونچائی $(|V_{ab}t| / 2\hbar)^2$ جبکہ چوڑائی $4\pi/t$ ہے یوں وقت گزرنے کے ساتھ ساتھ اسکی بلندی بڑھتی ہے اور چوڑائی گھٹتی ہے۔ بظاہر زیادہ سے زیادہ قیمت بغیر کسی حد کے بتدریج بڑھتی ہے تاہم ایک پر پہنچنے سے بہت پہلے اضطراب کا مفروضہ ناکرا ہو جاتا ہے۔ لحاظ ہم بہت کم t کے لیے اس نتیجہ پر یقین کر سکتے ہیں۔ سوال 9.7 میں آپ دیکھیں گے کہ بالکل ٹھیک ٹھیک نتیجہ کبھی بھی ایک سے ایک تجاوز نہیں کرتا ہے۔

سوال ۹.۷: پہلا جزو مساوات 9.25 میں $\cos(\omega t)$ کے $e^{i\omega t} / 2$ سے جبکہ دوسرا $e^{-i\omega t} / 2$ سے آتا ہے یوں پہلے جزو کو نظر انداز کرنا باضابطہ طور پر $H' = (V/2)e^{-i\omega t}$ لکھنے کا معادل ہے یعنی ہم درج ذیل کہہ سکتے ہیں

$$(9.29) \quad H'_{ba} = \frac{V_{ba}}{2} e^{-i\omega t}, \quad H'_{ab} = \frac{V_{ab}}{2} e^{i\omega t}$$



شکل ۹.۲: تحویلی احتمال بالقابل متحرک تعدد (مساوات 28.9)۔

ہیملٹنی وتاب کو ہر میثی بنانے کی خاطر مناخر الذکر کی ضرورت پیش آتی ہے۔ آپ کہہ سکتے ہیں ہم $c_a(t)$ کے لیے مساوات 9.25 کی طرح کلیہ میں غالب جزو کو چنتے ہیں۔ اسکو گھومتی موج تخمین کہتے ہیں جناب رابی نے دیکھا کہ حساب کی آغاز میں گھومتی موج تخمین کرتے ہوئے مساوات 9.13 کو بغیر نظریہ اضطراب اور میدان کی زور کے بارے میں کچھ بھی فرض کیئے بغیر بلکل ٹھیک حل کیا جاسکتا ہے۔

(الف) عمومی ابتدائی معلومات $c_a(0) = 1, c_b(0) = 0$ کے لیے گھومتی موج تخمین مساوات 9.29 لیتے ہوئے مساوات 9.13 حل کریں۔ اپنے جوابات $c_a(t)$ اور $c_b(t)$ کو رابی تعدد

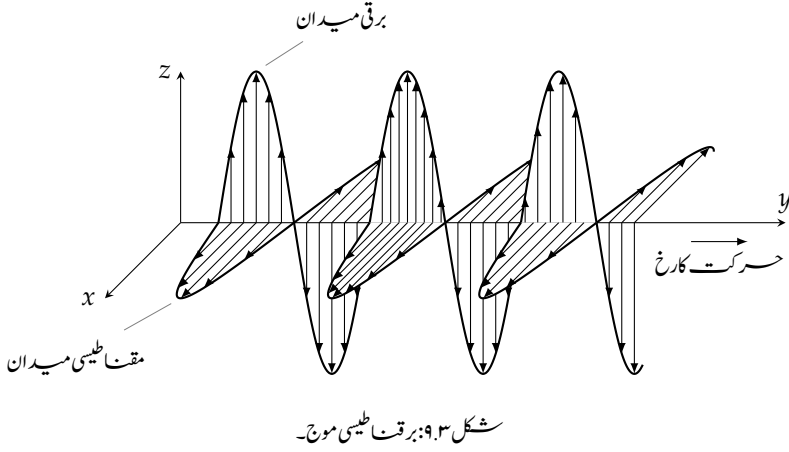
$$(9.30) \quad \omega_r \equiv \frac{1}{2} \sqrt{(\omega - \omega_0)^2 + (|V_{ab}| / \hbar)^2}$$

کی صورت میں لکھیں۔

(ب) انتہائی احتمال $P_{a \rightarrow b}(t)$ تعین کر کے دیکھائیں کہ یہ کبھی بھی ایک سے تجاوز نہیں کرتا۔ تصدیق کریں کہ $|c_a(t)|^2 + |c_b(t)|^2 = 1$ ہوگا۔

(ج) دیکھیں کہ کم اضطراب کی صورت میں $P_{a \rightarrow b}(t)$ عین نظریہ اضطراب کے نتیجہ مساوات 9.28 کے تحت ہوگا۔ سیاق و سباق کے لحاظ سے یہاں کم سے کیا مراد ہے اور V پر یہ کیا پابندی عاید کرتی ہے۔

(د) نظام پہلی بار اپنی ابتدائی حال میں کتنی دیر میں واپس آئے گا؟



۹.۲ اشعاعی احسراج اور انجذاب

۹.۲.۱ برقی و مغناطیسی امواج

ایک برقی و مغناطیسی موج جس کو میں روشنی کہوں گا اگرچہ یہ زیریں سرخ، بالائے بصری شعاع، خنر و امواج، ایکس رے وغیرہ ہو سکتی ہے۔ جن میں صرف تعداد کا فرق ہوتا ہے۔ عرضی اور باہم متعام ارتعاشی برقی اور مغناطیسی میدانوں پر مشتمل ہوگا (شکل ۹.۳)۔ ایک جوہر گزرتی ہوئی بصری موج کی موجودگی میں بنیادی طور پر صرف برقی حبز کو رد عمل دیتا ہے۔ اگر طول موج جوہر کی جسامت کے لحاظ سے لمبی ہو تب ہم میدان کی فضا کی تغیر کو نظر انداز کر سکتے ہیں۔ تب جوہر سائنسہ ارتعاشی برقی میدان

$$(۹.۳۱) \quad E = E_0 \cos(\omega t) \hat{k}$$

کے زیر اثر ہوگا۔ فصل حال میں فرض کرتا ہوں کہ روشنی یک رنگی اور z رخ ترتیب شدہ ہے۔ اضطرابی ہیملٹنی درج ذیل ہوگا جہاں q الیکٹران کا بار ہے۔

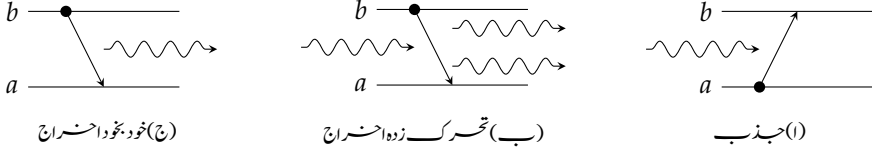
$$(۹.۳۲) \quad H' = -qE_0 z \cos(\omega t)$$

ظاہر ہے درج ذیل ہوگا

$$(۹.۳۳) \quad H'_{ba} = -pE_0 \cos(\omega t). \text{ where } p \equiv q \langle \phi_b | z | \phi_a \rangle$$

عمومی طور پر ψ متغیر z کا جفت یا طاق تفاعل ہوگا یہ ہماری اس مفروضہ کا سبب ہے جس کے تحت ہم کہتے ہیں کہ H' کے ویزی متابہی ارکان صفر ہوں گے۔ یوں روشنی اور مادہ کا باہم عمل ٹھیک اسی قسم کے ارتعاشی اضطراب کے تحت ہوگا جن پر ہم نے حصہ 1.3.9 میں غور کیا۔ یہاں درج ذیل ہوگا۔

$$(۹.۳۴) \quad V_{ba} = -pE_0$$



شکل ۹.۴: روشنی کا جوہر کے ساتھ تین قسم کے باہم عمل پائے جاتے ہیں۔

۹.۲.۲ انجذاب، تحریق شدہ احسراج اور خود بخود احسراج

ایک جوہر جو ابتدائی طور پر زیری حال ϕ_a میں پایا جاتا ہو پر تعظیم شدہ ایک رنگی روشنی کی شعاع ڈالی جاتی ہے۔ بالائی حال ϕ_b میں انتقال کا احتمال مساوات 9.28 دیتی ہے جو مساوات 9.34 کی روشنی میں درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے۔

$$P_{a \rightarrow b}(t) = \left(\frac{|p| E_0}{\hbar} \right)^2 \frac{\sin^2[(\omega_0 - \omega)t/2]}{(\omega_0 - \omega)^2} \quad (9.35)$$

اس عمل میں برقناطیسی میدان سے جوہر $E_b - E_a = \hbar\omega_0$ توانائی جذب کرتا ہے۔ ہم کہتے ہیں اس میں ایک فوٹان جذب کیا (شکل ۹.۴-۱)۔ جیسا میں ذکر کر چکا ہوں لفظ فوٹان درحقیقت کو انٹرمیڈیٹ حرکیات برقناطیسی میدان کی کو انٹرم نظریہ سے تعلق رکھتا ہے جبکہ ہم میدان کو کلاسیکی نقطہ نظر سے دیکھ رہے ہیں۔ یہ زبان اس وقت تک استعمال کرنا مناسب ہے جب تک آپ اس سے زیادہ گہرا مطلب نہ لیں۔

یقیناً میں بالائی حال $(c_a(0) = 0, c_b(0) = 1)$ سے آغاز کرتے ہوئے پورا عمل دوبارہ کر سکتا ہوں۔ آپ سے گزارش ہے کہ ایسا کریں نتائج بالکل وہی ہوں گے البتہ اس بار $P_{b \rightarrow a} = |C_a(t)|^2$ حاصل ہوگا جو نیچے درج ذیل یوں میں منتقل کا احتمال ہوگا۔

$$P_{b \rightarrow a}(t) = \left(\frac{|p| E_0}{\hbar} \right)^2 \frac{\sin^2[(\omega_0 - \omega)t/2]}{(\omega_0 - \omega)^2} \quad (9.36)$$

چونکہ ہم $b \leftrightarrow a$ کو آپس میں بدل رہے ہیں جو ω_0 کی جگہ $-\omega_0$ ڈالتا ہے لحاظ لائے یہی نتیجہ حاصل ہوتا مساوات 9.25 پر اب پہنچ کر ہم پہلا جذب چھتے ہیں جس کے نصب نام میں $\omega_0 + \omega$ پایا جاتا ہے باقی حساب پہلے کی طرح ہے لیکن اگر آپ ایک بار رک کر سوچیں تو یہ نتیجہ حیرت انگیز ہے۔ بالائی حال میں پائے جانے والے ذرہ پر روشنی کی شعاع ڈالنے سے ذرہ زیریں حال میں منتقل ہوتا ہے اور اس کا احتمال بالکل بھیک وہی ہوگا جو زیریں حال سے بالائی حال منتقلی کا ہے اس عمل کو تحریق زدہ احسراج کہتے ہیں۔ جس کی پیش گوئی آئنسٹائن نے ہی تھی۔

تحریق زدہ احسراج کی صورت میں برقناطیسی میدان توانائی $\hbar\omega_0$ جوہر سے حاصل کرتا ہے۔ ہم کہتے ہیں ایک فوٹان داخل ہوا اور دو فوٹان ایک اصل جس نے تحریق پیدا کیا اور ایک تحریق کی بنیاد پر نکلے (شکل ۹.۴-ب)۔

اگر ایک بوتل میں بہت سارے جوہر بالائی حال میں ہوں تب واحد ایک آمدی فوٹان دو فوٹان پیدا کرے گا اور یہ دو فوٹان از خود چار پیدا کریں گے وغیرہ وغیرہ۔ یوں ایکٹیفیکیشن ممکن ہوگا تقریباً ایک ہی وقت پر ایک ہی تعداد کی بہت بڑی تعداد کے فوٹان خارج ہوں گے لیزر اسی اصول کے تحت پیدا کی جاتی ہے۔ دیہان رہے کہ لیزر عمل کے لیے ضروری ہے کہ جوہر کی اکثریت کو بالائی حال میں جائے جس کو پاپولیشن انورزن کہتے ہیں چونکہ انجذاب ہس کی بنا ایک فوٹان کم ہوتا ہے تحریقی اخراج جو ایک پیدا کرتا ہے بل مقابل ہوں گے لحاظ دو نوں حالات کی برابر تعداد سے آغز کرتے ہوئے ایکٹیفیکیشن پیدا نہیں ہوگا۔

انجذاب اور تحریقی اخراج کے ساتھ ساتھ روشنی اور مادہ کی باہم عمل کا ایک تیسرا طریقہ بھی پایا جاتا ہے جس کو خود باخود اخراج کہتے ہیں۔ اس میں بیرونی برقناطیسی میدان کی عدم موجودگی میں جو اخراج پیدا کر سکتا ہے ہیجان جوہر زیریں حال میں منتقل ہو کر ایک فوٹان خارج کرتا ہے (شکل ۹.۴-ج)۔ ہیجان حال سے ایک جوہر عموماً اسی زریعہ زمین میں پہنچتا ہے پہلی نظر میں یہ سمجھ نہیں آتی کہ خود باخود اخراج کیوں کر ہوگا۔ ایک ساکن حال اگرچہ ہیجان جوہر کو کیا ضرورت پیش آتی ہے کہ وہ بیرونی اضطراب کی عدم موجودگی میں زمین حال کو منتقل ہو۔ درحقیقت ایسا ہی ہوتا اگر اس پر کسی قسم کا بیرونی اضطراب اثر انداز نہ ہوتا۔ درحقیقت کو انہم برقی حرکیات میں زمین حال میں بھی میدان غیر صفر ہوتے ہیں۔ مثلاً ہارمونی مرتعش زمین حال میں بھی غیر صفر توانائی $\hbar\omega/2$ کا حاصل ہوگا۔ آپ تمام روشنی کو روک لیں جوہر کو مطلق صفر حرارت پر لے جائیں تب بھی برقناطیسی شعاع پائی جائے گی اور یہی صفر نقطہ اخراج خود باخود اخراج کا سبب بنتی ہے۔ اگر جڑ سے دیکھا جائے تو درحقیقت تمام اخراج تحریقی اخراج ہوگی۔ آپ کو یہ امتیاز کرنا ہوگا کہ آج آپ نے میدان پیدا کیا یا قدرت نے اس نقطہ نظر سے یہ کلاسیکی اخراجی عمل کے بلکل الٹ ہے جہاں تمام اخراج خود باخود ہوتا ہے اور تحریقی اخراج کا تصور نہیں پایا جاتا ہے۔

کو انہم برقی حرکیات اس کتاب کے دائرہ کار سے باہر ہے تاہم آئنسٹائن کی ایک خوبصورت دلیل ان تینوں انجذاب تحریقی اخراج اور خود باخود اخراج کا تعلق پیش کرتا ہے۔ آئنسٹائن نے خود باخود اخراج کی وجہ زمین حال برقناطیسی میدان کا اضطراب پیش نہیں کیا تاہم ان کے نتائج ہمیں خود باخود اخراج کا حساب کرنے کا محاذ بنتی ہے جس سے ہیجان جوہر کی حال کی قدرتی عرصہ حیات تلاش کی جا سکتی ہے۔ ایسا کرنے سے پہلے ہر طرف سے غیر یک رنگی، غیر تقطیب شدہ، غیر اتار کی برقناطیسی امواج کی آمد سے جوہر کے رد عمل پر بات کرتے ہیں۔ حراری شعاع میں جوہر رکھنے سے ایسی صورت حال پیدا ہوگی۔

۹.۲.۳ غیر اتارقی اضطراب

برقناطیسی موج کی کثافت توانائی درج ذیل ہے۔ جہاں E_0 ہمیشہ کی طرح برقی میدان کا لحاظ ہوگا۔

$$u = \frac{\epsilon_0}{2} E_0^2 \quad (9.34)$$

یوں حیرانی کی بات نہیں کہ تحویلی احتمال مساوات 9.36 میدان کی کثافت توانائی کا راست متناسب ہے۔

$$P_{b \rightarrow a}(t) = \frac{2u}{\epsilon_0 \hbar^2} |p|^2 \frac{\sin^2[(\omega_0 - \omega)t/2]}{(\omega_0 - \omega)^2} \quad (9.38)$$

تاہم یہ نتیجہ واحد ایک تعدد ω پر یکرگی موج کے لیے درست ہوگا۔ کئی عملی استعمال میں نظام پر ایک بری تعددی پٹی کی برقتناطیسی امواج کی روشنی ڈالی جائے گی ایسی صورت میں $\rho(\omega)d\omega \rightarrow u$ ہوگا جہاں $\rho(\omega)d\omega$ تعددی ساتھ $d\omega$ میں کثافت توانائی ہے اور تحویلی احتمال درج ذیل شکل کاروپ اختیار کرے گا

$$(۹.۳۹) \quad P_{b \rightarrow a}(t) = \frac{2}{\epsilon_0 \hbar^2} |p|^2 \int_0^\infty \rho(\omega) \frac{\sin^2[(\omega_0 - \omega)t/2]}{(\omega_0 - \omega)^2} d\omega$$

کسنگی کو سین میں حبز کی چوٹی ω_0 پر پائی جاتی ہے (شکل ۹.۲) جبکہ عام طور پر $\rho(\omega)$ کافی چوڑا ہوگا لحاظ ہم $\rho\omega$ کی جگہ $\rho(\omega_0)$ لکھ کر اسے شکل کے باہر منتقل کر سکتے ہیں۔

$$(۹.۴۰) \quad P_{b \rightarrow a}(t) \cong \frac{2|p|^2}{\epsilon_0 \hbar^2} \rho(\omega_0) \int_0^\infty \frac{\sin^2[(\omega_0 - \omega)t/2]}{(\omega_0 - \omega)^2} d\omega$$

متغیرات تبدیل کر کے $x = (\omega_0 - \omega)t/2$ لکھ کر شکل کے حدود کو $\pm\infty$ تک وسعت دے کر چونکہ باہر شکل صفر ہی ہے اور قطعی شکل کو حدود سے دیکھ کر

$$(۹.۴۱) \quad \int_{-\infty}^\infty \frac{\sin^2 x}{x^2} dx = \pi$$

درج ذیل حاصل ہوتا ہے

$$(۹.۴۲) \quad P_{b \rightarrow a}(t) \cong \frac{\pi |p|^2}{\epsilon_0 \hbar^2} \rho(\omega_0) t$$

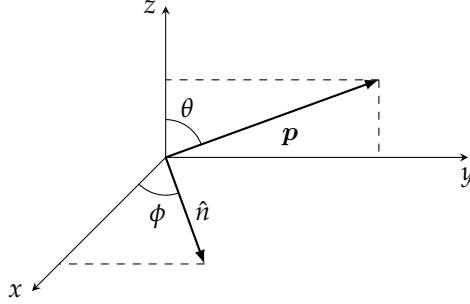
اس بار تحویلی احتمال وقت t کا راست متناسب ہے۔ آپ نے دیکھا کہ یکرگی اضطراب کے برعکس غیر اتنا کی تعدد کی وسعت پلٹیں کھاتا ہوا احتمال نہیں دیتا ہے۔ بلخصوص تحویلی شرع $(R \equiv dP/dt)$ ایک مستقل ہوگا:

$$(۹.۴۳) \quad R_{b \rightarrow a} = \frac{\pi}{\epsilon_0 \hbar^2} |p|^2 \rho(\omega_0)$$

اب تک ہم مندرجہ کرتے رہے ہیں کہ اضطرابی موج y رخ سے آمدی (شکل ۹.۳) اور z رخ تنظیم شدہ ہے۔ لیکن ہم اس صورت میں دلچسپی رکھتے ہیں جب جوہر پر شعاع ہر رخ سے آمدی ہو اور اس میں ہر ممکن تکثیف پائی جاتی ہو۔ میدان کی توانائی $(\rho(\omega))$ ان مختلف انداز میں برابر تقسیم ہوگی۔ ہمیں $|p|^2$ کی جگہ $|p \cdot \hat{n}|^2$ کی اوسط قیمت درکار ہوگی جہاں \hat{n} مساوات 9.33 کو عموماً دیتے ہوئے درج ذیل ہوگا۔

$$(۹.۴۴) \quad p \equiv q \langle \psi_b | \mathbf{r} | \psi_a \rangle$$

اور اوسط تمام تکثیف اور تمام آمدی رخ پر لیا جائے گا۔



شکل ۹.۵: محدد برائے $|p \cdot \hat{n}|^2$ کی اوسط زنی۔

اوسط درج ذیل طریقے سے حاصل کیا جاسکتا ہے۔ کر دی محدد منتخب کر کے حرکت کے رخ کو z محور پر رکھیں (تاکہ ٹکلیب xy سطح میں ہو) اور مستقل p سطح yz میں پایا جاتا ہو (شکل ۹.۵)۔

$$\hat{n} = \cos \phi i + \sin \phi j \quad (9.45)$$

تب

$$|p \cdot \hat{n}|_{ave}^2 = \frac{1}{4\pi} \int |p|^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi d\theta d\phi$$

اور درج ذیل ہوگا۔

$$|p \cdot \hat{n}|_{ave}^2 = \frac{|p|^2}{4\pi} \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta \int_0^{2\pi} \sin^2 \phi d\phi = \frac{1}{3} |p|^2 \quad (9.46)$$

ماخوذ: ہر جانب سے آمدی، غیر ٹکلیبی، غیر اتار کی شعاع کے زیر اثر حال b سے حال a میں تحریقی اخراج کا تحویلی شرع درج ذیل ہوگا۔

$$R_{b \rightarrow a} = \frac{\pi}{3\epsilon_0 \hbar^2} |p|^2 \rho(\omega_0) \quad (9.47)$$

جہاں دو حالات کے بیچ برقی جفت کتب معیار اثر کا تلبی رکن p ہوگا مساوات 9.44 اور $\omega_0 = (E_b - E_a)/\hbar$ پر فی اکائی تعدد میدان میں کثافت توانائی $\rho(\omega_0)$ ہوگی۔

۹.۳ خود باخود اخراج

۹.۳.۱ آہستائے A اور B عددی سر

فرض کریں ایک برتن میں زیریں حال ψ_a میں N_a اور بالائی حال ψ_b میں N_b جو ہر پائے جاتے ہوں۔ خود باخود اخراجی شرح A لیتے ہوئے اکائی وقت میں بالائی حال کو $N_b A$ ذرات خود باخود اخراج کے عمل سے چوڑیں گے۔

جیسا ہم مساوات 9.47 میں دیکھ چکے ہیں تحسرقی اخراج کی تحویلی شرح برقنطیسی میدان کی کثافت توانائی کے راستہ متناسب ہوگا $B_{ab}\rho(\omega_0)$ یوں بالائی حال کو تحسرقی اخراج کی بنا اکائی وقت میں $N_b B_{ba}\rho(\omega_0)$ ذرات چوڑیں گے۔ اسی طرح انجربانی ریٹ $\rho(\omega_0)$ کا راستہ متناسب ہے جسے ہم $B_{ab}\rho(\omega_0)$ کہتے ہیں۔ اس طرح اکائی وقت میں $N_a B_{ab}\rho(\omega_0)$ ذرات بالائی حال میں شامل ہوں گے تمام کو ملا کر درج ذیل ہوگا۔

$$(9.48) \quad \frac{dN_b}{dt} = -N_b A - N_b B_{ba}\rho(\omega_0) + N_a B_{ab}\rho(\omega_0)$$

فرض کریں پائے جانے والے میدان کے ساتھ یہ جوہر حراری توازن میں ہوں یوں ہر ایک سطح میں ذرات کی تعداد مستقل ہوگی اور $dN_b/dt = 0$ ہوگا۔ جس سے درج ذیل حاصل ہوتا ہے۔

$$(9.49) \quad \rho(\omega_0) = \frac{A}{(N_a/N_b)B_{ab} - B_{ba}}$$

ہم بنیادی شماریاتی میکانیات سے جانتے ہیں کہ درجہ حرارت T پر حراری توازن میں توانائی E ذرات کی تعداد بولشزمان جبرضرب $\exp(-E/k_B T)$ کے راستہ متناسب ہوگا لحاظ

$$(9.50) \quad \frac{N_a}{N_b} = \frac{e^{-E_a/k_B T}}{e^{-E_b/k_B T}} = e^{\hbar\omega_0/k_B T}$$

اور درج ذیل ہوں گے

$$(9.51) \quad \rho(\omega_0) = \frac{A}{e^{\hbar\omega_0/k_B T} B_{ab} - B_{ba}}$$

لیکن پلانک کا سیاہ جسمی کلیہ مساوات 5.113 ہمیں حراری شعاع کی کثافت توانائی دیتی ہے۔

$$(9.52) \quad \rho(\omega) = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1}$$

ان دونوں ریاضی جملوں کو موازنہ کرنے سے درج ذیل

$$(9.53) \quad B_{ab} = B_{ba}$$

اور درج ذیل حاصل ہوگا

$$(9.54) \quad A = \frac{\omega_0^3 \hbar}{\pi^2 c^3} B_{ba}$$

مساوات 9.53 اس بات کی تصدیق کرتی ہے جو ہم پہلے سے جانتے ہیں تحسرقی اخراج کی تحویلی شرح وہی ہے جو انجربا کی ہے۔ لیکن سن 1917 میں یہ ایک حیرت کن نتیجہ تھا جس میں آئنسٹائن کو اس بات پر مجبور کیا کہ وہ کلیہ پلانک حاصل کرنے کی خاطر تحسرقی اخراج ایجاد کرے تاہم ہماری دلچسپی یہاں پر

مسوات 9.54 ہے جو ہمیں تحریقی احسراجی شرح $(B_{ba}\rho(\omega_0))$ جب ہم پہلے سے جانتے ہیں کی صورت میں خود باخود احسراجی شرح A دیتی ہے۔ جسے ہم جاننا چاہتے ہیں مسوات 9.47 کی مدد سے درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$B_{ba} = \frac{\pi}{3\epsilon_0\hbar^2}|p|^2 \quad (9.55)$$

لحاظہ خود باخود احسراجی شرح درج ذیل ہوگا

$$A = \frac{\omega_0^3|p|^2}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \quad (9.56)$$

سوال ۹.۸: نیچے رختخوبل میں خود باخود احسراج اور حراری تحریقی احسراج وہ تحریقی احسراج جو سیاہ جسم شعاع کی بنا ہو میں معتابلہ ہوگا۔ دیکھائیں کہ رہائشی درجہ حرارت $T = 300 \text{ K}$ پر $5 \times 10^{12} \text{ Hz}$ سے بہت کم تعددوں پر حراری تحریقی احسراج غالب ہوگا جبکہ $5 \times 10^{12} \text{ Hz}$ سے بہت زیادہ تعدد پر خود باخود احسراج غالب ہوگا۔ دیکھائی دینے والی روشنی کے لیے کون غالب ہوگا؟

سوال ۹.۹: برقیاتی میدان کا زمینی حال کثافت توانائی $\rho_0(\omega)$ جانتے ہوئے خود باخود احسراجی اشارہ در حقیقت تحریقی احسراج مسوات 9.47 ہوگا۔ لحاظہ آئنسٹائن عددی سر A اور B جانے بغیر آپ خود باخود احسراجی شرح مسوات 9.56 احسز کر سکتے ہیں۔ اگر چہ ایسا کرنے کے لیے کو انٹیم برقی حرقیات بروی کار لانی ہوگی تاہم اگر آپ یہ ماننے پر آمادہ ہو جائیں کہ زمینی حال کی ہر ایک انداز میں صرف ایک فوٹان پایا جاتا ہے تب اس کو احسز کرنا بہت آسان ہوگا۔

(الف) مسوات 5.111 کی جگہ $N\omega = d_k$ پڑ کر کے $\rho_0(\omega)$ حاصل کریں۔ بہت زیادہ تعدد پر اس کلیہ کو ناکارہ ہونا ہوگا ورنہ کل حسائی توانائی لامتناہی ہوگی۔ تاہم یہ کہانی کسی دوسرے دن کے لیے چھوڑتے ہیں۔

(ب) اپنے نتیجہ کے ساتھ مسوات 9.47 استعمال کر کے خود باخود احسراجی شرح حاصل کریں۔ مسوات 9.56 کے ساتھ موازنہ کریں۔

۹.۳.۲ ہیجان حال کا عرصہ حیات

مسوات 9.56 ہمارا بنیادی نتیجہ ہے جو تحریقی احسراج کی تحویلی شرح دیتی ہے۔ اب فرض کریں کسی طرح آپ بہت بڑی تعداد میں جوہر کو ہیجان حال منتقل کرتے ہیں۔ تحریقی احسراج کے نتیجہ میں وقت کے ساتھ یہ تعداد گٹھے گی۔ بلخصوص وقتی دورانیہ dt میں جوہروں میں تعداد کی Adt ہوگی۔

$$dN_b = -AN_b dt \quad (9.57)$$

جہاں ہم فرض کرتے ہیں کہ مزید نئے جوہر ہیجان انگیز نہیں کیئے جاسکے ہیں۔ اس کو $N_b(t)$ کے لیے حل کرتے ہوئے درج ذیل حاصل ہوگا۔

$$N_b(t) = N_b(0)e^{-At} \quad (9.58)$$

ظاہر ہے کہ ہیجان حال میں تعداد قوت نمائی طور پر کم ہوگی جہاں وقتی مستقل درج ذیل ہوگا۔

$$(۹.۵۹) \quad \tau = \frac{1}{A}$$

جی اس حال کا عرصہ حیات کہتے ہیں۔ ایک عرصہ حیات میں $N_b(t)$ کی قیمت آغازی قیمت کی $1/e \approx 0.368$ جمع ہو کر درج ذیل عرصہ حیات دیں گی۔

میں اب تک فرض کرتا رہا ہوں کہ نظام میں صرف دو حالات پائے جاتے ہیں۔ تاہم سادہ علامتیت کے بنا ایسا کیا گیا تحریقی احسراج کا کلیہ مساوات 9.56 دیگر متاثرہ روض سطح سے قطع نظر حال $\psi_a \rightarrow \psi_b$ تحویلی شرح دیتی ہے سوال 9.15 دیکھیں۔ عمومی طور پر ایک ہیجان جوہر کے کئی مختلف انداز تنزل ہوں گے۔ یعنی ψ_b کا تنزل بہت ساری زیریں توانائی حالات ($\psi_{a1}, \psi_{a2}, \psi_{a3}, \dots$) میں ہو سکتا ہے۔ ایسی صورت میں تمام تحویلی شرح جمع ہو کر درج ذیل عرصہ حیات دیں گی۔

$$(۹.۶۰) \quad \tau = \frac{1}{A_1 + A_2 + A_3 + \dots}$$

مثال ۹.۱: فرض کریں ایک سپرنگ کے ساتھ باندھا ہوا بار q محور x پر ارتعاش کا پابند ہے۔ فرض کریں یہ حال (n) مساوات 2.61 سے آغاز کر کے خود بخود احسراج تنزل کی بنا حال (n') پہنچتا ہے۔ مساوات 9.44 کے تحت درج ذیل ہوگا۔

$$p = q \langle n|x|n' \rangle \hat{i}$$

آپ نے سوال 3.33 میں x کے متاثری ارکان تلاش کئے۔

$$\langle n|x|n' \rangle = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} (\sqrt{n'} \delta_{n,n'-1} + \sqrt{n} \delta_{n',n-1})$$

جہاں مرتعش کی متدرج تعداد ω ہے۔ مجھے تحریقی احسراج کے تعدد کے لیے اس حرف کی ضرورت اب پیش نہیں آئے گی۔ چونکہ ہم احسراج کی بات کر رہے ہیں لحاظ n' لفظی طور پر n سے نیچے ہوگا۔ ہماری اس مقصد کی عرض سے تب درج ذیل ہوگا۔

$$(۹.۶۱) \quad p = q \sqrt{\frac{n\hbar}{2m\omega}} \delta_{n',n-1} \hat{i}$$

بظاہر تحویل سیزم پر صرف ایک قدم نیچے ممکن ہے اور احسراجی فونان کا تعدد درج ذیل ہے۔

$$(۹.۶۲) \quad \omega_0 = \frac{E_n - E'_n}{\hbar} = \frac{(n+1/2)\hbar\omega - (n'+1/2)\hbar\omega}{\hbar} = (n - n')\omega = \omega$$

حیرت کی بات نہیں کہ نظام کلاسیکی ارتعاشی تعدد پر احسراج کرتا ہے۔ تحویلی شرح مساوات 9.56 درج ذیل ہوگا۔

$$(۹.۶۳) \quad A = \frac{nq^2\omega^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3}$$

اور n ویں ساکن حال کا عرصہ حیات درج ذیل ہوگا۔

$$\tau_n = \frac{6\pi\epsilon_0 mc^3}{nq^2\omega^2} \quad (9.64)$$

چونکہ ہر ایک اخراجی فوٹان $\hbar\omega$ توانائی ساتھ لے جاتا ہے لحاظ اخراجی طاقت $A\hbar\omega$ ہوگا۔

$$P = \frac{q^2\omega^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} (n\hbar\omega)$$

یا n ویں حال میں مرتعش کی توانائی $(n + 1/2)\hbar\omega$ لیتے ہوئے درج ذیل ہوگا۔

$$P = \frac{q^2\omega^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} (E - \frac{1}{2}\hbar\omega) \quad (9.65)$$

ابتدائی توانائی E کا کو انٹیم مرتعش اوسطاً اتنی طاقت خارج کرے گا۔

موازنہ کی خاطر اسی طاقت کے کلاسیکی مرتعش کی اوسط اخراجی طاقت تعین کرتے ہیں۔ کلاسیکی برقی حرکیات کے تحت مربع بار q کا اخراجی طاقت کلیہ لارمر دیتا ہے۔

$$P = \frac{q^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (9.66)$$

ہارمونی مرتعش $x(t) = x_0 \cos(\omega t)$ جس کا جیٹ x_0 ہوگا میں مربع $-x_0\omega^2 \cos(\omega t)$ ہوگا۔ پورے ایک چکر پر تب اوسط درج ذیل ہوگا۔

$$P = \frac{q^2 x_0^2 \omega^4}{12\pi\epsilon_0 c^3}$$

لیکن اس مرتعش کی توانائی $x_0^2 m\omega^2 = (1/2)E$ ہے لحاظ $x_0^2 = 2E/m\omega^2$ ہوگا۔ جس سے درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$P = \frac{q^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 mc^3} E \quad (9.67)$$

توانائی E کا کلاسیکی مرتعش اوسطاً اتنی طاقتی اخراج کرتا ہے۔ کلاسیکی حد ($\hbar \rightarrow 0$) میں کلاسیکی اور کو انٹیم کلیات آپس میں متفق ہیں۔ البتہ زمینی حال کو کو انٹیم کلیہ مساوات 9.65 تحفظ دیتا ہے۔ اگر $E = \hbar\omega (1/2)$ ہو تب مرتعش طاقتی اخراج نہیں کرے گا۔ □

سوال ۹.۱۰: ہیجان حال کی نصف حیات سے مراد وہ دورانیہ ہے جس میں بہت زیادہ تعداد کے جوہروں میں سے نصف تبدیل کرتے ہوں۔ نصف حیات اور حال کے عرصہ حیات کے پچر شتہ تلاش کریں۔

سوال ۹.۱۱: ہائڈروجن کے چاروں $n = 2$ حالات کے لیے عرصہ حیات کو سیکنڈوں میں تلاش کریں۔ اشارہ: آپ کو $\langle \psi_{100} | x | \psi_{200} \rangle$, $\langle \psi_{100} | y | \psi_{211} \rangle$ وغیرہ وغیرہ۔ طرز کے متالبی ارکان کی قیمتیں تلاش کرنی ہوں گی۔ یاد رہے کہ $x = r \sin \theta \cos \phi$, $y = r \sin \theta \sin \phi$, $z = r \cos \theta$ ہوں گے۔ ان میں سے زیادہ تر نکلات صفر کے برابر ہوں گے لحاظ حساب شروع کرنے سے پہلے یں پر ایک گہری نظر ضرور ڈالیں۔

جواب: سوائے ψ_{200} جو لامتناہی ہے باقی تمام کے لیے 1.60×10^{-9} سیکنڈز ہوگا۔

۹.۳.۳ قواعد انتخاب

شرع خود بخود احسنراج درج ذیل روپ کے متالبی ارکان معلوم کر کے حاصل کیا جاسکتا ہے۔

$$\langle \psi_b | r | \psi_a \rangle$$

اگر آپ نے سوال 9.11 حل کیا ہو اگر نہیں کیا اسی وقت پہلے اس کو حل کریں تو آپ نے دیکھا ہوگا کہ یہ مقداریں عموماً صفر ہوتی ہیں۔ کیا بہتر ہوتا اگر ہم پہلے سے جان سکتے کہ کون سے نکلات صفر دیں گے تاکہ ہم اپنا قیمتی وقت غیر ضروری نکلات حل کرنے میں صرف نہ کرتے۔ فرض کریں ہم ہائڈروجن کی طرح کے نظام میں دلچسپی رکھتے ہیں جس کا ہیملٹن کروی تشکیلی ہے۔ ایسی حالت میں ہم حالات کو عمومی کوانٹم اعداد n, l اور m سے ظاہر کر سکتے ہیں اور متالبی ارکان درج ذیل ہوں گے۔

$$\langle n' l' m' | r | n l m \rangle$$

زاویائی معیاری حرکت تبدیلی رشتوں اور زاویائی معیاری حرکت عاملین کی ہریشپین مل کر اس مقدار پر طاقتور مابندیاں عائد کرتے ہیں۔

انتخابی قواعد برائے m اور m' :

ہم پہلے x, y اور z کے ساتھ L_z کے مقابلہ پر غور کرتے ہیں جنہیں باب 4 میں حاصل کیا گیا مساوات 4.122 دیکھیں۔

$$(9.98) \quad [L_z, x] = i\hbar y, [L_z, y] = -i\hbar x, [L_z, z] = 0$$

ان میں سے تیسرے درج ذیل حاصل ہوتا ہے۔

$$\begin{aligned} 0 &= \langle n' l' m' | [L_z, z] | n l m \rangle = \langle n' l' m' | L_z z - z L_z | n l m \rangle \\ &= \langle n' l' m' | [(m' \hbar) z - z (m \hbar)] | n l m \rangle = (m' - m) \hbar \langle n' l' m' | z | n l m \rangle \end{aligned}$$

ماخوذ

$$(9.99) \quad m' = m \text{ یا } m' = m \pm 1 \text{ یا } m' = m \pm 2 \text{ یا } m' = m \pm 3 \text{ یا } m' = m \pm 4 \text{ یا } m' = m \pm 5 \text{ یا } m' = m \pm 6 \text{ یا } m' = m \pm 7 \text{ یا } m' = m \pm 8 \text{ یا } m' = m \pm 9 \text{ یا } m' = m \pm 10 \text{ یا } m' = m \pm 11 \text{ یا } m' = m \pm 12 \text{ یا } m' = m \pm 13 \text{ یا } m' = m \pm 14 \text{ یا } m' = m \pm 15 \text{ یا } m' = m \pm 16 \text{ یا } m' = m \pm 17 \text{ یا } m' = m \pm 18 \text{ یا } m' = m \pm 19 \text{ یا } m' = m \pm 20 \text{ یا } m' = m \pm 21 \text{ یا } m' = m \pm 22 \text{ یا } m' = m \pm 23 \text{ یا } m' = m \pm 24 \text{ یا } m' = m \pm 25 \text{ یا } m' = m \pm 26 \text{ یا } m' = m \pm 27 \text{ یا } m' = m \pm 28 \text{ یا } m' = m \pm 29 \text{ یا } m' = m \pm 30 \text{ یا } m' = m \pm 31 \text{ یا } m' = m \pm 32 \text{ یا } m' = m \pm 33 \text{ یا } m' = m \pm 34 \text{ یا } m' = m \pm 35 \text{ یا } m' = m \pm 36 \text{ یا } m' = m \pm 37 \text{ یا } m' = m \pm 38 \text{ یا } m' = m \pm 39 \text{ یا } m' = m \pm 40 \text{ یا } m' = m \pm 41 \text{ یا } m' = m \pm 42 \text{ یا } m' = m \pm 43 \text{ یا } m' = m \pm 44 \text{ یا } m' = m \pm 45 \text{ یا } m' = m \pm 46 \text{ یا } m' = m \pm 47 \text{ یا } m' = m \pm 48 \text{ یا } m' = m \pm 49 \text{ یا } m' = m \pm 50 \text{ یا } m' = m \pm 51 \text{ یا } m' = m \pm 52 \text{ یا } m' = m \pm 53 \text{ یا } m' = m \pm 54 \text{ یا } m' = m \pm 55 \text{ یا } m' = m \pm 56 \text{ یا } m' = m \pm 57 \text{ یا } m' = m \pm 58 \text{ یا } m' = m \pm 59 \text{ یا } m' = m \pm 60 \text{ یا } m' = m \pm 61 \text{ یا } m' = m \pm 62 \text{ یا } m' = m \pm 63 \text{ یا } m' = m \pm 64 \text{ یا } m' = m \pm 65 \text{ یا } m' = m \pm 66 \text{ یا } m' = m \pm 67 \text{ یا } m' = m \pm 68 \text{ یا } m' = m \pm 69 \text{ یا } m' = m \pm 70 \text{ یا } m' = m \pm 71 \text{ یا } m' = m \pm 72 \text{ یا } m' = m \pm 73 \text{ یا } m' = m \pm 74 \text{ یا } m' = m \pm 75 \text{ یا } m' = m \pm 76 \text{ یا } m' = m \pm 77 \text{ یا } m' = m \pm 78 \text{ یا } m' = m \pm 79 \text{ یا } m' = m \pm 80 \text{ یا } m' = m \pm 81 \text{ یا } m' = m \pm 82 \text{ یا } m' = m \pm 83 \text{ یا } m' = m \pm 84 \text{ یا } m' = m \pm 85 \text{ یا } m' = m \pm 86 \text{ یا } m' = m \pm 87 \text{ یا } m' = m \pm 88 \text{ یا } m' = m \pm 89 \text{ یا } m' = m \pm 90 \text{ یا } m' = m \pm 91 \text{ یا } m' = m \pm 92 \text{ یا } m' = m \pm 93 \text{ یا } m' = m \pm 94 \text{ یا } m' = m \pm 95 \text{ یا } m' = m \pm 96 \text{ یا } m' = m \pm 97 \text{ یا } m' = m \pm 98 \text{ یا } m' = m \pm 99 \text{ یا } m' = m \pm 100$$

لحاظہ ماسوائے $m' = m$ کی صورت میں z کے متالبی ارکان ہر صورت صفر ہوں گے۔
ساتھ ہی x کے ساتھ L_z کا مقب درج ذیل دے گا۔

$$\begin{aligned}\langle n'l'm' | [L_z, x] | nlm \rangle &= \langle n'l'm' | (L_z x - x L_z) | nlm \rangle \\ &= (m' - m)\hbar \langle n'l'm' | x | nlm \rangle = i\hbar \langle n'l'm' | y | nlm \rangle\end{aligned}$$

ماخوذ

$$(9.40) \quad (m' - m) \langle n'l'm' | x | nlm \rangle = i \langle n'l'm' | y | nlm \rangle$$

یوں آپ y کے متالبی ارکان کو مطابقتی x کے متالبی ارکان سے حاصل کر سکتے ہیں اور آپ کو کبھی بھی y کے متالبی ارکان کا حساب کرنے کی ضرورت پیش نہیں آئے گی۔
آخر میں y کے ساتھ L_z کا مقب درج ذیل دیتا ہے۔

$$\begin{aligned}\langle n'l'm' | [L_z, y] | nlm \rangle &= \langle n'l'm' | (L_z y - y L_z) | nlm \rangle \\ &= (m' - m)\hbar \langle n'l'm' | y | nlm \rangle = -i\hbar \langle n'l'm' | x | nlm \rangle\end{aligned}$$

ماخوذ

$$(9.41) \quad (m' - m) \langle n'l'm' | y | nlm \rangle = -i \langle n'l'm' | x | nlm \rangle$$

بخصوص مساوات 9.70 اور مساوات 9.71 کو ملا کر

$$(m' - m)^2 \langle n'l'm' | x | nlm \rangle = i(m' - m) \langle n'l'm' | y | nlm \rangle = \langle n'l'm' | x | nlm \rangle$$

لحاظہ درج ذیل ہوگا۔

$$(9.42) \quad (m' - m)^2 = 1, \text{ یا پھر } \langle n'l'm' | x | nlm \rangle = \langle n'l'm' | y | nlm \rangle = 0$$

مساوات 9.69 اور مساوات 9.72 سے ہمیں m کے لیے انتخابی قواعد حاصل ہوتے ہیں۔

$$(9.43) \quad \Delta m = \pm 1 \text{ یا } 0 \text{ کوئی عبور واقع نہیں ہوگا جب تک } 0 \neq m$$

اس نے یجب کو سمجھنا آسان ہے آپ کو یاد ہوگا فونان چکر ایک کا حاصل ہے لحاظ اس کے m کی قیمت 0، 1 یا -1 ہو سکتی ہے زاویائی معیار حرکت کے z جزو کی بقا کے تحت فونان جو کچھ لے جاتا ہے جو ہر اتنا کھوئے گا۔

انتخابی قواعد برائے l اور l' :

آپ سے سوال 9.12 میں درج ذیل مقلبت رشتہ اخذ کرنے کے لیے کہا گیا۔

$$(9.44) \quad [L^2, [L^2, r]] = 2\hbar^2 (rL^2 + L^2 r)$$

ہمیشہ کی طرح ہم اس مقاب کو $\langle n'l'm' | nlm \rangle$ کے پیچ لپیٹ کر انتخابی متاندہ اغند کرتے ہیں

$$\begin{aligned}
 \langle n'l'm' | [L^2, [l^2, r]] | nlm \rangle &= 2\hbar^2 \langle n'l'm' | (rL^2 + L^2) | nlm \rangle \\
 &= 2\hbar^4 [l(l+1) + l'(l'+1)] \langle n'l'm' | r | nlm \rangle = \langle n'l'm' | (L^2[L^2, r] - [L^2, r]L^2) | nlm \rangle \\
 &= \hbar^2 [l'(l'+1) - l(l+1)] \langle n'l'm' | [L^2, r] | nlm \rangle \\
 &= \hbar^2 [l'(l'+1) - l(l+1)] \langle n'l'm' | (L^2r - rL^2) | nlm \rangle \\
 &= \hbar^4 [l'(l'+1) - l(l+1)]^2 \langle n'l'm' | r | nlm \rangle
 \end{aligned}$$

(۹.۷۵)

ماخوذ

$$2[l(l+1) + l'(l'+1)] = [l'(l'+1) - l(l+1)]^2$$

(۹.۷۶)

$$\langle n'l'm' | r | nlm \rangle = 0$$

لیکن

$$[l'(l'+1) - l(l+1)] = (l' + l + 1)(l' - l)$$

اور

$$2[l(l+1) + l'(l'+1)] = (l' + l + 1)^2 + (l' - l)^2 - 1$$

کی بنا مساوات 9.76 میں پہلی شرط کو درج ذیل روپ میں لکھا جاسکتا ہے۔

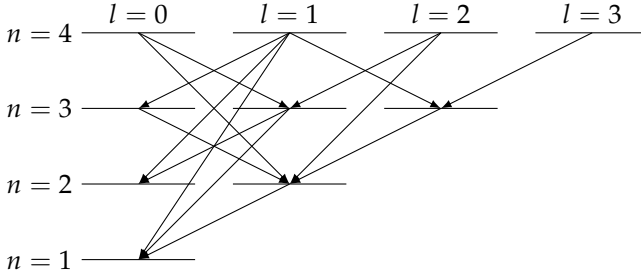
$$[(l' + l + 1)^2 - 1][(l' - l)^2 - 1] = 0 \quad (9.77)$$

ان میں پہلا اجز و ضربی مضمر نہیں ہو سکتا ہے مساوائے اس صورت جب $l' = l = 0$ ہو۔ اس پیچیدگی سے سوال 9.13 میں چھکارہ حاصل کیا گیا ہے لحاظ یہ شرط $l' = l \pm 1$ کی مادہ روپ اختیار کرتی ہے۔ یوں l کے لیے انتخابی متاندہ حاصل ہوتا ہے۔

$$\Delta l = \pm 1 \quad (9.78)$$

اگرچہ اس نتیجہ کو اغند کرنا آسان کام نہیں ہے لیکن اس کی تشریح آسان ہے۔ فوٹان چکر ایک کا حاصل ہے لحاظ زاویائی معیار حرکت جمع کرنے کے قواعد $l' = l + 1, l' = l - 1$ کی اجازت دیں گے۔ برقی جفت کتنی احسراج کے لیے زاویائی معیار حرکت کی بقا درمیانی صورت کی اجازت دیتا ہے۔

لیکن حقیقت میں ایسا نہیں ہوتا ہے۔ یوں خود باخود احسراج کے ذریعہ تمام زیریں توانائی حالات تک تحویل ممکن نہیں ہوگی ان میں سے کئی کو انتخابی قواعد نہ ممکن بناتے ہیں۔ شکل ۹.۶ میں ہائڈروجن کے لیے ابتدائی چار بوہر



شکل ۹.۶: ہائیڈروجن کی اولین چار سطحوں کی اجزائی تسنزل۔

سطحوں کے لیے اجزائی تحولات دیکھائے گئے ہیں۔ دیہان رہے کہ $2S$ حال ψ_{200} اسی جگہ پھنسا رہے گا۔ چونکہ $l = 1$ کا کوئی بھی زیریں توانائی حال نہیں پایا جاتا لہذا یہ منتظر پذیر نہیں ہوگا۔ اس کو نازک مستحکم حال کہتے ہیں اور یقیناً اس کا عرصہ حیات مثلاً $2P$ حالات ψ_{210}, ψ_{211} اور ψ_{21-1} سے کافی لمبا ہے۔ نازک مستحکم حالات بھی آخر کار تصادمی بنے یا ممنوعہ تحویل کی بن سواں 9.21 یا متعدد دفران کے احسار کے بن تسنزل پذیر ہوں گے۔

سواں ۹.۱۲: مساوات 9.74 میں دیگئی مقلوبی رشتہ ثابت کریں۔ اشارہ: پہلے درج ذیل دیکھائیں

$$[L^2, z] = 2i\hbar(xL_y - yL_x - i\hbar z)$$

اس کو اور $r.L = r.(r \times p) = 0$ استعمال کر کے درج ذیل دیکھائیں

$$[L^2, [L^2, z]] = 2\hbar^2(zL^2 + L^2z)$$

z سے r تک عمومیت دینا آسان کام ہے۔

سواں ۹.۱۳: دیکھائیں کہ $l' = l = 0$ کی صورت میں $\langle n'l'm'|r|nlm\rangle = 0$ ہوگا۔ اس سے مساوات 9.78 میں درپیش کمی ختم ہوگی۔

سواں ۹.۱۴: ہائڈروجن کے $n = 3, l = 0, m = 0$ حال میں ایک الیکٹران زمینی حال تک کئی برقی جفت کتب تحویل کے ذریعہ پہنچتا ہے۔

(الف) اس تسنزل کے لیے کومسی راہیں کھلی ہیں؟ انہیں درج ذیل صورت میں پیش کریں۔

$$|300\rangle \rightarrow |nlm\rangle \rightarrow |n'l'm'\rangle \rightarrow \dots \rightarrow |100\rangle$$

(ب) اگر آپ کے پاس ایک بوتل اس حال میں جوہروں سے بھرا ہوا ہے تب ہر راستے سے کتنا حصہ گزرے گا؟

(ج) اس حال کا عرصہ حیات کیا ہوگا؟ اشارہ: پہلی تحویل کے بعد یہ حال $|300\rangle$ میں نہیں ہوگا لہذا اس ترتیب میں ہر بار صرف پہلا قدم حل کر کے متعلقہ عرصہ حیات حاصل ہوگا۔ متعدد آزاد راستوں کی صورت میں تحویلی شرح ایک دوسرے کے ساتھ جمع ہوں گی۔

مزید سوالات برائے باب ۹

سوال ۹.۱۵: متعدد سطحی نظام کے لیے مساوات 9.1 اور مساوات 9.2

$$(9.49) \quad H_0 \psi_n = E_n \psi_n, \langle \psi_n | \psi_m \rangle = \delta_{nm}$$

کو عمومیت دیتے ہوئے تابع وقت نظریہ اضطراب تشکیل دیں۔ لمحہ $t = 0$ پر ہم اس اضطراب $H'(t)$ چالو کرتے ہیں۔ یوں کل ہیملٹنی درج ذیل ہوگا۔

$$(9.80) \quad H = H_0 + H'(t)$$

(الف) مساوات 9.6 کی تعمیری صورت درج ذیل ہوگی۔

$$(9.81) \quad \psi(t) = \sum c_n(t) \psi_n e^{-iE_n t / \hbar}$$

دیکھائیں کہ درج ذیل ہوگا

$$(9.82) \quad c_m = -\frac{i}{\hbar} \sum_n c_n H'_{mn} e^{i(E_m - E_n)t / \hbar}$$

جہاں H'_{mn} درج ذیل ہے

$$(9.83) \quad H'_{mn} \equiv \langle \psi_m | H' | \psi_n \rangle$$

(ب) اگر نظام حال ψ_N میں آغاز کریں تب دیکھائیں کہ رتبہ اول نظریہ اضطراب میں درج ذیل

$$(9.84) \quad c_N(t) \cong 1 - \frac{i}{\hbar} \int_0^t H'_{NN}(t') dt'$$

اور درج ذیل ہوگا

$$(9.85) \quad c_m(t) \cong -\frac{i}{\hbar} \int_0^t H'_{mN}(t') e^{i(E_m - E_N)t' / \hbar} dt' \quad (m \neq N)$$

(ج) فرض کریں لمحہ $t = 0$ پر چالو اور بعد میں لمحہ t پر منتقل کرنے کے علاوہ H' مستقل ہے۔ حال N سے حال M ($M \neq N$) میں تحویل کے احتمال کو t کا تعلق لکھیں۔ جواب:

$$(9.86) \quad 4 \left| H'_{MN} \right|^2 \frac{\sin^2[(E_N - E_M)t / 2\hbar]}{(E_N - E_M)^2}$$

(د) فرض کریں $H' = V \cos(\omega t)$ ہے۔ عمومی مفروضے مندرجہ ذیل کرتے ہوئے دیکھائیں کہ صرف توانائی $E_M = E_N \pm \hbar\omega$ کے حالات میں تحویل ہو سکتی ہے اور انکا احتمال درج ذیل ہے۔

$$(۹.۸۷) \quad P_{N \rightarrow M} = |V_{MN}|^2 \frac{\sin^2[(E_N - E_M \pm \hbar\omega)t/2\hbar]}{(E_N - E_M \pm \hbar\omega)^2}$$

(د) فرض کریں ایک متعدد سطحی نظام پر غیر اتاکا برقیاتی روشنی ڈالی جاتی ہے۔ حصہ 3.2.9 کو دیکھتے ہوئے دیکھائیں کہ دو سطحی نظام کے لیے تحریقی اخراج کی تحویلی شرح وہی کلیہ مساوات 9.47 دے گی۔

سوال ۹.۱۶: عددی سر $c_m(t)$ کو رتبہ اول تک سوال 9.15 (ج) اور (د) کے لیے تلاش کریں۔ معمولی شرط

$$(۹.۸۸) \quad \sum_m |c_m(t)|^2 = 1$$

کی تصدیق کر کے تزاو اگر موجود ہو پر تبصرہ کریں۔ فرض کریں آپ ابتدائی حال ψ_N میں رہنے کا احتمال جاننا چاہتے ہیں۔ کیا $|c_N(t)|^2$ یا $|c_m(t)|^2$ کا استعمال بہتر ثابت ہوگا؟

سوال ۹.۱۷: ایک لامتناہی چکور کنواں N ویں حال میں وقت $t = 0$ پر ایک ذرہ آغاز کرتا ہے۔ وقتی طور پر کنواں کی تہ بلند ہو کر واپس اپنی جگہ نیچے بیٹھتی ہے جس کے تحت کنواں کے اندر مخفیہ یکساں ضرور لیکن تابع وقت ہوگی $V_0(t) = V_0(T) = 0$ جہاں $V_0(0) = V_0(T) = 0$ ہوگا۔

(الف) مساوات 9.82 استعمال کرتے ہوئے $c_m(t)$ کی ٹھیک ٹھیک قیمت دریافت کریں اور دیکھائیں کہ تفاعل موج کی حیثیت سے تبدیلیں ہوگا لیکن تحویل نہیں ہوگی۔ تفاعل $V_0(t)$ کی صورت میں تبدیلی حیثیت، تبدیلی زاویائی دور $\psi(T)$ تلاش کریں۔

(ب) اسی مسئلہ کو رتبہ اول نظریہ اضطراب سے حل کر کے دونوں نتائج کا موازنہ کریں۔

تبصرہ: ہر اس صورت میں جب مخفیہ کے ساتھ اضطراب x میں متقل نا کے t میں جمع کرتا ہو یہی نتیجہ حاصل ہوگا۔ یہ صرف لامتناہی چکور کنواں کی خاصیت نہیں ہے۔ سوال 1.8 کے ساتھ موازنہ کریں۔

سوال ۹.۱۸: ایک بُجدی لامتناہی چکور کنواں کی زمینی حال میں کیست m کا ایک ذرہ ابتدائی طور پر پایا جاتا ہے۔ لمحہ $t = 0$ پر ایک اینٹ اس کنواں میں گرائی جاتی ہے جس سے مخفیہ درج ذیل ہو جاتا ہے جہاں $V_0 < E_1$ ہے۔

$$V(x) = \begin{cases} V_0 & 0 \leq x \leq a/2 \\ 0 & a/2 < x \leq a \\ \infty & \text{دیگر صورت} \end{cases}$$

کچھ وقت T کے بعد اینٹ ہوائی جاتی ہے اور ذرہ کی توانائی ناپی جاتی ہے۔ رتبہ اول نظریہ اضطراب میں نتیجہ E_2 ہونے کا احتمال کیا ہوگا؟

سوال ۹.۱۹: ہم تحرقی احسراج، تحرقی انجزاب اور خود با خود احسراج دیکھ چکے ہیں۔ خود با خود انجزاب کیوں نہیں پایا جاتا ہے؟

سوال ۹.۲۰: مقناطیسی گمک ساکن مقناطیسی میدان $B_0 \hat{k}$ میں $1/2$ چکر کا ایک ذرہ جس کی مسکن مقناطیسی نسبت γ بولار سر تعد $\omega_0 = \gamma B_0$ مشال 4.3 سے استقبالی حرکت کرتا ہے۔ اب ہم ایک کمزور عارضی ریڈیائی تعد میدان $B_{rf} [\cos(\omega t) \hat{i} - \sin(\omega t) \hat{j}]$ چالو کرتے ہیں جس سے کل میدان درج ذیل ہو جاتا ہے۔

$$(۹.۸۹) \quad B = B_{rf} \cos(\omega t) \hat{i} - B_{rf} \sin(\omega t) \hat{j} + B_0 \hat{k}$$

(الف) اس نظام کے لیے $2 \times$ ہیملٹنی متالب مساوات 4.158 تیار کریں۔

$$(ب) \text{ وقت } t \text{ پر } \chi(t) = \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \text{ چکر حال ہونے کی صورت میں درج ذیل دیکھائیں۔}$$

$$(۹.۹۰) \quad \dot{a} = \frac{i}{2} (\Omega e^{i\omega t} b + \omega_0 a) : \quad \dot{b} = \frac{i}{2} (\Omega e^{i\omega t} a - \omega_0 b)$$

جہاں $\Omega \equiv \gamma B_{rf}$ کا تعلق ریڈیائی تعد میدان کی زور کے ساتھ پایا جاتا ہے۔

(ج) ابتدائی قیمتیں a_0 اور b_0 کی صورت میں $a(t)$ اور $b(t)$ کا عمومی حل تلاش کریں۔ جواب:

$$a(t) = \left\{ a_0 \cos(\omega' t/2) + \frac{i}{\omega'} [a_0(\omega_0 - \omega) + b_0 \Omega] \sin(\omega' t/2) \right\} e^{i\omega t/2}$$

$$b(t) = \left\{ b_0 \cos(\omega' t/2) + \frac{i}{\omega'} [b_0(\omega - \omega_0) + a_0 \Omega] \sin(\omega' t/2) \right\} e^{-i\omega t/2}$$

جہاں درج ذیل ہوگا

$$(۹.۹۱) \quad \omega' \equiv \sqrt{(\omega - \omega_0)^2 + \Omega^2}$$

(د) ہواں میدان چکر حال یعنی $b_0 = 0$ ، $a_0 = 1$ سے ایک ذرہ آغاز کرتا ہے۔ مخالف میدان چکر میں تحویل کی احتمال کو بطور وقت کا تعلق عمل تلاش کریں۔

$$P(t) = \{\Omega^2 / [(\omega - \omega_0)^2 + \Omega^2]\} \sin^2(\omega' t/2): \text{ جواب}$$

(و) منحنی گمک

$$(۹.۹۲) \quad P(\omega) = \frac{\Omega^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \Omega^2}$$

کو غیر متغیر ω_0 اور Ω کی صورت میں متحرق تعد ω کی تفاعل کے طور پر ترسیم کریں۔ آپ دیکھیں گے کہ $\omega = \omega_0$ پر اس کی زیادہ قیمت پائی جاتی ہے۔ زیادہ سے زیادہ قیمت کی نصف پوری چوڑائی $\Delta\omega$ تلاش کریں۔

(ھ) چونکہ $\omega_0 = \gamma B_0$ ہے لہذا ہم تجرباتی طور گمگ کا مشاہدہ کر کے ذرہ کی مقناطیسی جفت کتب معیار اثر تعین کر سکتے ہیں۔ ایک مرکزی مقناطیسی گمگ تجربہ میں فونان کا g جزو ضربی ایک ٹیٹلا کے ساکن میدان اور ایک مائکرو ٹیٹلا جیٹ کے ریڈیائی تعدد میدان کی مدد سے ناپا جاتا ہے۔ تعدد گمگ کیا ہوگا؟ پروٹان کی مقناطیسی معیار اثر کے لیے حصہ 6.5 دیکھیں۔ منحنی گمگ کی چوڑائی تلاش کریں۔ اپنا جواب Hz میں دیں۔

سوال ۹.۲۱: میں نے مساوات 9.31 میں فرض کیا تھا کہ جوہر روشنی کی طول موج کے لحاظ سے اتنا چھوٹا ہے کہ میدان کی فضا کی تغیر کو نظر انداز کیا جاسکتا ہے۔ حقیقی برقی میدان درج ذیل ہوگا

$$(9.93) \quad E(r, t) = E_0 \cos(k.r - \omega t)$$

اگر جوہر کا مرکز مبداء پر متعلقہ حجم پر $1 < k.r < r/\lambda < 2\pi/\lambda$ (یعنی $k.r \sim r/\lambda$) کے لحاظ سے $|k|$ ہوگا جس کی بنا ہم اس جزو کو نظر انداز کر سکتے تھے۔ فرض کریں ہم رتبہ اول درستی۔

$$(9.94) \quad E(r, t) = E_0 [\cos(\omega t) + (k.r) \sin(\omega t)]$$

استعمال کریں۔ اس کا پہلا جزو وہ احبازاتی برقی جفت کتب تھیلات پیدا کرتا ہے جن پر مستن میں بات کی چسکی ہے۔ دوسرا جزو وہ تھیلات پیدا کرتا ہے جنہیں ممنوعہ مقناطیسی جفت کتب اور برقی چو کتب تھویل کہتے ہیں $k.r$ کی اس سے زیادہ بڑی طاقتیں مزید زیادہ ممنوعہ تھیلات پیدا کرتی ہے جو زیادہ بلند متعدد کتب معیار اثر کے ساتھ وابستہ ہوں گے۔

(الف) ممنوعہ تھیلات کی خود باخود احضراجی شرح حاصل کریں اس کی تکمیل اور حرکت کے رخ پر اوسط قیمت تلاش کرنے کی ضرورت نہیں ہے اگرچہ مکمل جواب کے لیے ایسا کرنا ضروری ہوگا۔ جواب:

$$(9.95) \quad R_{b \rightarrow a} = \frac{q^2 \omega^5}{\pi \epsilon_0 \hbar c^5} |\langle a | (\hat{n}.r) (\hat{k}.r) | b \rangle|^2$$

(ب) دیکھائیں کہ ایک بُدی مترعش کے لیے ممنوعہ تھیلات سطح n سے سطح $n-1$ میں ہونگی اور تھویل شرح جس کی اوسط قیمت \hat{n} اور \hat{k} پر حاصل کی گئی ہو درج ذیل ہوگا۔

$$(9.96) \quad R = \frac{\hbar q^2 \omega^3 n(n-1)}{15 \pi \epsilon_0 m^2 c^5}$$

تبصرہ: یہاں ω سے مراد فونان کا تعدد ہے تاکہ مترعش کا تعدد احبازاتی شرح کے لحاظ سے ممنوعہ شرح کا ضبط تلاش کریں۔ ان اصطلاح پر تبصرہ کریں۔

(ج) دیکھائیں کہ ہائڈروجن میں ممنوعہ تھویل بھی $1S \rightarrow 2S$ کی احبازات نہیں دیتا۔ درحقیقت یہ تمام بلند متعدد کتب کے لیے بھی درست ہوگا غالب تنزل دو فونان احضراج کی بنا ہوگا جس کا عرصہ حیات تقریباً ایک سیکنڈ کا سوال حصہ ہوگا۔

سوال ۹.۲۲: دیکھائیں کہ l, l' سے n, n' میں تھویل کے لیے ہائڈروجن کا خود باخود احضراجی شرح مساوات 9.56 درج ذیل ہوگا۔

$$(9.97) \quad \frac{e^2 \omega^3 I^2}{3 \pi \epsilon_0 \hbar c^3} \times \begin{cases} \frac{l+1}{2l+1}, & l' = l+1 \text{ جب} \\ \frac{l}{2l-1}, & l' = l-1 \text{ جب} \end{cases}$$

جہاں I درج ذیل ہے۔

$$(9.98) \quad I \equiv \int_0^\infty r^3 R_{nl}(r) R_{n'l'}(r) dr$$

جوہر m کی کسی مخصوص قیمت سے آغاز کر کے انجیائی قواعد $m-1$ یا $m, m+1$ کے تحت m' حالات میں سے کسی ایک میں پہنچتا ہے۔ دیہان رہے کہ جواب m پر منحصر نہیں ہے۔ اشارہ: پہلے $l' = l + 1$ صورت کے لیے $|nlm\rangle$ اور $|n'l'm'\rangle$ کے بیچ x, y اور z کے تمام غیر ضرورت الی ارکان معلوم کریں۔ ان سے درج ذیل مقدار تعین کریں

$$|\langle n', l+1, m+1 | r | nlm \rangle|^2 + |\langle n', l+1, m | r | nlm \rangle|^2 + |\langle n', l+1, m-1 | r | nlm \rangle|^2$$

یہی کچھ $l' = l - 1$ کے لیے بھی کریں۔

باب ۱۰

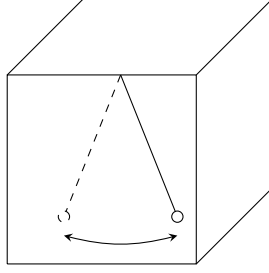
حرارت ناگزرتخمین

۱۰.۱ مسئلہ حرارت ناگزرت

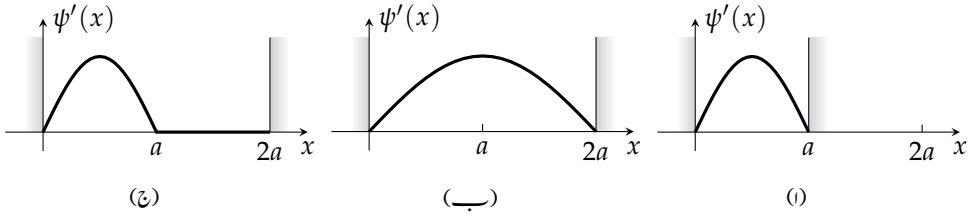
۱۰.۱.۱ حرارت ناگزرت عمل

فرض کریں ایک کامل رفاص انتفاپا سبب میں بغیر کسی رگڑ یا هواپی مسزاحت کے آگے پیچھے ارتعاش کرتا ہے اگر آپ اس رفاص کو جبکے سے بلانیں تو یہ انفراتفسری کے ساتھ دائروی صورت میں حرکت کرنے لگے گا لیکن اگر آپ بغیر جھکے کے رفاص کو آہستہ آہستہ ایک مقام سے دوسری مقام منتقل کریں (شکل ۱۰.۱) تب رفاص اسی سطح یا اس کے متوازی سطح میں شائستگی اور روانی سے اسی جبط کے ساتھ جلمولتار ہے گا بیرونی حالات کی بہت آہستہ آہستہ تبدیلی ہی حرارت نہ گزرت عمل کی پہچان ہے دھیان رہے کہ یہاں دو مختلف امتیازی وقتوں کی بات کی جاتا ہی ہے نظام کی حرکت جو یہاں رفاص کی ارتعاش کا دوری عرصہ ہوگا کو ظاہر کرنے والا اندرونی وقت T_i اور نظام میں نمایاں تبدیلی مثلاً لرزتے ہوئے چبوتر اپر نصب رفاص کی صورت میں چبوترے کی لرزش کا دوری عرصہ کو ظاہر کرنے والا بیرونی وقت T_e حرارت ناگزرت عمل میں $T_e \gg T_i$ ہوگا۔

حرارت نہ گزرت عمل کے تجزیہ کا بنیادی حکمت عملی یہ ہوگا کہ پہلے بیرونی عوامل مقدار معلوم کو غیر متغیر رکھتے ہوئے مسئلہ حل کیا جاتا ہے اور حساب کے بالکل آخر میں انہیں بہت آہستہ آہستہ وقت کے ساتھ تبدیل ہونے کی اجازت دی جاتی ہے مثال کے طور پر مقررہ لمبائی L کی رفاص کا کلاسیکی دوری عرصہ $2\pi\sqrt{L/g}$ ہوگا اب اگر لمبائی آہستہ آہستہ تبدیل ہو تب دوری عرصہ بظاہر $2\pi\sqrt{L(t)/g}$ ہوگا حصہ 3.7 میں ہائیڈروجن سالہ پر تبصرہ کے دوران ایک زیادہ باریک بین مثال پیش کی گئی ہم نے آغاز میں مرکزہ کو ساکن تصور کرتے ہوئے ان کے بیچ فاصلہ R کی صورت میں الیکٹرون کی حرکت کے لئے حل کیا نظام کی زمینی حال توانائی کو R کے تقاعسل کی صورت میں دریافت کرنے کے بعد ہم نے توازی فاصلہ معلوم کر کے ترسیم کی ان حناے مرکزہ کی لرزش کا تعدد حاصل کیا سوال 10.7 طبیعت سالہ میں اس ترکیب کو جس میں ساکن مرکزہ سے آغاز کرتے ہوئے الیکٹرونی تقاعسلات موج کا حساب کر کے ان سے نسبتا



شکل ۱۰.۱: حرارت ناگزیر حرکت: اگر ڈبل کو نہایت آہستہ ایک جگہ سے دوسری جگہ منتقل کیا جائے تب رمتاس اسی حیث کے ساتھ ابتدائی سطح کے متوازی سطح میں جھولتا ہے۔



شکل ۱۰.۲: (۱) لامتناہی چکور کنواں کے زمینی حال سے ایک ذرہ ابتدا کرتا ہے، (ب) اگر دیوار نہایت آہستہ حرکت کرے تب ذرہ اسی حال میں رہتا ہے، (ج) اگر دیوار تیزی سے حرکت کرے تب ذرہ لحاقی طور پر ابتدائی حال میں رہتا ہے۔

رفتار مرکزہ کی معلومات اور حرکت کے بارے میں معلومات حاصل کرنے کو بارن واپن ہائمر تخمین کہتے ہیں حرارت نہ گزر تخمین کے بنیادی تصور کو ایک مسئلہ کے روپ میں پیش کیا جاسکتا ہے فرض کریں ہیملٹنی ابتدائی روپ H^i سے بہت آہستہ آہستہ تبدیل ہو کر کسی اختتامی روپ H^f تک پہنچتا ہے مسئلہ حرارت نہ گزر کہتا ہے کہ اگر ذرا ابتدائی طور پر H^i کے n وی امتیازی حال میں پایا جاتا ہوں تب یہ زیر مساوات شروع ونگر H^f کی n وی امتیازی حال میں منتقل ہوگا میں یہاں فرض کرتا ہوں کہ H^i سے H^f تک تحویل کے دوران طیف غیر مسلسل اور غیر انخطاطی ہے جو حالات کی ترتیب کوئی شبہ نہیں پایا جائے گا امتیازی تفاعلات پر نظر رکھنے کی کوئی ترکیب وضع کرنے سے ان شرائط کو نرم بنایا جاسکتا ہے لیکن میں یہاں ایسا نہیں کروں گا۔

مشال کے طور پر ہم لامتناہی چکور کنواں میں ایک ذرا کو زمینی حال میں تیار کرتے ہیں (شکل ۱۰.۲-۱)۔

$$(۱۰.۱) \quad \psi^i(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)$$

اب دائیں دیوار کو بہت آہستہ آہستہ تمام $2a$ پر منتقل کیا جاتا ہے مسئلہ حرارت نہ گزر کے تحت ماسوائے

حبز و ضربی بیت کے یہ ذرہ تو سبج شدہ کنواں کے زمینی حال میں منتقل ہوگا (شکل ۱۰.۲-ب)۔

$$(10.2) \quad \psi^f(x) = \sqrt{\frac{1}{a}} \sin\left(\frac{\pi}{2a}x\right)$$

دھیان رہے کے نظریہ اضطراب کی طرح ہم ہیملٹنی میں ایک چھوٹی تبدیلی کی بات نہیں کر رہے ہیں یہاں تبدیلی بہت بڑی ہے فقط اتنا ضروری ہے کہ تبدیلی بہت آہستہ آہستہ رونما ہو یہاں توانائی کی بقا نہیں ہوگی جو بھی دیوار کو حرکت دے رہا ہے نظام سے توانائی حاصل کرے گا جیسا کہ گاڑی کی انجن کے شلنڈر میں آہستہ آہستہ پھیلتا ہوا گیس بوکا کو توانائی فراہم کرتا ہے اس کے برعکس کنواں کی اچانک وسط کی صورت میں حال $\psi^i(x)$ ہی رہتا ہے (شکل ۱۰.۲-ج) جو نئے ہیملٹنی کے امتیازی حالات کا ایک پیچیدہ خطی جوڑ ہوگا سوال 38.2 یہاں توانائی کی بقا ہوگی کم از کم اس کی توقعاتی قیمت کی ضرور ہوگی جیسا اچانک رکاوٹ ہٹانے سے خلا میں گیس کی آزادانہ پھیلاؤ سے کوئی کام نہیں ہوتا۔

سوال ۱۰.۱: ایک لامتناہی چکور کنواں جس کی دائیں دیوار ایک مستقل سمتی رفتار v سے حرکت کرتے ہوئے کنواں کو وسیع بناتا ہے کو بالکل ٹھیک ٹھیک حل کرنا ممکن ہے اس کے حلوں کا مکمل سلسلہ درج ذیل ہوگا

$$(10.3) \quad \Phi_n(x, t) \cong \sqrt{\frac{2}{\omega}} \sin\left(\frac{n\pi}{\omega}x\right) e^{i(mvx^2 - 2E_n^i at) / \hbar \omega}$$

جہاں $w(t) \equiv a + vt$ کنواں کی لمبائی چوڑائی اور چوڑائی a کے اصل کنواں کی n ویں اجبازتی توانائی $E_n^i \equiv n^2 \pi^2 \hbar^2 / 2ma^2$ ہے عمومی حل Φ کا ایک خطی جوڑ:

$$(10.4) \quad \Psi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \Phi_n(x, t)$$

ہوگا جہاں عددی سر c_n وقت t کے تابع نہیں ہوں گے

ا. دیکھیں آیا تابع وقت شرودنگر مساوات بمع مناسب سرحدی شرائط کو مساوات 3.10 مطمئن کرتی ہے

ب. فرض کریں اصل کنواں کی زمینی حال میں ایک ذرہ آغاز ($t = 0$) کرتا ہے

$$\Psi(x, 0) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)$$

دکھائیں کہ پھیلاؤ کے عددی سروں کو درج ذیل روپ میں لکھا جاسکتا ہے

$$(10.5) \quad c_n = \frac{2}{\pi} \sum_0^{\pi} e^{-iaz^2} \sin(nz) \sin(z) dz$$

جہاں $\alpha \equiv mva / 2\pi^2 \hbar$ کنواں کی پھیلنے کی رفتار کی ایک بے بودی پیمانہ ہے بد قسمتی سے اس شکل کی قیمت کو بنیادی تقاضات کی صورت میں حاصل نہیں کیا جاسکتا ہے

ج. فرض کریں ہم کنواں کو ابتدائی چوڑائی کے دگنٹ چوڑائی تک پھیلنے دیتے ہیں یوں بیرونی وقت $2a$ ہوگا $w(T_e) =$ ابتدائی زمینی حال کے تابع وقت قوت نمائی حبز و ضربی کا دورانیہ اندرونی وقت ہوگا وقت T_e اور T_i تعین کر کے دیکھائے کہ حرکت نہ گزر صورت حال سے مراد $1 \ll \alpha$ ہوگا جس کے تحت مکمل کے دائرہ کار پر $1 \cong e^{-i\alpha z^2}$ ہوگا اس کو استعمال کرتے ہوئے پھیلاؤ کے عددی سر c_n تعین کریں حال $\Psi(x, t)$ تیار کر کے تصدیق کریں کہ یہ مسئلہ حرارت نہ گزر کے مطابق ہے

د. دکھائیں گے $\Psi(x, t)$ میں حبز و ضربیت کو درج ذیل روپ میں لکھا جاسکتا ہے

$$(10.6) \quad \theta(t) = -\frac{1}{\hbar} \int_0^1 E_1(t') dt'$$

جہاں لمحہ t پر لحاتی امتیازی قدر $E_n(t) \equiv n^2 \pi^2 \hbar^2 / 2m\omega^2$ ہوگا اس نتیجہ پر تبصرہ کریں

۱۰.۱.۲ مسئلہ حرارت نہ گزر کا ثبوت

مسئلہ حرارت نہ گزر بظاہر معقول نظر آتا ہے اور اسے باآسانی بیان کیا جاسکتا ہے تاہم اس کو ثابت کرنا اتنا آسان نہیں ہے غیر متابع وقت ہیمیلٹنی کی صورت میں ایک ذرہ جو n وی امتیازی حال ψ_n میں آغاز کریں

$$(10.7) \quad H\psi_n = E_n\psi_n$$

وہ ڈوری حبز و ضربی اپنانے کے علاوہ اسی n وی امتیازی حال میں رہتا ہے

$$(10.8) \quad \Psi_n(t) = \psi_n e^{-iE_n t / \hbar}$$

اگر ہیمیلٹنی وقت کے ساتھ تبدیل ہوتا ہوں تب امتیازی تفاعلات اور امتیازی اتداری بھی تابع وقت ہوں گے

$$(10.9) \quad H(t)\psi_n(t) = E_n(t)\psi_n(t)$$

لیکن اب بھی کسی ایک مخصوص لمحہ پر یہ معیار عمودی سلسلہ

$$(10.10) \quad \langle \psi_n(t) | \psi_m(t) \rangle \delta_{nm}$$

تین گے جو مکمل ہے لہذا تابع وقت شر و ڈنگر مساوات

$$(10.11) \quad i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t) = H(t)\Psi(t)$$

کے عمومی حل کو ان کا خطی مجموعہ

$$(10.12) \quad \Psi(t) = \sum_n c_n(t) \psi_n(t) e^{i\theta_n(t)}$$

لکھا جاسکتا ہے جہاں

$$(۱۰.۱۳) \quad \theta_n(t) \approx -\frac{1}{\hbar} \int_0^1 E_n(t') dt'$$

وقت کے ساتھ تبدیل ہوتے ہوئے E_n کی صورت میں معیاری دوری جزو ضربی کو عموماً دیتا ہے جس میں اس کو ہمیشہ کی طرح عددی سر $c_n(t)$ میں عزم کر سکتا ہے لیکن غیر تابع وقت ہیمیلٹنی کی صورت میں بھی یہ پایا جاتا ہے کہ طبیعت وقت کے اس حصہ کو سر یہی لکھن موزوں ہوگا مساوات 12.10 کو مساوات 11.10 میں پر کرنے سے درج ذیل حاصل ہوگا

$$(۱۰.۱۴) \quad i\hbar \sum_n [\dot{c}_n \psi_n + c_n \dot{\psi}_n + i c_n \psi_n \theta_n] e^{i\theta_n} = \sum_n c_n (H \psi_n) e^{i\theta_n}$$

جہاں وقت کے لحاظ سے تفرق کو نکتہ سے ظاہر کیا گیا ہے مساوات 9.10 اور 13.10 کی بنا آخری دو اجزاء کٹ جاتے ہیں لہذا درج ذیل باقی رہتا ہے

$$(۱۰.۱۵) \quad \sum_n \dot{c}_n \psi_n e^{i\theta_n} = - \sum_n c_n \dot{\psi}_n e^{i\theta_n}$$

اس کا ψ_m کے ساتھ اندرونی ضرب لے کر لحقی امتیازی تفاعلات کی معیار ہمودیت مساوات 10.10 بروئے کار لاتے ہوئے

$$\sum_n \dot{c}_n \delta_{mn} e^{i\theta_n} = - \sum_n c_n \langle \psi_m | \dot{\psi}_n \rangle e^{i\theta_n}$$

یاد درج ذیل ہوگا

$$(۱۰.۱۶) \quad \dot{c}_m(t) = - \sum_n c_n \langle \dot{\psi}_m | \psi_n \rangle e^{\theta_n - \theta_m}$$

اب مساوات 9.10 کا وقت کے ساتھ تفرق لیتے ہیں

$$\dot{H} \psi_n + H \dot{\psi}_n = \dot{E}_n \psi_n + E_n \dot{\psi}_n$$

اور یہاں بھی ψ_m کے ساتھ اندرونی ضرب لے کر درج ذیل ہوگا

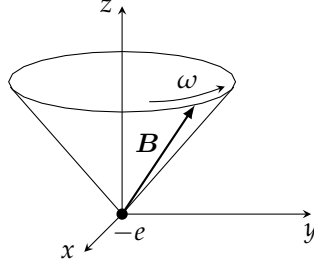
$$(۱۰.۱۷) \quad \langle \psi_m | \dot{H} | \psi_n \rangle + \langle \psi_m | H | \dot{\psi}_n \rangle = \dot{E}_n \delta_{mn} + E_n \langle \psi_m | \dot{\psi}_n \rangle$$

ہم H کے ہر مشی ہونے سے فائدہ اٹھاتے ہوئے $\langle \psi_m | H | \dot{\psi}_n \rangle = E_m \langle \psi_m | \dot{\psi}_n \rangle$ لکھتے ہیں $n \neq m$ کی صورت میں درج ذیل ہوگا

$$(۱۰.۱۸) \quad \langle \psi_m | \dot{H} | \psi_n \rangle = (E_n - E_m) \langle \psi_m | \dot{\psi}_n \rangle$$

یہ جانتے ہوئے کہ توانائیاں غیر انحطاطی ہے مساوات 18.10 کو مساوات 16.10 میں پر کر کے درج ذیل اخذ ہوگا

$$(۱۰.۱۹) \quad \dot{c}_m(t) = -c_m \langle \psi_m | \dot{\psi}_m \rangle - \sum_{n \neq m} c_n \frac{\langle \psi_m | \dot{H} | \psi_n \rangle}{E_n - E_m} e^{(-i/\hbar) \int_0^1 [E_n(t') - E_m(t')] dt'}$$



شکل ۱۰.۳: مقناطیسی میدان زاویائی سمتی رفتار ω سے مخروطی راہ چھاڑتا ہے (مساوات 10.24)۔

یہ بالکل ٹھیک نتیجہ ہے اب حرارت ناگزرتخمین کی باری آتی ہے فرض کریں \dot{H} نہایت چھوٹا ہے تب دو سراجبزو نظر انداز کرتے ہوئے

$$(10.20) \quad \dot{c}_m(t) = -c_m \langle \psi_m | \psi_m \rangle$$

ہوگا جس کا حل

$$(10.21) \quad c_m(t) = c_m(0) e^{i\gamma_m(t)}$$

ہے جہاں درج ذیل ہوگا

$$(10.22) \quad \gamma_m(t) \equiv i \int_0^t \langle \psi_m(t') | \frac{\partial}{\partial t'} \psi_m(t') \rangle dt'$$

بالخصوص اگر ذرا n وی امتیازی حال یعنی $m \neq n$ کیلئے $c_n(0) = 1$ اور $c_m(0) = 0$ ہوئے آغاز کرتے تب مساوات 12.10

$$(10.23) \quad \Psi_n(t) = e^{i\theta_n(t)} e^{i\gamma_n(t)} \psi_n(t)$$

ہوگا لہذا کئی یقینی جبز و ضربیاں حاصل کرنے کے علاوہ یہ ذرا اعجاب کی ہیملٹنی کی n وی امتیازی حال میں ہی رہے گا

مثال ۱۰.۱: فرض کریں ایک مقناطیسی میدان میں نکتہ پر کیت m اور بار $-e$ کا ایک الیکٹرون ساکن پایا جاتا ہے اس مقناطیسی میدان کی مقدار B_0 ایک مستقل ہے جبکہ اس کا رخ z محور کے گرد ایک مستقل زاویائی سمتی رفتار ω سے ایک مخروطی سطح پر رہتے ہوئے گھومتا ہے z کے ساتھ مخروط کا اندرونی زاویہ α ہے (شکل ۱۰.۳)۔

$$(10.24) \quad B(t) = B_0 [\sin(\alpha) \cos(\omega t) \hat{i} + \sin(\alpha) \sin(\omega t) \hat{j} + \cos \alpha \hat{k}]$$

اس کا ہیملٹنی مساوات 158.4 درج ذیل ہوگا

$$(10.25) \quad \begin{aligned} H(t) &= \frac{e}{m} \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} = \frac{e\hbar\beta_0}{2m} [\sin \alpha \cos(\omega t) \sigma_x + \sin \alpha \sin(\omega t) \sigma_y + \cos \alpha \sigma_z] \\ &= \frac{\hbar\omega_1}{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & e^{-i\omega t} \sin \alpha \\ e^{i\omega t} \sin \alpha & -\cos \alpha \end{pmatrix} \end{aligned}$$

جہاں ω_0 درج ذیل ہیں

$$(10.26) \quad \omega_1 \equiv \frac{e\beta_0}{m}$$

ہیملٹنی $H(t)$ کے معمول شدہ امتیازی چپکر χ_+ اور χ_- درج ذیل ہیں۔

$$(10.27) \quad \chi_+(t) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2) \\ e^{i\omega t} \sin(\alpha/2) \end{pmatrix}$$

$$(10.28) \quad \chi_-(t) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega t} \sin(\alpha/2) \\ -\cos(\alpha/2) \end{pmatrix}$$

جو $B(t)$ کے لمباتی رخ کے ساتھ ہماچکر اور خلاف چپکر کو نمائندہ کرتے ہیں سوال 30.4 دیکھیں ان کے مطابقتی امتیازی افتدار درج ذیل ہونگے

$$(10.29) \quad E_{\pm} = \pm \frac{\hbar\omega_1}{2}$$

فرض کریں $B(0)$ کے ہمراہ الیکٹران حید میدان صورت سے آغاز کرتا ہے

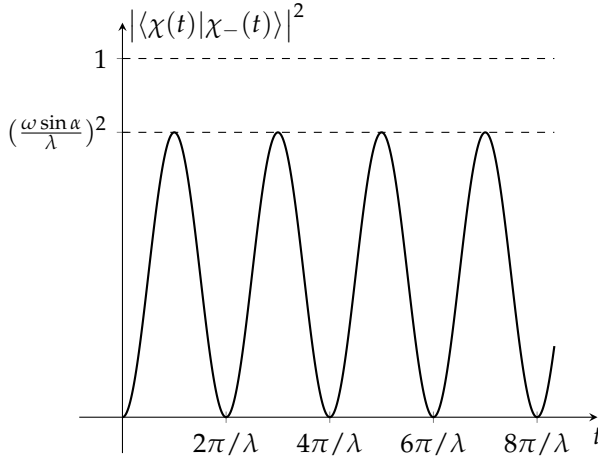
$$(10.30) \quad \chi(0) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2) \\ \sin(\alpha/2) \end{pmatrix}$$

تابع وقت شرودنگر مساوات کا بالکل ٹھیک حل درج ذیل ہوگا سوال 2.10

$$(10.31) \quad \chi(t) = \begin{pmatrix} [\cos(\lambda t/2) - i \frac{(\omega_1 - \omega)}{\lambda} \sin(\lambda t/2)] \cos(\alpha/2) e^{-i\omega t/2} \\ [\cos(\lambda t/2) - i \frac{(\omega_1 + \omega)}{\lambda} \sin(\lambda t/2)] \cos(\alpha/2) e^{+i\omega t/2} \end{pmatrix}$$

جہاں λ درج ذیل

$$(10.32) \quad \lambda \equiv \sqrt{\omega^2 + \omega_1^2 - 2\omega\omega_1 \cos \alpha}$$



شکل ۱۰.۴: غیر حرارت ناگزرتنمین صورت ($\omega \gg \omega_1$) میں تحویلی احتمال (مساوات ۱۰.۱۰)۔

جسے χ_+ اور χ_- کا خطی مجموعہ لکھا جاسکتا ہے

$$(۱۰.۳۳) \quad \chi(t) = \left[\cos\left(\frac{\lambda t}{2}\right) - i \frac{(\omega_1 - \omega \cos \alpha)}{\lambda} \sin\left(\frac{\lambda t}{2}\right) \right] e^{-i\omega t/2} \chi_+(t) \\ + i \left[\frac{\omega}{\lambda} \sin \alpha \sin\left(\frac{\lambda t}{2}\right) \right] e^{+i\omega t/2} \chi_-(t)$$

ظاہر ہے کہ B کے موجودہ رخ کے لحاظ سے خلاف میدان کو تحویل کا ٹھیک ٹھیک احتمال درج ذیل ہوگا

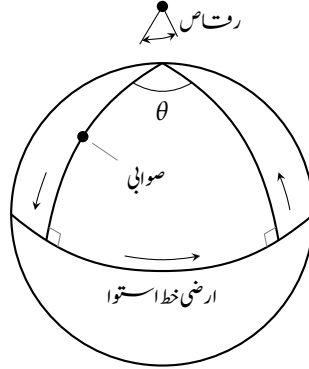
$$(۱۰.۳۴) \quad |\langle \chi(t) | \chi_-(t) \rangle|^2 = \left[\frac{\omega}{\lambda} \sin \alpha \sin\left(\frac{\lambda t}{2}\right) \right]^2$$

مسئلہ حرارت ناگزرتنمین کہ $T_e \gg T_i$ کی تحدیدی صورت میں تحویلی احتمال عنصر کو پہنچے گا جہاں ہیملٹنی میں تبدیلی کو درکار امتیازی وقت T_e ہے جو موجودہ صورت میں $1/\omega$ ہوگا اور تقابل موج میں تبدیلی کے لیے درکار امتیازی وقت T_i ہوگا جو موجودہ صورت میں $1/(\omega_1) = \hbar/(E_+ - E_-)$ ہوگا جو حرارت ناگزرتنمین سے مراد $\omega \ll \omega_1$ ہوگا غیر مضطرب تقابلات موج کے دور کے لحاظ سے میدان آہستہ گھومتا ہے حرارت ناگزرتنمین صورت $\lambda \cong \omega_1$ میں درج ذیل ہوگا۔

$$(۱۰.۳۵) \quad |\langle \chi(t) | \chi_-(t) \rangle|^2 \cong \left[\frac{\omega}{\omega_1} \sin \alpha \sin\left(\frac{\lambda t}{2}\right) \right]^2 \rightarrow 0$$

جیسا ہم پہلے ذکر کر چکے ہیں، طبعی میدان الیکٹران کو ہاتھ سے پکڑ کر یوگھاتا ہے کے الیکٹران کا چکر ہر لمحہ پر B کہ رخ ہو اس کے برعکس $\omega \gg \omega_1$ کی صورت میں $\lambda \cong \omega$ ہوگا اور نظام ہم میدان اور خلاف میدان صورتوں کے بیچ پکیاں کھائے گا (شکل ۱۰.۴)۔

□



شکل ۱۰.۵: سطح زمین پر روتاص کی حرارت ناگزیر منتقلی۔

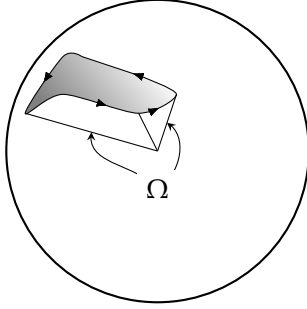
سوال ۱۰.۲: تصدیق کیجئے گا کہ مساوات 25.10 کی ہیملٹنی کیلئے مساوات 31.10 تابع وقت شرودنگر مساوات کو مطمئن کرتی ہے ساتھ ہی مساوات 33.10 کی تصدیق کریں اور دکھائیں کہ عددی سروں کے سرٹوں کا مجموعہ ایک ہوگا جو معمول زنی کی شرط ہے

۱۰.۲ ہیئت بیری

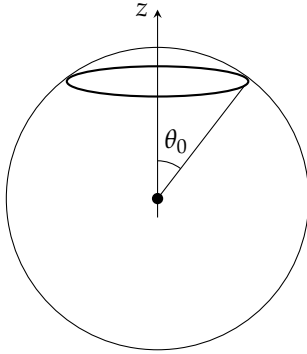
۱۰.۲.۱ گرگنی عمل

آئے حصہ 1.1.10 میں متعلم کامل ہے رگڑھ لیکن جس کے چپوٹرا کو ایک مفتام سے دوسری مفتام منتقل کیا جاتا ہوں پر دوبارہ نظر ڈالتے ہیں جسے استعمال کرتے ہوئے حرارت نہ گزر عمل کا تصور اخذ کیا گیا میں نے دھاوا کیا تھا کہ جب تک چپوٹرا کی حرکت اتنی روتاص کے دوری عرصہ کے لحاظ سے اتنی آہستہ ہو کے روتاص کی نمایاں حرکت کے دوران روتاص بہت ساری ارتعاش کرتا ہوں یہ اسی مستوی میں یا اس کے متوازی مستوی میں اسی حیطہ اور اسی تعداد کے ساتھ جھومتا رہے گا۔

لیکن اگر میں اس کامل روتاص کو شمالی قطب پر لے جا کر مثلاً صوبانی شہر کے رخ جھولا دوں (شکل ۱۰.۵) فی الحال تصور کریں کہ دنیا گھوم نہیں رہی ہے میں اس کو بہت آہستہ آہستہ یعنی حرارت نہ گزر طریقہ سے صوبانی سے گزرتے خط طول بلند پر چلتے ہوئے عرضی خط استوا تک پہنچتا ہوں یہاں پہنچ کر یہ شمال و جنوب جھولے گا میں اس کو عرضی خط استوا پر کچھ فاصلہ دور تک لے جاتا ہوں روتاص ابھی بھی شمال و جنوب جھولتا ہے آخر میں میں اس نئی خط طول بلند پر چلتے ہوئے چپوٹرا کو شمالی قطب منتقل کرتا ہوں آپ دیکھ سکتے ہیں کہ روتاص اسی مستوی میں اب نہیں جھولے گا جہاں سے اس نے آغاز کیا یقیناً نئی مستوی اور پرانے مستوی کے بیچ زاویہ Θ پایا جاتا ہے جہاں جنوب کی طرف چلتے ہوئے اور شمال کی طرف چلتے ہوئے دو خط طول بلند کے بیچ زاویہ Θ ہے ہم دیکھتے ہیں کہ جس راہ پر میں چپوٹرا اٹھا کر چلتا رہا وہ راہ زمین کے مرکز پر ٹھوس زاویہ Ω بناتی ہے یہ راہ شمالی نصف کرہ کا $2\pi/\Theta$ حصہ گھیرتی ہے لہذا اس کا رقبہ $\Theta R^2 = (1/2)(\Theta/2\pi)4\pi R^2 = \Theta R^2$ ہوگا



شکل ۱۰.۶: کرہ پر اختیاری راہ، ٹھوس زاویہ Ω بناتا ہے۔



شکل ۱۰.۷: ایک دن کے دوران، فوقورتص کی راہ۔

جہاں R زمین کا رداس ہے یوں درج ذیل ہوگا۔

$$\Theta = A/R^2 \equiv \Omega \quad (10.36)$$

جو اس نتیجہ کو نہایت عمدگی کے ساتھ پیش کرتا ہے اور جو راہ کی شکل و صورت پر منحصر نہیں ہے (شکل ۱۰.۶)۔
کرہ کی سطح پر ایک بند راہ پر چلتے ہوئے حرارت نہ گزرتمین کی ایک مثال فوکلٹ رفتص ہے جہاں چپو ترا کو
اٹھ کر چلنے کی بجائے زمین کے گھومنے کو یہ کام سونپا جاتا ہے خط عرض بلد θ_0 درج ذیل ٹھوس زاویہ بناتا ہے
(شکل ۱۰.۷)۔

$$\Omega = \int \sin \theta \, d\theta \, d\phi = 2\pi(-\cos \theta)_0^{\theta_0} = 2\pi(1 - \cos \theta_0) \quad (10.37)$$

زمین کے لحاظ سے جو اس دوران 2π زاویہ گھوم چکا ہو گا فوکلٹ رفتص کی روزانہ استقبالی حرکت $2\pi \cos \theta_0$
ہوگی اس نتیجہ کو عموماً گھومتی حوالہ چوکھٹ پر کو یولس کو تو کی اثر سے حاصل کیا جاتا ہے لیکن یہاں یہ

حالت جو مشرے مفہوم پیش کرتا ہے ایسا نظام جو بند راہ پر چل کے واپس ابتدائی نکتہ پہنچ کر اپنی ابتدائی حال میں نہیں لوٹتا غیر ہماقواند نظام کہلاتا ہے یہاں ضروری نہیں کہ راہ پر چلنے سے مراد حرکت دینا ہو اس سے مراد صرف اتنا ہے کہ نظام کی مقدار معلوم قیمتوں کو یوں تبدیل کیا جاتا ہے کہ آخر کار ان کی قیمتیں وہی ہوں جو ابتدا میں تھی غیر ہماقواند نظام ہر جگہ پائے جاتے ہیں ایک لحاظ سے ہر چکر دار انجن غیر ہماقواند اعلیٰ ہے ہر ایک پیرا کے اختتام تک گاڑی آگے حرکت کر چکی ہوگی یا کوئی وزن اٹھایا گیا ہوگا وغیرہ وغیرہ اگلے حصہ میں میں غیر ہماقواند اعمالوں کی کوانٹم میکانیات پر غور کروں گا ہم نے دیکھنا ہوگا کہ ہیملٹنی کے مقدار معلوم مقداروں کو کسی بند راہ پر حرارت سنہ گزر پیرا دینے سے اختتامی حال کس طرح ابتدائی حال سے مختلف ہوگا

۱۰.۲.۲ ہندی ہیٹ

میں نے حصہ 2.1.10 میں دکھایا کہ ایک ذرا جو $H(0)$ کے n وی امتیازی حال سے آغاز کرتا ہو حرارت نہ گزر حالات میں تابع وقت ہتی جزو ضربی کے علاوہ $H(t)$ کی n وی امتیازی حال میں ہوگا بالخصوص اس کا تعلق موج مساوات 23.10 درج ذیل ہوگا

$$\Psi_n(t) = e^{i[\theta_n(t) + \gamma_n(t)]} \psi_n(t) \quad (10.38)$$

جہاں

$$\theta_n(t) \equiv -\frac{1}{\hbar} \int_0^t E_n(t') dt' \quad (10.39)$$

حرکتی ہیٹ ہے جو تابع وقت تفاعل E_n کی صورت کے لیے جزو ضربی $e^{(-iE_n t/\hbar)}$ کو عموماً دیتا ہے اور درج ذیل ہندی ہیٹ کہلاتا ہے

$$\gamma_n(t) \equiv \int_0^t \langle \psi_n(t') | \frac{\partial}{\partial t'} \psi_n(t') \rangle dt' \quad (10.40)$$

چونکہ اب ہیملٹنی میں کوئی ایسا مقدار معلوم $R(t)$ پایا جاتا ہے جو وقت کے ساتھ تبدیل ہوتا ہے لہذا $\psi_n(t)$ وقت t کا تابع ہوگا سوال 1.10 میں پھیلے ہوئے چکر کواں کی چوڑائی $R(t)$ ہوگی یوں درج ذیل ہوگا

$$\frac{\partial \psi_n}{\partial t} = \frac{\partial \psi_n}{\partial R} \frac{dR}{dt} \quad (10.41)$$

لہذا درج ذیل ہوگا

$$\gamma_n(t) = i \int_0^t \langle \psi_n | \frac{\partial \psi_n}{\partial R} \rangle \frac{dR}{dt'} dt' = i \int_{R_i}^{R_f} \langle \psi_n | \frac{\partial \psi_n}{\partial R} dR \quad (10.42)$$

جہاں R_i اور R_f مقدار معلوم R_t کے بالترتیب ابتدائی اور اختتامی قیمتیں ہوں گی بالخصوص اگر کچھ دیر T بعد ہیملٹنی واپس اپنی ابتدائی روپ اختیار کرے تب $R_f = R_i$ لہذا $\gamma_n(T) = 0$ ہوگا جو زیادہ دلچسپ صورت حال نہیں ہے

میں نے مساوات 41.10 میں فرض کیا کہ ہیمیلٹنی میں صرف ایک مقدار معلوم ایسا ہے جو تبدیل ہوتا ہو فرض کریں N عدد مقدار معلوم $R_1(t), R_2(t), \dots, R_N(t)$ تبدیل ہوتے ہوں تب درج ذیل ہوگا

$$(10.43) \quad \frac{\partial \psi_n}{\partial t} = \frac{\partial \psi_n}{\partial R_1} \frac{dR_1}{dt} + \frac{\partial \psi_n}{\partial R_2} \frac{dR_2}{dt} + \dots + \frac{\partial \psi_n}{\partial R_N} \frac{dR_N}{dt} = (\nabla_R \psi_n) \cdot \frac{d\mathbf{R}}{dt}$$

جہاں $\mathbf{R} \equiv (R_1, R_2, \dots, R_N)$ ہے اور ∇_R ان مقدار معلوم کے لحاظ سے ڈھلوان ہے اس مرتبہ درج ذیل ہوگا

$$(10.44) \quad \gamma_n(t) = i \int_{\mathbf{R}_i}^{\mathbf{R}_f} \langle \psi_n | \nabla_R \psi_n \rangle \cdot d\mathbf{R}$$

اور اگر وقت T کے بعد ہیمیلٹنی واپس اپنی اصل روپ اختیار کرتا ہوں تب کل ہندی تبدیلی درج ذیل ہوگی

$$(10.45) \quad \gamma_n(T) = i \oint \langle \psi_n | \nabla_R \psi_n \rangle \cdot d\mathbf{R}$$

یہ مقدار معلوم فضا میں ایک بند راہ پر لکیری عمل ہے جو عموماً غیر صفر ہوگا مساوات 45.10 کو پہلی مرتبہ 1984 میں میکائل بیری نے حاصل کیا اور یوں $\gamma_n(T)$ ہیٹ بیری کہلاتا ہے دھیان رہے ہیں کہ جب تک تبدیلی اتنی آہستہ ہو کہ قیاس حرارت ناگزرتھ کے شرائط مطمئن ہوتے ہوں $\gamma_n(T)$ کی قیمت صرف اس راہ پر منحصر ہوگی جس پر چلا جائے تاکہ راہ پر چلنے کی رفتار پر اس کے برعکس مجموعی حرکت ہیٹ

$$\theta_n(T) = -\frac{1}{\hbar} \int_0^T E_n(t') dt'$$

گزرے ہوئے وقت کا تابع ہوگا

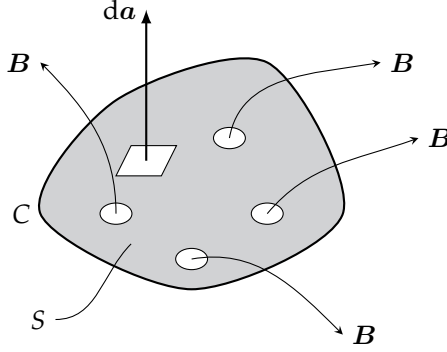
ہم اس سوچ کے عادی ہیں کہ تفاعل موج کا ہیٹ کچھ بھی ہو سکتا ہے اور طبعی مقداروں میں جہاں $|\Psi|^2$ پایا جاتا ہے ہیٹ حبز و ضرب کٹ جاتا ہے اسی لیے عموماً لوگوں کا خیال ہوتا ہے کہ ہندی ہیٹ کی کوئی طبعی اہمیت نہیں پائی جاتی ہے آخر $\psi_n(t)$ کا ہیٹ بھی اختیاری ہے یہ جناب بیری کی دور اندیشی ہے کہ انہوں نے اس حقیقت کو پہچاننا کہ ہیمیلٹنی کو کسی بند دائرے پر لے جاتے ہوئے واپس اپنی اصل روپ میں لانے سے ابتدائی اور اختتامی ہیٹ کے بیچ فاصلہ غیر اختیاری ہوگا جسے حقیقتاً نا کا حساب لگایا جاتا ہے مثال کے طور پر زراعت جو تمام حال Ψ میں ہوں کی ایک شعاع کو دو حصوں میں تقسیم کر کے صرف ایک حصے کو حرارت نہ گزرتھ تبدیل ہوتے مخفی سے گزارا جاتا ہے دونوں حصوں کو دوبارہ اکٹھا کرنے سے مجموعی تفاعل موج درج ذیل روپ کا حاصل ہوگا

$$(10.46) \quad \Psi = \frac{1}{2} \Psi_0 + \frac{1}{2} \Psi_0 e^{i\Gamma}$$

جہاں سیدھی پہنچتی شعاع کا تفاعل موج Ψ_0 ہے اور متغیر H کی بنا شعاع کا اضافی ہیٹ Γ ہے جس کا کچھ حصہ ہر کی اور کچھ حصہ ہندی ہوگا اس صورت میں درج ذیل ہوگا

$$(10.47) \quad |\Psi|^2 = \frac{1}{4} |\Psi_0|^2 (1 + e^{i\Gamma}) (1 + e^{-i\Gamma})$$

$$(10.48) \quad = \frac{1}{2} |\Psi_0|^2 (1 + \cos \Gamma) = |\Psi_0|^2 \cos^2(\Gamma/2)$$



شکل ۱۰.۸: بند مخفی C کے بیچ سطح S سے گزرتا مقناطیسی ہوا۔

یوں تعیلی مداخلت اور تباہ کن مداخلت نکات جہاں Γ کی قیمت π کی بالترتیب جفت اور طاق مضرب ہوگی کو دیکھ کر ہم Γ کی پیمائش کر سکتے ہیں بیری اور دیگر مصنفین کو شبہ تھا کہ زیادہ بڑی ہر کی ہیٹ کی موجودگی میں ہندی ہیٹ نظر نہیں آئے گی لیکن انہیں علیحدہ کرنا ممکن ثابت ہوا ہے تین آبادی مقدار معلوم فضا $R = (R_1, R_2, R_3)$ کی صورت میں مقناطیسی ہواؤ کہ کلیہ کا یاد دلاتی ہے سطح S جس کی سرحد مخفی C ہو سے درج ذیل ہواؤ گزرتا ہے (شکل ۱۰.۸)۔

$$\Phi \equiv \int_S B \cdot da \quad (10.49)$$

مقناطیسی میدان کو سستی مخفیہ کنی روپ میں $(B = \nabla \times A)$ لکھ کر مسئلہ سٹوکس کی اطلاق سے درج ذیل حاصل ہوگا

$$\Phi = \int_S (\nabla \times A) \cdot da = \oint_C A \cdot dr \quad (10.50)$$

یوں مقدار معلوم فضا میں بند راہ کے اندر سے مقناطیسی میدان کے ہواؤ

$$“B” = i \nabla_R \times \langle \psi_n | \nabla_R \psi_n \rangle \quad (10.51)$$

کو ہیٹ بیری تصور کیا جاسکتا ہے دوسرے لفظوں میں تین آبادی صورت میں ہیٹ بیری کو ایک سطحی عمل کی صورت میں لکھا جاسکتا ہے

$$\gamma_n(T) = i \int [\nabla_R \times \langle \psi_n | \nabla_R \psi_n \rangle] \cdot da \quad (10.52)$$

مقناطیسی مماثلت کو کافی دور تک لے جایا جاسکتا ہے تاہم ہماری استعمال کے نقطہ نظر سے مساوات 51.10 محض $\gamma_n(T)$ کو لکھنے کا دوسرا انداز ہے

سوال ۱۰.۳:

۱. لامتناہی چکور کنواں کی چوڑائی w_1 سے بھسز کر w_2 ہونے کی صورت میں مساوات 42.10 استعمال کرتے ہوئے ہندسی تبدیلی ہیئت تلاش کریں

ب. اگر وسعت مستقل شرح $(dw/dt = v)$ سے بڑھے تب ہر کی تبدیلی ہیئت کیا ہوگی

ج. اب اگر چوڑائی کم ہو واپس w_1 ہو جاتی ہے تب اس ایک تیسرے کا ہیئت بیری کیا ہوگا

سوال ۱۰.۴: ڈیٹا تفاعل کنواں مساوات 114.2 واحد ایک مقید حال مساوات 129.2 کا حاصل ہے α آہستہ آہستہ α_1 سے بڑھ کر α_2 ہوتا ہے ہندسی تبدیلی ہیئت کا حساب لگائیں اگر تبدیلی ایک مستقل شرح $da/dt = c$ سے رونما ہو تب ہر کی تبدیلی ہیئت کیا ہوگا

سوال ۱۰.۵: دکھائی کے حقیقی $\psi_n(t)$ کی صورت میں ہنسی ہیئت صفر ہوگا سوال 3.10 اور 4.10 اس کی مثالیں ہیں امتیازی تفاعل کے ساتھ ایک غیر ضروری لیکن قانونی طور پر بالکل حبانز حبزو ضربی ہیئت منسلک کریں $\psi'_n(t) \equiv e^{i\Phi_n} \psi_n(t)$ جہاں $\Phi_n(\mathbf{R})$ ایک اختیاری حقیقی تفاعل ہے یقیناً آپ غیر صفر ہندسی ہیئت حاصل کریں گے لیکن دیکھنا یہ ہے کہ اسے مساوات 23.10 میں پر کرنے سے کیا ہوگا اور بند راہ پر صفر حاصل ہوگا سبق غیر صفر ہیئت بیری کی خاطر آپ کو ایک ہیملٹنی میں ایک سے زیادہ تابع وقت مقدار معلوم کی ضرورت ہوگی اور دو ایسا ہیملٹنی درکار ہوگا جو غیر صفر مخلوط امتیازی تفاعلات دیتا ہوں

مثال ۱۰.۲: ہیئت بیری کی کلاسیکی مثال ایک مستقل مقدار کی مقناطیسی میدان جس کی سمت تبدیل ہوتی ہو میں مباد پر پڑا ہوا ایک الیکٹران ہے پہلے اس خصوصی صورت کو دیکھتے ہیں جس کا تجزیہ مثال 1.10 میں کیا گیا اور جس میں محور z کے ساتھ ایک اٹل زاویہ α بناتے ہوئے $B(t)$ ایک مستقل زاویائی سمتی رفتار ω سے استقبالی حرکت کرتا ہو میدان بھی کے ساتھ ساتھ ہم میدان الیکٹران کی صورت میں مساوات 33.10 ٹھیک ٹھیک حل دیتی ہے حرارت نہ گزر صورت $\omega_1 \ll \omega$ میں

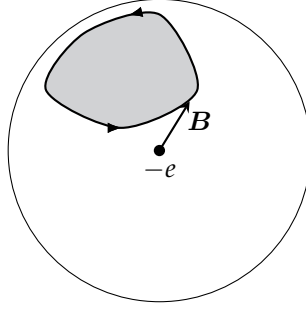
$$(۱۰.۵۳) \quad \lambda = \omega_1 \sqrt{1 - 2 \frac{\omega}{\omega_1} \cos \alpha + \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2} \cong \omega_1 \left(1 - \frac{\omega}{\omega_1} \cos \alpha\right) = \omega_1 - \omega \cos \alpha$$

ہوگا لہذا مساوات 33.10 درج ذیل روپ اختیار کرے گی

$$(۱۰.۵۴) \quad \chi(t) \cong e^{-i\omega_1 t/2} e^{i(\omega \cos \alpha)t/2} e^{-i\omega t/2} \chi_+(t) \\ i \left[\frac{\omega}{\omega_1} \sin \alpha \sin \left(\frac{\omega_1 t}{2} \right) \right] e^{+i\omega t/2} \chi_-(t)$$

دوسرے حبزو کو $0 \rightarrow \omega/\omega_1$ کی صورت میں رد کرتے ہوئے مساوات 23.10 کے مطابق نتیجہ حاصل ہوگا ہر کی ہیئت درج ذیل ہے

$$(۱۰.۵۵) \quad \theta + (t) = -\frac{1}{\hbar} \int_0^t E + (t') dt' = -\frac{\omega_1 t}{2}$$



شکل ۱۰.۹: مستقل مقدار لیکن بدلتے رخ کا مقناطیسی میدان بند راہ پر چلتا ہے۔

جہاں مساوات 29.10 سے $E_+ = \hbar\omega_1/2$ ہوگا ہذا ہندسی ہیٹ درج ذیل ہوگی

$$(10.56) \quad \gamma + (t) = (\cos \alpha - 1) \frac{\omega t}{2}$$

ایک مکمل پیرا کے لیے $T = 2\pi/\omega$ ہوگا لہذا ہیٹ سیری درج ذیل ہوگی

$$(10.57) \quad \gamma + (T) = \pi(\cos \alpha - 1)$$

اب ایک زیادہ عمومی صورت پر غور کرتے ہیں جس میں مقناطیسی میدان سمتیہ کی نوک رداس B_0 کی کراں کہ سطح ہر ایک اختیاری بند راہ پر چلتا ہے (شکل ۱۰.۹)۔ میدان $B(t)$ کے ساتھ ساتھ ہم میدان کو ظاہر کرنے والا امتیازی حال درج ذیل روپ کا ہوگا سوال 30.4 دیکھیں

$$(10.58) \quad \chi_+ = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) \\ e^{i\phi} \sin(\theta/2) \end{pmatrix}$$

جہاں B کے دونوں کردی مہدد θ اور π وقت کے تغیرات ہیں کردی مہدد میں ڈھلواں درج ذیل ہوگا جیسے آپ جدول سے دیکھ سکتے ہیں

$$(10.59) \quad \nabla \chi_+ = \frac{\partial \chi_+}{\partial r} \hat{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \chi_+}{\partial \theta} \hat{\theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \chi_+}{\partial \phi} \hat{\phi}$$

$$(10.60) \quad = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} -(1/2) \sin(\theta/2) \\ (1/2) e^{i\phi} \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \hat{\theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \begin{pmatrix} 0 \\ i e^{i\phi} \sin(\theta/2) \end{pmatrix} \hat{\phi}$$

یوں درج ذیل ہوگا

(۱۰.۲۱)

$$\langle \chi_+ | \nabla \chi_+ \rangle = \frac{1}{2r} \left[-\sin(\theta/2) \cos(\theta/2) \hat{\theta} + \sin(\theta/2) \cos(\theta/2) \hat{\theta} + 2i \frac{\sin^2(\theta/2)}{\sin \theta} \hat{\phi} \right]$$

$$(۱۰.۲۲) \quad = i \frac{\sin^2(\theta/2)}{r \sin \theta} p \hbar i$$

مسوات 51.10 کے لیے ہمیں اس مقدار کی گردش درکار ہوگی

$$(۱۰.۲۳) \quad \nabla \times \langle \chi_+ | \nabla \chi_+ \rangle = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\sin \theta \left(\frac{i \sin^2(\theta/2)}{r \sin \theta} \right) \right] \hat{r} = \frac{i}{2r^2} \hat{r}$$

یوں مسوات 51.10 کے تحت درج ذیل ہوگا

$$(۱۰.۲۴) \quad \gamma_+(T) = -\frac{1}{2} \int \frac{1}{r^2} \hat{r} \cdot d\mathbf{a}$$

تکمل مترہ کی سطح پر اس رقبہ پر لیا جائے گا جس کو B کی چھوٹی ایک پیرامیں گرتا ہوا ہذا $r^2 d\Omega \hat{r}$ da ہوگا جس کے تحت درج ذیل ہوگا

$$(۱۰.۲۵) \quad \gamma_+(T) = -\frac{1}{2} \int d\Omega = -\frac{1}{2} \Omega$$

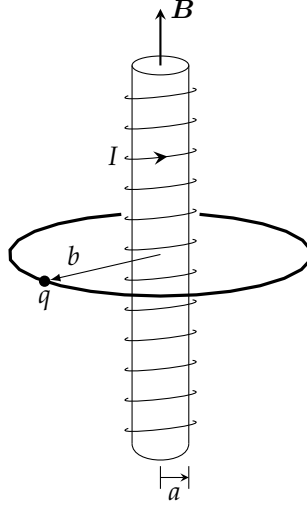
جہاں مبده پر ٹھوس زاویا Ω ہے یہ ایک انتہائی سادہ نتیجہ ہے جو ہمیں اس کلاسیکی مسئلہ کی یاد دلاتا ہے جس سے ہم نے یہ تبصرہ شروع کیا یعنی زمین کی سطح پر ایک بند راہ پر ایک بلا رگڑ رتص کی منتقلی اس نتیجہ کے تحت کسی اختیاری بند راہ پر ایک مقناطیس کی مدد سے الیکٹران کے چکر کو حرارت نہ گزر طریقے سے لے جانے سے کل ہندسی تبدیلی بہت مقناطیسی میدان سمتیہ کی چھوٹی سے حاصل ٹھوس زاویا کی منفی بادا ہوگا مسوات 37.10 کو مد نظر رکھتے ہوئے یہ عمومی نتیجہ مسوات 56.10 کہ خصوصی نتیجہ کے مطابق ہے جیسا یقیناً ہونا بھی چاہیے

سوال ۱۰.۶: ایک ذرہ جس کا چکر ایک ہو کے لئے مسوات 62.10 کا مشل حاصل کریں جواب $-\Omega$ ایک ذرہ جس کا چکر s ہو کے لیے نتیجہ $-s\Omega$

۱۰.۲.۳ اہارونوویو، ہم اثر

کلاسیکی برقی حرکیات میں طبعی مقداریں برقی اور مقناطیسی میدان ہیں؛ مخفیہ ϕ اور A بلاواسطہ نا قابل پیمائش ہیں

$$(۱۰.۲۶) \quad E = -\nabla \phi - \frac{\partial A}{\partial t}, \quad B = \nabla \times A$$



شکل ۱۰.۱۰: ایک دائرہ، جس کے اندر سے ایک لمب بیچچاں برقی مقناطیس گزرتا ہو، پر ایک باردار ذرہ حرکت کرتا ہے۔

میکسول مساوات اور متاعدہ لورنس قوت جیسے بنیادی قوانین مخفیا کا کوئی ذکر نہیں کرتے ہیں جو منطقی نقطہ نظر سے ایک نظریہ تفصیل دینے کے لیے کارآمد لیکن ویسے غیر ضروری ہیں یقیناً ہم بغیر خوف و خطر ان مخفیات کو تبدیل کر سکتے ہیں

$$(۱۰.۶۷) \quad \varphi \rightarrow \varphi' = \varphi - \frac{\partial \Lambda}{\partial t}, \quad \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla \Lambda$$

جہاں Λ معتام اور وقت کا کوئی بھی تغاقل ہو سکتا ہے اسے ماپ تبادلہ کہا جاتا ہے اور جیسا آپ مساوات 63.10 استعمال کرتے ہوئے دیکھ سکتے ہیں کہ اس کامیڈانوں پر کوئی اثر نہیں ہوگا کوانٹم میکانیات میں مخفیہ زیادہ اہم کردار ادا کرتی ہے چونکہ ہیملٹنی کو φ اور \mathbf{A} کی صورت میں تاکہ E اور B کی صورت میں بیان کیا جاتا ہے

$$(۱۰.۶۸) \quad H = \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - q\mathbf{A} \right)^2 + q\varphi$$

بہر حال زیر ماپ تبادلہ یہ نظریہ غیر متغیر ہے سوال 61.4 دیکھیں اور بہت لمبہ عرصہ کے لیے مانا گیا کہ جن خطوں میں E اور B صفر ہوں وہاں کسی قسم کا برقی مقناطیسی اثر نہیں پایا جائے گا بالکل اسی طرح جس طرح کلاسیکی نظریہ میں ہوتا ہے لیکن 1959 میں اہارونو اور بوہم نے دکھایا کہ اس خطہ میں بھی جہاں میدان صفر ہو سستی مخفیہ حرکت پذیر باردار ذرے کے کوانٹائی رویہ پر اثر انداز ہوگا میں ایک سادہ مثال پیش کرنے کے بعد اہارونو بوہم اثر پر تبصرہ کے بعد اس کا تعلق ہیٹ ہیری کے ساتھ پیش کروں گا۔

فرض کریں ایک ذرا کوردا b کے دائرہ پر رہنے کا پابند بنایا جائے اس دائرے کے محور پر داس $a < b$ کا ایک لمب لچھا پایا جاتا ہے جس میں یک سستی برقی رو I ہے (شکل ۱۰.۱۰) بہت لمب لچھا کی صورت میں لچھے کے

اندر مقناطیسی میدان یکساں ہوگا جبکہ بیرونی میدان صفر ہوگا تاہم لچھے کا بیرونی سمتی مخفیہ غیر صفر ہوگا لیکن موزوں ماپ شرط $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ لیتے ہوئے درج ذیل ہوگا

$$(۱۰.۶۹) \quad \mathbf{A} = \frac{\Phi}{2\pi r} \hat{\phi}, \quad (r > a)$$

جہاں $\Phi = \pi a^2 B$ لچھے سے گزرتا ہوا مقناطیسی بہاؤ ہوگا ساتھ ہی لچھا از خود غیر باردار ہے لہذا غیر سمتی مخفیہ φ صفر ہے ایسی صورت میں ہیملٹنی مساوات 65.10 درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے

$$(۱۰.۷۰) \quad H = \frac{1}{2m} [-\hbar^2 \nabla^2 + q^2 A^2 + 2i\hbar q \mathbf{A} \cdot \nabla]$$

اب تفاعل موج صرف زاویہ ائت $\phi(\theta = \pi/2, r = b)$ پر منحصر ہے لہذا $\nabla \rightarrow (p\hbar/b)(d/d\phi)$ ہوگا اور مساوات شرودنگر درج ذیل لکھی جائے گی

$$(۱۰.۷۱) \quad \frac{1}{2m} \left[-\frac{\hbar^2}{b^2} \frac{d^2}{d\phi^2} + \left(\frac{q\Phi}{2\pi b} \right)^2 + i \frac{\hbar q \Phi}{\pi b^2} \frac{d}{d\phi} \right] \psi(\phi) = E \psi(\phi)$$

یہ مستقل عددی سروں والی خطی تفرقی مساوات ہے

$$(۱۰.۷۲) \quad \frac{d^2 \psi}{d\phi^2} - 2i\beta \frac{d\psi}{d\phi} + \epsilon \psi = 0$$

جہاں درج ذیل ہیں

$$(۱۰.۷۳) \quad \beta \equiv \frac{q\Phi}{2\pi\hbar}, \quad \epsilon \equiv \frac{2mb^2E}{\hbar^2} - \beta^2$$

اس کے حل درج ذیل روپ کے ہونگے

$$(۱۰.۷۴) \quad \psi = A e^{i\lambda\phi}$$

جہاں درج ذیل ہوگا

$$(۱۰.۷۵) \quad \lambda = \beta \pm \sqrt{\beta^2 + \epsilon} = \beta \pm \frac{b}{\hbar} \sqrt{2mE}$$

نقطہ $\phi = 2\pi$ پر $\psi(\phi)$ کی استرار کی بنا λ عدد صحیح

$$(۱۰.۷۶) \quad \beta \pm \frac{b}{\hbar} \sqrt{2mE} = n$$

ہوگا جس سے درج ذیل حاصل ہوگا

$$(۱۰.۷۷) \quad E_n = \frac{\hbar^2}{2mb^2} \left(n - \frac{q\Phi}{2\pi\hbar} \right)^2, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

لچھا دائرے پر ذرا کی دوری انحطاط ختم کرتا ہے سوال 46.2 مثبت n جو لچھا میں روکے رخ حرکت کرتے ہوئے ذرا کو ظاہر کرتا ہے q مثبت لیٹے ہوئے منفی n کے لحاظ سے جو مخالف رخ ذرا کو ظاہر کرتا ہے کے لحاظ سے نسبتاً کم توانائی دیتا ہے زیادہ اہم بات یہ ہے کہ احبازتی توانائیوں کا دارومدار لچھے کے اندر میدان پر ہوگا اگرچہ اس مقام پر جہاں ذرا پایا جاتا ہے میدان صفر ہے زیادہ عمومی صورت پر غور کرنے کی خاطر فرض کریں ایک ذرا ایسے خطے میں حرکت کرتا ہے جہاں $B = 0$ لہذا $\nabla \times \mathbf{A} = 0$ ہوگا تاہم \mathbf{A} از خود غیر صفر ہے اگرچہ میں فرض کرتا ہوں کہ \mathbf{A} ساکن ہے اس ترکیب کو تابع وقت مخفیا کے لئے عمومیت دی جاسکتی ہے مخفی توانائی V جس میں برقی حصہ $q\psi$ شامل یا غیر شامل ہو سکتا ہے کی شرورڈنگر مساوات

$$(10.48) \quad \left[\frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - q\mathbf{A} \right)^2 + V \right] \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

کی سادہ روپ درج ذیل لکھ کر حاصل کی جاسکتی ہے

$$(10.49) \quad \Psi = e^{ig} \Psi'$$

جہاں $g(\mathbf{r})$ درج ذیل ہے

$$(10.50) \quad g(\mathbf{r}) \equiv \frac{q}{\hbar} \int_{\mathbf{r}'}^{\mathbf{r}} \mathbf{A}(\mathbf{r}') \cdot d\mathbf{r}'$$

اور I کوئی بھی اختیاری نقطہ حوالہ ہے دھیان رہے کہ یہ تعریف صرف اس صورت با معنی ہوگی جب پورا خطا میں $\nabla \times \mathbf{A} = 0$ ہو ورنہ لکیری تکمیل I سے \mathbf{r} تک راہ پر منحصر ہوگا اور یوں \mathbf{r} کا تعلق عمل نہیں ہوگا Ψ' کی صورت میں Ψ کا ڈولان درج ذیل ہوگا

$$\nabla \Psi = e^{ig} (i \nabla g) \Psi' + e^{\nabla \Psi'}$$

لیکن $\nabla g = (q/\hbar) \mathbf{A}$ کے برابر ہے لہذا

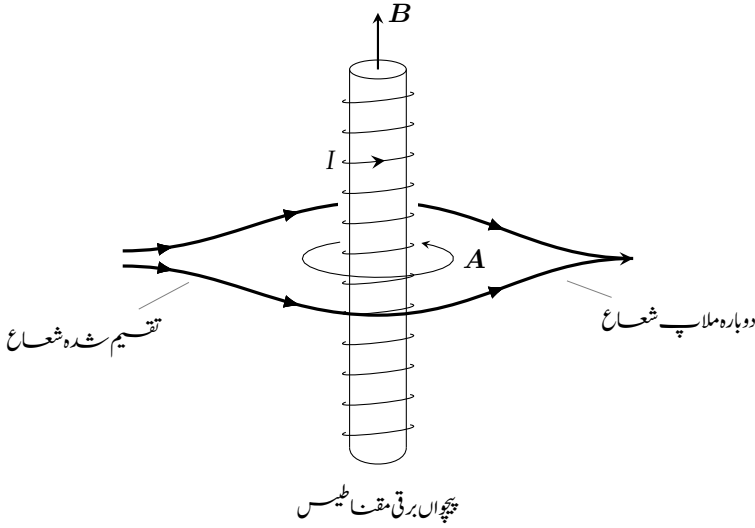
$$(10.51) \quad \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - q\mathbf{A} \right) \Psi = \frac{\hbar}{i} e^{ig} \nabla \Psi'$$

اور یوں درج ذیل ہوگا

$$(10.52) \quad \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - q\mathbf{A} \right)^2 \Psi = -\hbar^2 e^{ig} \nabla^2 \Psi'$$

اس کو مساوات 75.10 میں پر کر کے مشترکہ جزو ضربی e^{ig} کو کاٹ کر درج ذیل ملتے ہے

$$(10.53) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi' + V \Psi' = i\hbar \frac{\partial \Psi'}{\partial t}$$



شکل ۱۰.۱۱: اہارنوبوہم اثر: الیکٹران شعاع تقسیم ہو کر آدھا حصہ لمبے پتچواں برقی مقناطیس کے ایک طرف اور دوسرا حصہ دوسرے طرف سے گزرتا ہے۔

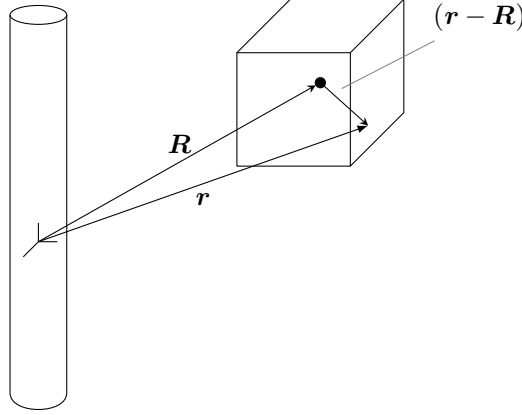
بظاہر Ψ' بغیر A شروع و نگر مساوات کو مطمئن کرتا ہے مساوات 80.10 کا حل تلاش کرنے کے بعد بغیر گردش سمتی مخفیہ سے پیدا تصحیح کو شامل کرنا معمول بات ہو گئی ہمیں صرف ہستی جزو ضربی ig ساتھ منسلک کرنا ہو گا ہمراہ انوار بوہم نے ایک تجربہ تجویز کیا جس میں الیکٹران کی شعاع کو دو حصوں میں تقسیم کر کے لمبے لچھے کے دونوں اطراف سے گزار کر دوبارہ اکٹھا کیا جاتا ہے (شکل ۱۰.۱۱) ان شعاعوں کو لمبے لچھے سے اتنا دور رکھا جاتا ہے جہاں $B = 0$ ہوتا ہے A جس سے مساوات 66.10 پیش کرتی ہے غیر صفر ہو گا اور دونوں اطراف V کی قیمت ایک دوسرے جیسی تصور کرتے ہوئے اختتامی نقطہ پر دونوں شعاعوں میں ہستی منرق پایا جائے گا

$$(۱۰.۸۴) \quad g = \frac{q}{\hbar} \int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} = \frac{q\Phi}{2\pi\hbar} \int \left(\frac{1}{r}\hat{\phi}\right) \cdot (r\hat{\phi} d\phi) = \pm \frac{q\Phi}{2\hbar}$$

یہاں مثبت علامت ان الیکٹران کے لیے ہو گی جو لمبے لچھے میں A کے رخ حرکت کرتے ہیں دونوں شعاعوں کے بیچ ہستی منرق اس مقناطیسی بہاؤ کے راست متناسب ہو گا جس سے ان کی راہ گسرتے ہیں

$$(۱۰.۸۵) \quad \text{پیتی منرق} = \frac{q\Phi}{\hbar}$$

اس پیتی مستقل سے متاثر نہیں مداخلت مساوات 48.10 پیدا ہوتی ہے جس کی تجرباتی تصدیق چیمبرز اور ساتھی کر چکے ہیں اہارنوبوہم اثر کو ہندسی ہیئت کی ایک مثال تصور کی جاسکتی ہے منرض کریں مخفیہ $V(\mathbf{r} - \mathbf{R})$ ایک باردار ذرا کو ایک ڈبہ میں رہنے کا پابند بناتا ہو جہاں ڈبے کا مرکز لمبے لچھے سے باہر نقطہ \mathbf{R} پر ہے؛ شکل



شکل ۱۰.۱۲: $V(r - R)$ ایک ذرہ کو ڈبہ میں مقید کیے ہوئے ہے۔

۱۰.۱۲ دیکھیں۔ ہم کچھ ہی دیر میں اس ڈبہ کو لمبے لمبے کے گرد ایک پیرادیسک لہذا R وقت کا تقاضا ہو گا تاہم ابھی اسے ایک غیر متغیر سمتیہ تصور کریں اس ہیملٹنی کے امتیازی تقاضات درج ذیل تعین کرتی ہے

$$(10.84) \quad \left\{ \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \nabla - qA(r) \right]^2 + V(r - R) \right\} \psi_n = E_n \psi_n$$

ہم اس طرز کی مساوات کو حل کرنا چاہتے ہیں ہم

$$(10.85) \quad \psi_n = e^{ig} \psi'_n$$

لیتے ہیں جہاں درج ذیل ہوگا

$$(10.88) \quad g \equiv \frac{q}{\hbar} \int_R^r A(r') \cdot d(r')$$

اور ψ'_n اسی امتیازی متدر مساوات کو صرف اس صورت میں حل کرے گا جب $A \rightarrow 0$ ہو

$$(10.89) \quad \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r - R) \right] \psi'_n = E_n \psi'_n$$

آپ نے دیکھا کہ ψ'_n ہذا $r - R$ کا تقاضا ہے نہ کہ ψ_n کی طرح علیحدہ علیحدہ r اور R کا تقاضا آئیے اب اس ڈبہ کو لمبے لمبے کے گرد ایک پیرادیسک لہذا R کا تقاضا ہو گا تاہم ابھی ضرورت نہیں ہے ہیٹیری تعین کرنے کی خاطر ہمیں مقدار $\langle \psi_n | \nabla \psi_n \rangle$ کی قیمت درکار ہوگی درج ذیل کی بنا

$$\nabla_R \psi_n = \nabla_R [e^{ig} \psi'_n(r - R)] = -\frac{q}{\hbar} A(R) e^{ig} \psi'_n(r - R) + e^{ig} \nabla_R \psi'_n(r - R)$$

ہم درج ذیل حاصل کرتے ہیں

$$\begin{aligned}
 (10.90) \quad \langle \psi_n | \nabla \psi_n \rangle &= \int e^{-ig} [\psi'_n(\mathbf{r} - \mathbf{R})]^* e^{ig} \left[-i \frac{q}{\hbar} \mathbf{A}(\mathbf{R}) \psi'_n(\mathbf{r} - \mathbf{R}) + \nabla_R \psi'_n(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \right] d^3 r \\
 &= -i \frac{q}{\hbar} \mathbf{A}(\mathbf{R}) - \int [\psi'_n(\mathbf{r} - \mathbf{R})]^* \nabla \psi'_n(\mathbf{r} - \mathbf{R}) d^3 r
 \end{aligned}$$

بغیر زبر نوشت $\nabla \mathbf{r}$ کے لحاظ سے ڈھلوان ظاہر کرتا ہے اور میں نے $(\mathbf{r} - \mathbf{R})$ کے قضا عمل پر عمل کے دوران $-\nabla = \nabla_R$ لیا یہاں آخری مکمل ہیملٹنی $-\nabla^2 + V$ کے امتیازی حال میں معیار حرکت کی توقعاتی قیمت ضرب i/\hbar ہے جو ہم حصہ 1.2 سے جانتے ہیں کہ صفر ہوگا یوں درج ذیل ہوگا

$$(10.91) \quad \langle \psi_n | \nabla_R \psi_n \rangle = -i \frac{q}{\hbar} \mathbf{A}(\mathbf{R})$$

اس کو کلیہ بیری مساوات 45.10 میں پر کرتے ہوئے درج ذیل اخذ ہوگا

$$(10.92) \quad \gamma_n(T) = \frac{q}{\hbar} \oint \mathbf{A}(\mathbf{R}) \cdot d\mathbf{R} = \frac{q}{\hbar} \int (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot d\mathbf{a} = \frac{q\Phi}{\hbar}$$

جو اہارونو و بوم نتیجہ مساوات 82.10 کی تصدیق کرتا ہے اور دکھاتا ہے کہ اہارونو و بوم اثر ہمنی ہیت کی ایک خصوصی صورت ہے اہارونو و بوم اثر سے ہم کیا مطلب لیں ظاہر ہے ہماری کلاسیکی شعور درست نہیں ہے ایسے خطوں میں جہاں میدان صفر ہوں برقیاتی اثرات پائے جاسکتے ہیں دھیان رہے کہ اس سے \mathbf{A} از خود قابل پیمائش نہیں ہو جاتا آخری نتیجہ میں صرف گھیرا ہوا ہوا پایا جاتا ہے اور نظریہ اب بھی گیج غیر متغیر رہتا ہے

سوال ۱۰.۷:

ا. مساوات 65.10 سے مساوات 67.10 اخذ کریں

ب. مساوات 78.10 سے آغاز کرتے ہوئے مساوات 79.10 اخذ کریں

سوال ۱۰.۸: ایک ذرہ لامتناہی چکور کٹوں وقفہ $0 \leq x \leq a$ کی زمینی حال سے آغاز کرتا ہے اب کٹوں کے وسط کے متغیر آہستہ آہستہ ایک دیوار کھڑی کی جاتی ہے

$$V(x) = f(t) \delta(x - \frac{a}{2} - \epsilon)$$

جہاں $f(t)$ آہستہ آہستہ صفر سے ∞ تک بڑھتا ہے مسئلہ حرارت ناگزیر کے تحت یہ ذرا ارتقائی ہیمیلین کے زمینی حال میں ہی رہے گا

ا. وقت $t \rightarrow \infty$ پر زمینی حال کا حنا کہ بنائیں اشارہ: یہ اس لامتناہی چکور کٹوں کا زمینی حال ہوگا جس میں $a/2 + \epsilon$ پر نا قابل گزر کاوٹ ہو آپ دیکھیں گے کہ ذرا بائیں ہاتھ کے نسبتا بڑے حصہ میں رہنے کا پابند ہوگا

ب۔ وقت t پر ہیملٹنی کی زمینی حال کی مادرائی مساوات تلاش کریں جواب

$$z \sin z = T[\cos z - \cos(z\delta)]$$

جہاں $z \equiv ka$ $T \equiv maf(t)/\hbar^2$ اور $\delta \equiv 2\epsilon/a$ $k \equiv \sqrt{2mE}/\hbar$ ہیں

ج۔ اب $\delta = 0$ لیتے ہوئے z کے لیے تریبی طور پر حل کر کے دکھائیں کہ T کی قیمت 0 ہٹا ∞ ہونے سے z کی قیمت π ہٹا 2π ہوگی اس نتیجہ کی وضاحت پیش کریں

د۔ اب $\delta = 0.01$ لیتے ہوئے $T = 0, 1, 5, 20, 100$ اور 1000 کے لیے z اعدادی طریقے سے حاصل کریں

ه۔ کنواں کے دائیں نصف حصہ میں ذراہ پائے جانے کا احتمال بطور z اور δ کا تفاعل تلاش کریں جواب $P_r = 1/[1 + (I_+/I_-)]$ جہاں $I_{\pm} \equiv [1 \pm \delta - (1/z) \sin(z(1 \pm \delta))]$ $\sin^2[z(1 \mp \delta)/2]$ جبکہ I_{\pm} ہوگا جسز (د) میں دیے گئے T کی قیمتوں کے لئے اس ریاضی جملہ کی قیمتیں تلاش کریں اپنے نتائج پر تبصرہ کریں

و۔ T اور δ کی انہی قیمتوں کے لئے زمینی حال تفاعل موج ترمیم کریں آپ دیکھیں گے کہ رکاوٹ بلند ہونے سے کس طرح ذراہ کنواں کے بائیں نصف حصہ میں رہنے کا پابند ہو جاتا ہے

سوال ۱۰.۹: فرض کریں ایک بودی ہارمونی مرتعش کیت m تعدد ω پر $F(t) = m\omega^2 f(t)$ جہاں $f(t)$ کوئی مخصوص التفاعل ہے کہ جبری قوت اثر انداز ہوتا ہے میں نے $m\omega^2$ کو صریحاً لکھا ہے یوں $f(t)$ کا بعد فاصلہ ہوگا اس کا ہیملٹنی درج ذیل ہوگا

$$H(t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 - m\omega^2 x f(t) \quad (10.93)$$

فرض کریں وقت $t = 0$ پر یہ قوت پہلی مرتبہ چالو کی جاتی ہے لہذا $t \leq 0$ پر $f(t) = 0$ ہوگا اس نظام کو کلاسیکی میکانیات اور کوانٹم میکانیات دونوں میں بالکل ٹھیک حل کیا جاسکتا ہے

ا۔ اگر مرتعش مبداء پر ساکن حال $x_c(0) = \dot{x}_c(0) = 0$ سے آغاز کریں تب مرتعش کا کلاسیکی مقام کیا ہوگا جواب

$$x_c(t) = \omega \int_0^t f(t') \sin[\omega(t - t')] dt' \quad (10.94)$$

ب۔ متحرک قوت کی غیر موجودگی میں اگر مرتعش n وی حال $\Psi(x, 0) = \psi_n(x)$ جہاں $\psi_n(x)$ مساوات 61.2 دیتی ہے سے آغاز کرے تب دکھائیں کہ تابع وقت شرودنگر مساوات کے حل کو درج ذیل لکھا جاسکتا ہے

$$\Psi(x, t) = \psi_n(x - x_c) e^{\frac{i}{\hbar} \left[-(n + \frac{1}{2}) \hbar \omega t + m \dot{x}_c (x - \frac{x_c}{2}) + \frac{m \omega^2}{2} \int_0^t f(t') x_c(t') x_c(t') dt' \right]} \quad (10.95)$$

ج. دکھائے کہ $H(t)$ کے امتیازی تفاعلات اور امتیازی افتدار درج ذیل ہونگے

$$(۱۰.۹۶) \quad \psi_n(x, t) = \psi_n(x - f); \quad E_n(t) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega - \frac{1}{2} m \omega^2 f^2$$

د. دکھائیں کہ حرارت نہ گزر تخمین کی صورت میں کلاسیکی معتام مساوات 91.10 درج ذیل روپ اختیار کرتی ہے $x_c(t) \cong f(t)$ سیاق و سباق کے لحاظ سے یہاں حرارت نہ گزر تفاعل f کہ وقتقی تفرق پر کیسا پسندی عائد کرتی ہے اشارہ $\sin[\omega(t - t')] \cos[\omega(t - t')] (1/\omega) (d/dt')$ لکھ کر مکمل مل تھص استعمال کریں

ه. اس مثال کے لیے مسئلہ حرارت نہ گزر کی تصدیق حبزو (ج) اور (د) کے نتائج سے درج ذیل دکھا کر کریں

$$(۱۰.۹۷) \quad \Psi(x, t) \cong \psi_n(x, t) e^{i\theta_n(t)} e^{i\gamma_n(t)}$$

تصدیق کیجئے گا کہ ہر کی ہیئت کاروپ درست ہے مساوات 39.10 کیا پسندی ہیئت آپ کے توقعات کے مطابق ہے

سوال ۱۰.۱۰: حرارت نہ گزر تخمین کو مساوات 12.10 میں عددی سر $c_m(t)$ کے حرارت نہ گزر تسلسل کا پہلا حبزو قصور کیا جاسکتا ہے فرض کریں نظام n وی حال سے آغاز کرتا ہے حرارت نہ گزر تخمین میں یہ ایک اضافی تابع وقت پسندی ہیئتقی حبزو ضربی مساوات 21.10 کے علاوہ n وی حال میں ہی رہے گا

$$c_m(t) = \delta_{mn} e^{i\gamma_n(t)}$$

ا. اس کو مساوات 16.10 کے دائیں ہاتھ میں پر کر کے حرارت نہ گزر کی پہلی تصحیح حاصل کریں

$$(۱۰.۹۸) \quad c_m(t) = c_m(0) - \int_0^t \langle \psi_m(t') | \frac{\partial}{\partial t'} \psi_n(t') \rangle e^{i\gamma_n(t')} e^{i(\theta_n(t') - \theta_m(t'))} dt'$$

اس سے ہم متریب حرارت نہ گزر خطوں میں تحویلی احتمالات کا حساب کر سکتے ہیں دوسری تصحیح کی خاطر ہم مساوات 95.10 کو مساوات 16.10 کے دائیں ہاتھ میں پر کریں گے وغیرہ وغیرہ

ب. ایک مثال کے طور پر مساوات 95.10 کا اطلاق جبری سر نقش سوال 9.10 پر کریں دکھائیں کہ متریب حرارت نہ گزر تخمین کی صورت میں صرف برابر والے سطوں جن کے لیے درج ذیل ہوگا میں تحویل ممکن ہوگی

$$c_{n+1}(t) = i \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \sqrt{n+1} \int_0^t f(t') e^{i\omega t'} dt'$$

$$c_{n-1}(t) = i \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \sqrt{n+1} \int_0^t f(t') e^{-i\omega t'} dt'$$

یقیناً حویلی احتمالات ان کے مطلق مربع کے برابر ہوں گے

باب ۱۱

بکھراؤ

۱۱.۱ تعارف

۱۱.۱.۱ کلاسیکی نظریہ بکھراؤ

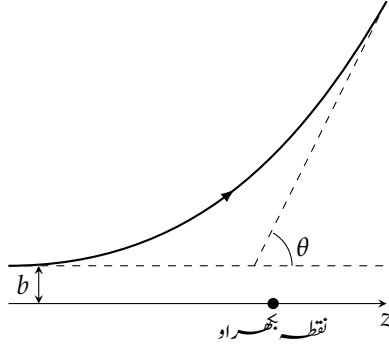
فرض کریں کسی مرکز بکھراؤ پر ایک ذرہ کا آمد ہوتا ہے مثلاً ایک پروٹان کو ایک بھاری مرکزہ پر داعضا جاتا ہے یہ توانائی E اور ٹکراؤ مقدار معلوم b کے ساتھ آکر کسی زاویائے بکھراؤ θ پر ابھرتا ہے؛ شکل ۱۱.۱ دیکھیں۔ میں اپنی آسانی کے لیے فرض کرتا ہوں کہ ہدف استی ثقلی ہے یوں خط حرکت ایک مستوی میں پایا جائے گا اور کہ نشانہ بھاری ہے لحاظ تصد اکی بنا اس کی حرکت اچھیلنے کو نظر انداز کیا جاسکتا ہے۔ کلاسیکی نظریہ بکھراؤ کا بنیادی مسئلہ یہ ہوگا: ٹکراؤ مقدار معلوم کو جانے ہوئے زاویائے بکھراؤ کا حساب کریں۔ یقیناً عام طور پر ٹکراؤ مقدار معلوم جتنا چھوٹا ہو زاویہ بکھراؤ اتنا بڑا ہوگا۔

مثال ۱۱.۱: سخت کرہ کا بکھراؤ۔ فرض کریں ہدف رداس R کا ایک ٹھوس بھاری گیند ہے جبکہ آمدی ذرہ ہوائی صندوق کا ایک چہرہ ہے جو لچھیلی ٹپکی کھا کر مڑتا ہے (شکل ۱۱.۲)۔ زاویہ α کی صورت میں ٹکراؤ مقدار معلوم $b = R \sin \alpha$ اور زاویہ بکھراؤ $\theta = \pi - 2\alpha$ ہوں گے۔ یوں درج ذیل ہوگا۔

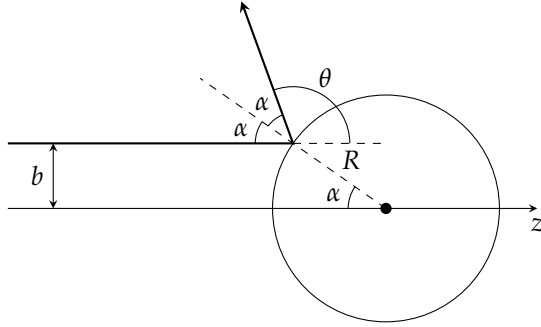
$$(11.1) \quad b = R \sin \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} \right) = R \cos \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

ظاہری طور پر درج ذیل ہوگا

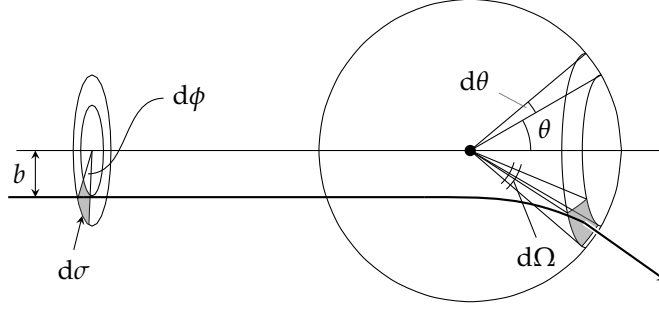
$$(11.2) \quad \theta = \begin{cases} 2 \cos^{-1}(b/R), & b \leq R \\ 0, & b \geq R \end{cases}$$



شکل ۱۱.۱: کلاسیکی مسئلہ بکھراؤ، جس میں نکرہ مقدار معلوم b اور زاویہ بکھراؤ θ کی وضاحت کی گئی ہے۔



شکل ۱۱.۲: سخت کرہ سے پسندیدہ بکھراؤ۔



شکل ۱۱.۳: رقبہ $d\sigma$ میں آمدنی ذرات ٹھوس زاویہ $d\Omega$ میں بکھرتے ہیں۔

□

عمومی طور پر لامتناہی چھوٹے رقبہ عمودی تراش $d\sigma$ میں آمدنی ذرات مطابقتی لامتناہی چھوٹے ٹھوس زاویہ $d\Omega$ میں بکھریں گے (شکل ۱۱.۳)۔ بڑی $d\sigma$ کی صورت میں $d\Omega$ بھی بڑا ہوگا تناسبی حیز ضربی $D(\theta) \equiv d\sigma / d\Omega$ کو تفسیری بکھراؤ عمودی تراش کہتے ہیں

$$(11.3) \quad d\sigma = D(\theta) d\Omega$$

نکراؤ مقدار معلوم اور راستی زاویہ ϕ کی صورت میں $d\sigma = b db d\phi$ اور $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ ہوں گے لحاظہ درج ذیل ہوگا

$$(11.4) \quad D(\theta) = \frac{b}{\sin \theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right|$$

چونکہ عمومی طور پر θ مقدار معلوم b کا گھٹتا ہوا تفاعل ہوگا لحاظ یہ تفرق در حقیقت منفی ہوگا اسی لیے مطلق قیمت لی گئی ہے۔

مثال ۱۱.۲: سخت کرہ کے بکھراؤ کے مثال جاری رکھتے ہیں۔ سخت کرہ بکھراؤ مثال ۱۱.۱ کی صورت میں

$$(11.5) \quad \frac{db}{d\theta} = -\frac{1}{2} R \sin \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

لحاظہ درج ذیل ہوگا

$$(11.6) \quad D(\theta) = \frac{R \cos(\theta/2)}{\sin \theta} \left(\frac{R \sin(\theta/2)}{2} \right) = \frac{R^2}{4}$$

□

اس مثال میں تفسیری عمودی تراش θ کا تابع نہیں ہے جو ایک غیر معمولی بات ہے۔

کل عمودی تراش تمام ٹھوس زاویوں پر $D(\theta)$ کا مکمل ہوگا

$$\sigma \equiv \int D(\theta) d\Omega \quad (11.7)$$

اندازاً بات کرتے ہوئے یہ آمدی شعاع کا وہ رقبہ ہوگا جسے ہدف بکھیرتا ہے۔ مثال کے طور پر سخت کرہ بکھراؤ کی صورت میں درج ذیل ہوگا

$$\sigma = (R^2/4) \int d\Omega = \pi R^2 \quad (11.8)$$

جو ہمارے توقعات کے عین مطابق ہے۔ یہ کرہ کا رقبہ عمودی تراش ہے۔ اس رقبہ میں آمدی چھبرے ہدف کو نشانہ بنائیں گے جبکہ اس سے باہر چھبرے ہدف کو خطا کریں گے۔ یہی تصورات نرم اہداف مثلاً مرکزہ کا کولمب میدان کے لیے بھی کارآمد ہے جن میں صرف نشانے پر لگنا یا نہ لگنا نہیں ہوگا۔

آخر میں فرض کریں ہمارے پاس آمدی ذرات کی یکساں شدت تابندگی کی ایک شعاع ہو

$$\mathcal{L} \equiv \text{اکائی رقبہ پر فی اکائی وقت آمدی ذرات کی تعداد} \quad (11.9)$$

فی اکائی وقت رقبہ $d\sigma$ میں داخل ہونے والے ذرات اور یوں ٹھوس زاویہ $d\Omega$ میں بکھراؤ والے ذرات کی تعداد $dN = \mathcal{L} d\sigma = \mathcal{L} D(\theta) d\Omega$ ہوگی لحاظ درج ذیل ہوگا

$$D(\theta) = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{dN}{d\Omega} \quad (11.10)$$

چونکہ یہ صرف ان متغیروں کی بات کرتا ہے جنہیں تجربہ گاہ میں باآسانی ناپا جاسکتا ہو لحاظ اس کو عموماً تفسیری عمودی تراش کی تعریف لیا جاتا ہے۔ اگر ٹھوس زاویہ $d\Omega$ میں بکھیرے ذرات کو محسوس کار دیکھتا ہو تب ہم اکائی وقت میں معلوم شدہ ذرات کی تعداد کو $d\Omega$ سے تقسیم کر کے آمدی شعاع کی تابندگی کے لحاظ سے معمول شدہ کرتے ہیں۔

سوال ۱۱.۱: رور فورڈ بکھراؤ۔ بار q_1 اور حسر کی توانائی E کا ایک آمدی ذرہ ساکن ذرہ جس کا بار q_2 ہو سے بکھرتا ہے۔

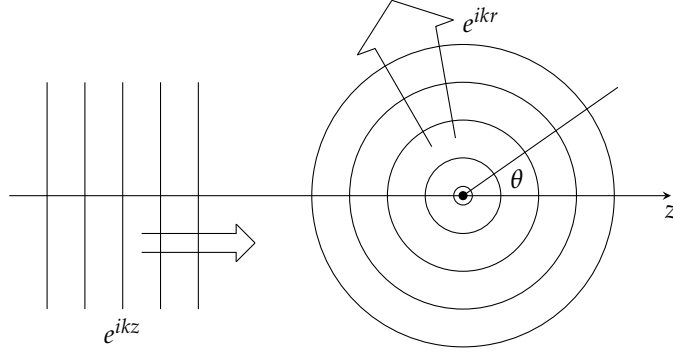
(الف) ٹکراؤ متغیروں اور زاویہ بکھراؤ کے بیچ رشتہ اغیز کریں۔

$$b = (q_1 q_2 / 8\pi\epsilon_0 E) \cot(\theta/2) \quad \text{جواب:}$$

(ب) تفسیری بکھراؤ عمودی تراش تعین کریں۔

جواب:

$$D(\theta) = \left[\frac{q_1 q_2}{16\pi\epsilon_0 E \sin^2(\theta/2)} \right]^2 \quad (11.11)$$



شکل ۱۱.۳: امواج کا بکھراؤ؛ آمدی مستوی موج رخصتی کروئی موج پیدا کرتی ہے۔

(ج) دیکھائیں کہ ردورڈ بکھراؤ کا کل عمودی تراش لامتناہی ہوگا۔ ہم کہتے ہیں $1/r$ مخفی لامتناہی ساتھ رکھتا ہے آپ کو لمب قوت سے بچ نہیں سکتے ہیں۔

۱۱.۱.۲ کوانٹم نظریہ بکھراؤ

بکھراؤ کے کوانٹم نظریہ میں مندرجہ کرتے ہیں کہ ایک آمدی مستوی موج $\psi(z) = Ae^{ikz}$ جو محور z رخ حرکت کرتی ہو کا سامنا ایک بکھراؤ مخفی سے ہوتا ہے جس کے نتیجہ میں ایک کروئی رخصتی موج پیدا ہوتی ہے (شکل ۱۱.۳)۔ یعنی ہم مساوات شرودنگر کے وہ حل تلاش کرنا چاہتے ہیں جن کی عمومی روپ درج ذیل ہو

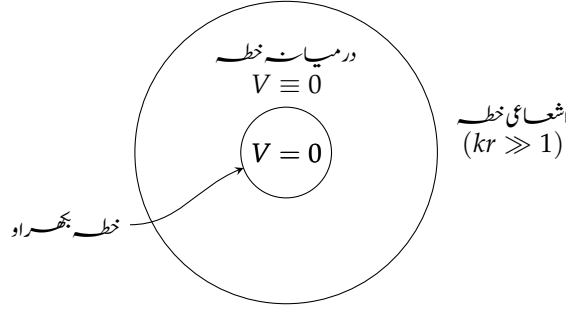
$$(11.12) \quad \psi(r, \theta) \approx A \left\{ e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right\}, \quad \text{بڑے } r \text{ کے لیے}$$

کروئی موج میں جب ضربی $1/r$ پایا جاتا ہے چونکہ احتمال کی بقا کے حناطر $|\psi|^2$ کا یہ حصہ $1/r^2$ کے لحاظ سے تبدیل ہوگا۔ عدد موج k کا آمدی ذرات کی توانائی کے ساتھ ہمیشہ کی طرح درج ذیل رشتہ ہوگا

$$(11.13) \quad k \equiv \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

یہاں بھی میں مندرجہ کرتا ہوں کہ ہدف استی تشاکلی ہے زیادہ عمومی صورت میں رخصتی کروئی موج کا حیطہ f متغیرات ϕ اور θ کا تابع ہوگا۔

ہمیں حیطہ بکھراؤ $f(\theta)$ تعین کران ہوگا۔ یہ ہمیں کسی مخصوص رخ θ میں بکھراؤ کا احتمال دیتا ہے اور یوں اس کا تعلق تفسیری عمودی تراش سے ہوگا۔ یقیناً سمتی رفتار v پر چلتے ہوئے ایک آمدی ذرہ کا وقت dt میں لامتناہی چھوٹی



شکل ۱۱.۶: مقامی مخفیہ سے بکھراؤ؛ خط بکھراؤ، در میان خط، اور اشعاعی خط۔

کا حاصل ہوگا جہاں Y_l^m کر دی ہارمونی مساوات 4.32 ہے اور $rR(r) = u(r)$ مساوات مساوات 4.37

$$(11.12) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} + \left[V(r) + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u = Eu$$

کو متعین کرتا ہے بہت بڑی r کی صورت میں مخفیہ صفر کو پہنچتا ہے اور مرکز گریز حصہ قابل نظر ابداز ہوگا۔ لفظ درج ذیل لکھا جاسکتا ہے۔

$$\frac{d^2 u}{dr^2} \approx -k^2 u$$

اس کا عمومی حل درج ذیل ہے

$$u(r) = Ce^{ikr} + De^{-ikr}$$

پہلا جزر خستی کر دی موج کو اور دوسرا جزر آمدی موج کو ظاہر کرتا ہے پھر ہے کہ موج بکھراؤ کے لیے ہم $D = 0$ چاہتے ہیں۔ یوں بہت بڑی r کی صورت میں درج ذیل ہوگا

$$R(r) \sim \frac{e^{ikr}}{r}$$

جب ہم گزشتہ حصہ میں طبعی وجوہات سے اعتراف کر چکے ہیں مساوات 11.12۔

یہ بہت بڑی r کے لیے ہوتا ہے کہنا زیادہ درست ہوگا کہ $kr \gg 1$ کے لیے ہوتا ہے جیسا کہ مساوات میں خط اشعاعی کہیں گے۔ یک بُعدی نظریہ بکھراؤ کی طرح ہم یہاں فرض کرتے ہیں کہ مخفیہ مقامی ہے جس سے ہمارا مراد یہ ہوگا کہ کسی مستثنائی بکھراؤ خط کے باہر یہ تقریباً صفر ہوگا (شکل ۱۱.۶)۔ درمیانی خط میں جہاں V کو رد کیا جاسکتا ہے لیکن مرکز گریز جز کو نظر انداز نہیں کیا جاسکتا ردا سی مساوات درج ذیل روپ اختیار

کرتی ہے۔

$$(11.17) \quad \frac{d^2 u}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} u = -k^2 u$$

جس کا عمومی حل مساوات 4.45 کروئی۔ بیل تفاعلات کا خطی جوڑ ہوگا

$$(11.18) \quad u(r) = A r j_l(kr) + B r n_l(kr)$$

لیکن نہ ہی j_l جو سائن تفاعل کی طرح ہے اور نہ ہی n_l جو متعین کو سائن کی طرح ہے کسی رخصتی یا آمدی موج کو ظاہر نہیں کرتے ہیں۔ ہمیں یہاں e^{ikr} اور e^{-ikr} کی طرح کے خطی جوڑ درکار ہوں گے جنہیں کروئی بینکل تفاعلات کہتے ہیں

$$(11.19) \quad h_l^{(1)}(x) \equiv j_l(x) + i n_l(x); \quad h_l^{(2)}(x) \equiv j_l(x) - i n_l(x)$$

جدول 11.1 میں چند ابتدائی کروئی بینکل تفاعلات پیش کیے گئے ہیں۔ بڑی r کی صورت میں $h_l^{(1)}(kr)$ جیسے

$$h_l^{(2)}(x) \text{ اور } h_l^{(1)}(x) \text{ : کروئی بینکل تفاعلات}$$

$h_0^{(2)} = i \frac{e^{-ix}}{x}$ $h_1^{(2)} = \left(\frac{i}{x^2} - \frac{1}{x} \right) e^{-ix}$ $h_2^{(2)} = \left(\frac{3i}{x^3} - \frac{3}{x^2} + \frac{i}{x} \right) e^{-ix}$	$h_0^{(1)} = -i \frac{e^{ix}}{x}$ $h_1^{(1)} = \left(-\frac{i}{x^2} - \frac{1}{x} \right) e^{ix}$ $h_2^{(1)} = \left(-\frac{3i}{x^3} - \frac{3}{x^2} + \frac{i}{x} \right) e^{ix}$
$\left. \begin{aligned} h_l^{(1)} &\rightarrow \frac{1}{x} (-i)^{l+1} e^{ix} \\ h_l^{(2)} &\rightarrow \frac{1}{x} (i)^{l+1} e^{-ix} \end{aligned} \right\} x \gg 1 \text{ کے لیے}$	

بینکل تفاعل کا پہلا قسم کہتے ہیں e^{ikr}/r کے لحاظ سے تبدیل ہوتا ہے جبکہ $h_l^{(2)}(kr)$ بینکل تفاعل کی دوسری قسم e^{-ikr}/r کے لحاظ سے تبدیل ہوگا۔ یوں رخصتی امواج کے لیے ہمیں کروئی بینکل تفاعلات کی پہلی قسم درکار ہوگی:

$$(11.20) \quad R(r) \sim h_l^{(1)}(kr)$$

اس طرح خطہ بکھراؤ کے باہر جہاں $V(r) = 0$ ہوگا بالکل ٹھیک تفاعل موج درجہ ذیل ہوگا

$$(11.21) \quad \psi(r, \theta, \phi) = A \left\{ e^{ikz} + \sum_{l,m} C_{l,m} h_l^{(1)}(kr) Y_l^m(\theta, \phi) \right\}$$

اس کا پہلا اجزاء آمدی مستوی موج ہے جبکہ مجموعہ جس کے عددی سر $C_{l,m}$ ہے موج بکھراؤ کو ظاہر کرتا ہے۔ چونکہ ہم فرض کر چکے ہیں کہ مخفیہ کروئی تشکلی ہے لحاظ تفاعل موج ϕ کا تابع نہیں ہو سکتا ہے۔ یوں صرف وہ اجزاء باقی رہیں گے جن میں $m = 0$ ہو یا درجہ $Y_l^m \sim e^{im\phi}$ اب مساوات 4.27 اور 4.32 سے درجہ ذیل ہوگا

$$(11.22) \quad Y_l^0(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} P_l(\cos \theta)$$

جہاں l ویں لیٹنڈرکٹشیررکٹی کو P_l کو غلبہ کرتا ہے۔ روایتی طور پر a_l $i^{l+1}k\sqrt{4\pi(2l+1)}$ $C_{l,0}$ لکھ کر عددی سروں کی تعریف یوں کی جاتی ہے:

$$(11.23) \quad \psi(r, \theta) = A \left\{ e^{ikz} + k \sum_{l=0}^{\infty} i^{l+1} (2l+1) a_l h_l^{(1)}(kr) P_l(\cos \theta) \right\}$$

آپ کچھ ہی دیر میں دیکھیں گے کہ یہ مخصوص علامت کیوں بہتر ہے a_l کو l واں جیٹہ جبزوی موج کہتے ہیں۔

اب بہت بڑی r کی صورت میں مینکل تفاعل e^{ikr}/kr $(-i)^{l+1}$ جدول 11.1 کے لحاظ سے تبدیل ہوگا لحاظ درج ذیل ہوگا

$$(11.24) \quad \psi(r, \theta) \approx A \left\{ e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{(ikr)}}{r} \right\}$$

جہاں $f(\theta)$ درج ذیل ہے

$$(11.25) \quad f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l P_l(\cos \theta)$$

یہ مساوات 11.12 میں میں پیش کی گئی عمومی ساخت کے اصول موضوعہ کی تصدیق کرتا ہے اور ہمیں دیکھتا ہے کہ جبزوی موج جیٹوں a_l کی صورت میں جیٹہ بکھراؤ $f(\theta)$ کس طرح حاصل ہوگا تفسیری عمودی تراش درج ذیل ہوگا

$$(11.26) \quad D(\theta) = |f(\theta)|^2 = \sum_l \sum_{l'} (2l+1)(2l'+1) a_l^* a_{l'} P_l(\cos \theta) P_{l'}(\cos \theta)$$

اور کل عمودی تراش درج ذیل ہوگا

$$(11.27) \quad \sigma = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |a_l|^2$$

زاویائی نکل کو حل کرنے کے لیے میں نے لیٹنڈرکٹشیررکٹیوں کی عمودیت مساوات 4.34 استعمال کی۔

۱۱.۲.۲ لایا عمل

زیر غور مخفیہ کے لیے جبزوی موج جیٹوں a_l کا تعین کرنا باقی ہے۔ اندرونی خطہ جہاں $V(r)$ غیر صفر ہے میں مساوات شروع ڈنگر کو حل کر کے اسے بیرونی حل مساوات 11.23 کے ساتھ مناسب سرحدی شرائط استعمال کرتے ہوئے ملانے سے ایسا کیا جاسکتا ہے۔ مثلاً صرف اتنا ہے کہ میں نے بکھراؤ موج کے لیے کروبی محدود جبکہ آمدی موج کے لیے کارتیسی محدود استعمال کیے ہیں۔ ہمیں تفاعل موج کو ایک جیسی علامتوں میں لکھنا ہوگا۔

یقیناً $V = 0$ کے لیے مساوات شرودنگر کو e^{ikz} متعین کرتا ہے۔ ساتھ ہی میں دلائل پیش کر چکا ہوں کہ $V = 0$ کے لیے مساوات شرودنگر کا عمومی حل درج ذیل روپ کا ہوگا

$$\sum_{l,m} [A_{l,m} j_l(kr) + B_{l,m} n_l(kr)] Y_l^m(\theta, \phi)$$

یوں، مخصوص e^{ikz} کو اس طرح بیان کرنا ممکن ہونا چاہیے اب مبدہ پر e^{ikz} مستثنیٰ ہے لحاظ نہ من تقاضات کی اجازت نہیں ہوگی $r = 0$ پر $n_l(kr)$ بے فتاویٰ ہوتے ہیں اور چونکہ $z = r \cos \theta$ میں کوئی ϕ نہیں پایا جاتا ہے لحاظ صرف $m = 0$ اجزاء ہوں گے۔ مستوی موج کی کردی امواج کی صورت میں سرچا پھیلاؤ کلیہ ریلے دیتی ہے۔

$$(11.28) \quad e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos \theta)$$

اس کو استعمال کرتے ہوئے بیرونی خطہ میں تفاعل موج کو صرف r اور θ کی صورت میں پیش کیا جاسکتا ہے

$$(11.29) \quad \psi(r, \theta) = A \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) [j_l(kr) + ika_l h_l^{(1)}(kr)] P_l(\cos \theta)$$

مثال ۱۱.۳: کو انٹیمخت کرہ بکھراؤ۔ درج ذیل منرض کریں

$$(11.30) \quad V(r) = \begin{cases} \infty, & r \leq a \text{ کے لیے} \\ 0, & r > a \text{ کے لیے} \end{cases}$$

سرحدی شرط تب درج ذیل ہوگا

$$(11.31) \quad \psi(a, \theta) = 0$$

یوں تمام θ کے لیے

$$(11.32) \quad \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) [j_l(ka) + ika_l h_l^{(1)}(ka)] P_l(\cos \theta) = 0$$

ہوگا۔ جس سے درج ذیل حاصل ہوتا ہے سوال 11.3

$$(11.33) \quad a_l = i \frac{j_l(ka)}{kh_l^{(1)}(ka)}$$

بخصوص کل عمودی تراش درج ذیل ہوگا

$$(11.34) \quad \sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left| \frac{j_l(ka)}{h_l^{(1)}(ka)} \right|^2$$

یہ بالکل درست جواب ہے۔ لیکن اس کو دیکھ کر کچھ زیادہ نہیں کہا جاسکتا ہے آئیں کم توانائی بکھراؤ $ka \ll 1$ کی تحدید صورت پر غور کریں $k = 2\pi/\lambda$ کی بنیاد کہتا ہے کہ دوری عرصہ کرہ کے رداس سے بہت بڑا ہے۔ جدول 4.4 سے مدد لیتے ہوئے ہم دیکھتے ہیں کہ چھوٹی z کے لیے $n_l(z)$ کی مقدار $j_l(z)$ سے بہت زیادہ ہوگی لحاظ

$$(11.35) \quad \frac{j_l(z)}{h_l^{(1)}(z)} = \frac{j_l(z)}{j_l(z) + in_l(z)} \approx -i \frac{j_l(z)}{n_l(z)} \\ \approx -i \frac{2^l l! z^l / (2l+1)!}{-(2l)! z^{-l-1} / 2^l l!} = \frac{i}{2l+1} \left[\frac{2^l l!}{(2l)!} \right]^2 z^{2l+1}$$

اور درج ذیل ہوگا

$$\sigma \approx \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{2l+1} \left[\frac{2^l l!}{(2l)!} \right]^4 (ka)^{4l+2}$$

چونکہ ہم $ka \ll 1$ فرض کر رہے ہیں لحاظ بلند طاقتیں متبادل نظر انداز ہوں گی۔ کم توانائی تخمین میں $l = 0$ جب بکھراؤ میں غالب ہوگا۔ یوں کلاسیکی صورت کے لیے تفسیری عمودی تراش θ کا تابع نہیں ہوگا۔ ظاہر ہے کہ کم توانائی تحت کرہ بکھراؤ کے لیے درج ذیل ہوگا

$$(11.36) \quad \sigma \approx 4\pi a^2$$

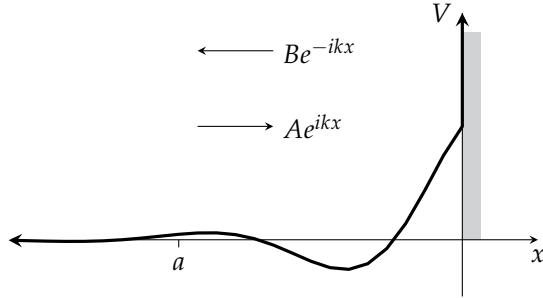
حیرانی کی بات ہے کہ بکھراؤ عمودی تراش کی قیمت جو میٹرائی عمودی تراش کے چار گنا ہے۔ درحقیقت σ کی قیمت کرہ کی کل سطحی رقبہ کے برابر ہے۔ لمبی طول موج بکھراؤ کی ایک خاصیت بڑی معاصر جامت ہے جو بصریات میں بھی ہوگا۔ ایک لحاظ سے یہ امواج کرہ کو چھوتے ہوئے اس کے اُپر سے گزرتے ہیں ناکہ کلاسیکی ذرات کی طرح جنہیں صرف سیدھا دیکھتے ہوئے عمودی تراش نظر آتا ہے۔ □

سوال ۱۱.۳: مساوات 11.32 سے آغاز کرتے ہوئے مساوات 11.33 ثابت کریں۔ اشارہ: لیٹانڈر کشیرر کئی کی عمودیت بروئے کار لاتے ہوئے دیکھائیں کہ l کی مختلف قیمتوں والے عددی سرلائٹما صفر ہوں گے۔

سوال ۱۱.۴: کروئی ڈیلٹا تفسیر حل:

$$V(r) = \alpha \delta(r - a)$$

سے کم توانائی بکھراؤ کی صورت پر غور کریں جہاں α اور a مستقل ہیں۔ جیل بکھراؤ $f(\theta)$ تفسیری عمودی تراش $D(\theta)$ اور کل عمودی تراش σ کا حساب کریں۔ ان میں $ka \ll 1$ فرض کریں لحاظ صرف $l = 0$ جب



شکل ۱۱.۷: معتمای مخفیہ، جس کے دائیں جانب ایک لامستناہی دیوار پائی جاتی ہے، سے ایک بعدی بکھراؤ۔

حنا طرحہ نصف ڈالیں گے۔ چیزوں کو آسان بنانے کی حنا طرہ آغاز سے ہی $l \neq 0$ والے تمام اجزاء کو نظر انداز کریں۔ یہاں a_0 تعین کرنا اصل مسئلہ ہے۔ اپنے جواب کو بے بعدی مقدار $\beta \equiv 2ma/\hbar^2$ کی صورت میں پیش کریں۔

$$\sigma = 4\pi a^2 \beta^2 / (1 + \beta)^2 \quad \text{جواب:}$$

۱۱.۳ متقلات حیط

پہلے نصف لکیر $x < 0$ پر مقامی مخفیہ $V(x)$ سے ایک بعدی بکھراؤ کے مسئلے پر غور کرتے ہیں۔ شکل ۱۱.۷ میں $x = 0$ پر ایسنٹون کی ایک دیوار کھڑی کرتا ہوں تاکہ بائیں سے آمدی موج

$$(11.37) \quad \psi_i(x) = Ae^{ikx} \quad (x < -a)$$

مکمل طور پر منعکس ہوگا

$$(11.38) \quad \psi_r(x) = Be^{-ikx} \quad (x < -a)$$

باہم عمل خطہ $(-a < x < 0)$ میں جو کچھ بھی ہوا احتمال کی بقا کی بنامعقد موج کا حیطہ لاطمما آمدی موج کے حیطہ کے برابر ہوگا۔ تاہم ضروری نہیں کہ اس کا حیطہ وہی ہو اگر ماسوائے $x = 0$ پر دیوار کے کوئی مخفیہ نہیں پایا جاتا تو تب چونکہ مبدہ پر آمدی موج منعکس کل تن عمل موج صفر ہوگا

$$(11.39) \quad \psi_0(x) = A(e^{ikx} - e^{-ikx}) \quad (V(x) = 0)$$

لحاظ $B = -A$ ہوگا۔ غیر صفر مخفیہ کی صورت میں $x < -a$ کے لیے تفاعل موج درج ذیل روپ اختیار کرتا ہے

$$(11.۴۰) \quad \psi(x) = A \left(e^{ikx} - e^{i(2\delta - kx)} \right) \quad (V(x) \neq 0)$$

نظریہ بکھراؤ کی پوری کہانی کسی مخصوص مخفیہ کے لیے k لحاظ توانائی $E = \hbar^2 k^2 / 2m$ کی صورت میں منتقل حیط کے حساب کا دوسرا نام ہے۔ ہم خطہ بکھراؤ $(-a < x < 0)$ میں مساوات زروڈنگر کو حل کر کے مناصب سرحدی شرائط مطا کر کے ایسا کرتے ہیں سوال 11.5 دیکھیں۔ مخلوط حیط B کی بجائے منتقل حیط کے ساتھ کرنے کا فائدہ یہ ہے کہ یہ طبیعیات پر روشنی ڈالتا ہے۔ احتمال کی بقا کی بدولت مخفیہ منعکس موج کی صرف حیط تبدیل کر سکتا ہے اور ایک مخلوط مقدار جو دو حقیقی اعداد پر مشتمل ہوتا ہے کی بجائے ایک حقیقی مقدار کے ساتھ کام کرتے ہوئے ریاضی آسان ہوتی ہے۔

آئیں اب تین بُعدی صورت پر دوبارہ ڈالیں۔ آمدی مستوی موج (Ae^{ikz}) کا z رخ میں کوئی زاویائی معیار حرکت نہیں پایا جاتا کلیریلے میں $m \neq 0$ والا کوئی حیز نہیں پایا جاتا۔ تاہم اس میں کل زیادہائی معیار حرکت $(l = 0, 1, 2, \dots)$ کی تمام قیمتیں شامل ہیں۔ چونکہ کروی تشاکلی مخفیہ زاویائی معیار حرکت کی بقا کرتا ہے لحاظ ہر ایک حیزوی موج جسے کسی ایک خصوصی l سے نام دیا جاتا ہے انفرادی طور پر بکھرے گی اور اس کے حیط میں کوئی تبدیلی رونما نہیں ہوگی تاہم اس کا حیط تبدیل ہو سکتا ہے۔ مخفیہ بلکل نہ ہونے کی صورت میں $\psi_0 = Ae^{ikz}$ ہوگا لحاظ l ویں حیزوی موج درج ذیل ہوگی مساوات 11.28

$$(11.۴۱) \quad \psi_0^{(l)} = A i^l (2l + 1) j_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (V(r) = 0)$$

لیکن مساوات 11.19 اور جدول 11.1 کے تحت درج ذیل ہوگا

$$(11.۴۲) \quad j_l(x) = \frac{1}{2} \left[h^{(1)}(x) + h_l^{(2)}(x) \right] \approx \frac{1}{2x} \left[(-i)^{l+1} e^{ix} + i^{l+1} e^{-ix} \right] \quad (x \gg 1)$$

لحاظ بڑی r کی صورت میں درج ذیل ہوگا

$$(11.۴۳) \quad \psi_0^{(l)} \approx A \frac{(2l + 1)}{2ikr} \left[e^{ikr} - (-1)^l e^{-ikr} \right] P_l(\cos \theta) \quad (V(r) = 0)$$

چپکور کوسین میں دوسرا حیز آمدی کروی موج کو ظاہر کرتا ہے مخفیہ بکھراؤ متعارف کرانے سے تبدیل نہیں ہوگا۔ پہلا حیز رخصتی موج ہے جو منتقل حیط δ_l لیتا ہے

$$(11.۴۴) \quad \psi^{(1)} \approx A \frac{(2l + 1)}{2ikr} \left[e^{i(kr + 2\delta_l)} - (-1)^l e^{-ikr} \right] P_l(\cos \theta) \quad (V(r) \neq 0)$$

آپ e^{ikz} میں $h_l^{(2)}$ حیز کی بنا اس کو کروی مرکز موج تصور کر سکتے ہیں جس میں $2\delta_l$ منتقل حیط پایا جاتا ہے اور جو e^{ikz} میں $h_l^{(1)}$ حصے کے ساتھ بکھرے موج کی بدولت رخصتی کروی موج کے طور پر ابھرتا ہے۔

حصہ 1.2.11 میں پورے نظریہ کو جزوی تفاعل حیطوں a_l کی صورت میں پیش کیا گیا ہے اس کو مستقل حیط δ_l کی صورت میں پیش کیا گیا۔ ان دونوں کے بیچ ضرور کوئی تعلق پایا جاتا ہوگا۔ یقیناً مساوات 11.23 کی بڑی r کی صورت میں متقارب روپ

$$(11.۴۵) \quad \psi^{(1)} \approx A \left\{ \frac{(2l+1)}{2ikr} \left[e^{ikr} - (-1)^l e^{-ikr} \right] + \frac{(2l+1)}{r} a_l e^{ikr} \right\} P_l(\cos \theta)$$

کا δ_l کی صورت میں عمومی کی صورت مساوات 1.44 کے ساتھ موازنہ کرنے سے درج ذیل حاصل ہوگا

$$(11.۴۶) \quad a_l = \frac{1}{2ik} \left(e^{2i\delta_l} - 1 \right) = \frac{1}{k} e^{i\delta_l} \sin(\delta_l)$$

اس طرح بالخصوص مساوات 11.25

$$(11.۴۷) \quad f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin(\delta_l) P_l(\cos \theta)$$

اور درج ذیل ہوگا مساوات 11.27

$$(11.۴۸) \quad \sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2(\delta_l)$$

اب بھی جزوی موج حیطوں کی بجائے مستقل حیط کے ساتھ کام کرنا بہتر ثابت ہوتا ہے چونکہ ان سے طبعی معلومات باآسانی حاصل ہوتی ہے اور ریاضی کی نقطہ نظر سے ان کے ساتھ کام کرنا آسان ہوتا ہے۔ مستقل حیط زاویائی معیار حرکت کی بقا کو استعمال کرتے ہوئے مخلوط مقدار a_l جو دو حقیقی اعداد پر مشتمل ہوتا ہے کی بجائے ایک حقیقی عدد δ_l استعمال کرتا ہے۔

سوال ۱۱.۵: ایک ذرہ جس کی کمیت m اور توانائی E ہو درج ذیل مخفیہ پر بانیں سے آمدی ہے

$$V(x) = \begin{cases} 0, & (x < -a). \\ -V_0, & (-a \leq x \leq 0). \\ \infty, & (x > 0). \end{cases}$$

(الف) آمدی موج Ae^{ikx} جہاں $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ کی صورت میں منعکس موج تلاش کریں۔

جواب:

$$Ae^{-2ika} \left[\frac{k - ik' \cot(k'a)}{k + ik' \cot(k'a)} \right] e^{-ikx}, \quad \text{جہاں } k' = \sqrt{2m(E + V_0)}/\hbar$$

(ب) تصدیق کریں کہ منعکس موج کا حیط وہی ہے جو آمدی موج کا ہے۔

(ج) بہت گہرا کنواں $E \ll V_0$ کے لیے متقلات δ مساوات 11.40 تلاش کریں۔

جواب: $\delta = -ka$

سوال ۱۱.۶: سخت کرہ بھراؤ کے لیے حبزوی موج حیٹی انتتال δ_l کیا ہوں گے مثال 11.3؟

سوال ۱۱.۷: ایک ڈیلٹا تفاعل خول سوال 11.4 سے S موج $l = 0$ حبزوی موج انتتال حیٹ $\delta_0(k)$ تلاش کریں۔ ایسا کرتے ہوئے فرض کریں کہ $r \rightarrow \infty$ پر رداسی تفاعل موج $u(r)$ صفر کو پہنچے گا۔

جواب:

$$-\cot^{-1} \left[\cot(ka) + \frac{ka}{\beta \sin^2(ka)} \right], \quad \text{جہاں } \beta \equiv \frac{2m\alpha a}{\hbar^2}$$

۱۱.۴ بارن تخمین

۱۱.۴.۱ مساوات شرودنگر کی تکمیلی روپ

غیر تابع وقت شرودنگر مساوات

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi \quad (11.49)$$

کو مختصراً

$$(\nabla^2 + k^2)\psi = Q \quad (11.50)$$

لکھا جاسکتا ہے جہاں درج ذیل ہوں گے

$$k \equiv \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \text{ اور } Q \equiv \frac{2m}{\hbar^2} V\psi \quad (11.51)$$

اس کاروپ سرسری طور پر مساوات ہولشز کی طرح ہے۔ البتہ غیر متجانس حبز Q از خود ψ کا تابع ہے۔

فرض کریں ہم ایک تفاعل $G(r)$ دریافت کر پائیں جو ڈیلٹا تفاعل عملی منبع کے لیے مساوات ہولشز کو متعین کرتا ہو

$$(\nabla^2 + k^2)G(r) = \delta^3(r) \quad (11.52)$$

ایسی صورت میں ہم ψ کو بطور ایک مکمل لکھ سکتے ہیں

$$\psi(r) = \int G(r-r_0)Q(r_0) d^3 r_0 \quad (11.53)$$

ہم با آسانی دیکھ سکتے ہیں کہ یہ مساوات 11.50 روپ کی شعروڈنگر مساوات کو متعین کرتا ہے

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k^2)\psi(r) &= \int [(\nabla^2 + k^2)G(r-r_0)] Q(r_0) d^3 r_0 \\ &= \int \delta^3(r-r_0) Q(r_0) d^3 r_0 = Q(r) \end{aligned}$$

تفاعل $G(r)$ کو مساوات ہلم ہولڈنگر کا تفاعل گرین کہتے ہیں۔ عمومی طور پر ایک خطی تفرقی مساوات کا تفاعل گرین ایک ڈیٹا تفاعل منبج کو ردِ عمل ظاہر کرتا ہے۔

ہمارا پسلا کام $G(r)$ کے لیے مساوات 11.52 کا حل تلاش کرنا ہے۔ ایسا کرنے کا آسان ترین طریقہ یہ ہے کہ ہم فوریر بدل لیں جو تفرقی مساوات کو ایک الجبرائی مساوات میں تبدیل کرتا ہے۔ درج ذیل لیں

$$(11.53) \quad G(r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{is \cdot r} g(s) d^3 s$$

تب

$$(\nabla^2 + k^2)G(r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int [(\nabla^2 + k^2)e^{is \cdot r}] g(s) d^3 s$$

ہو گا تاہم

$$(11.55) \quad \nabla^2 e^{is \cdot r} = -s^2 e^{is \cdot r}$$

اور مساوات 2.144 دیکھیں

$$(11.56) \quad \delta^3(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{is \cdot r} d^3 s$$

لہذا مساوات 11.52 درج ذیل کہے گی

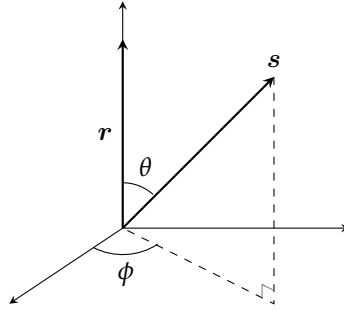
$$\frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int (-s^2 + k^2) e^{is \cdot r} g(s) d^3 s = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{is \cdot r} d^3 s$$

یوں درج ذیل ہو گا

$$(11.57) \quad g(s) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}(k^2 - s^2)}$$

اس کو واپس مساوات 11.54 میں پُر کرنے کے درج ذیل ملتا ہے

$$(11.58) \quad G(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{is \cdot r} \frac{1}{(k^2 - s^2)} d^3 s$$



شکل ۱۱.۸: موزوں محدود برائے مساوات ۱۱.۵۸ کا مکمل۔

اب s مکمل کے نقطہ نظر سے r غیر متغیر ہے ہم کردی محدود (s, θ, ϕ) کو یوں چنتے ہیں کہ r کتنی محور پر پایا جاتا ہو (شکل ۱۱.۸)۔ یوں $s \cdot r = sr \cos \theta$ ہوگا متغیر ϕ کا مکمل 2π ہوگا جبکہ θ مکمل درجہ ذیل ہوگا

$$(11.59) \quad \int_0^\pi e^{isr \cos \theta} \sin \theta \, d\theta = -\frac{e^{isr \cos \theta}}{isr} \Big|_0^\pi = \frac{2 \sin(sr)}{sr}$$

یوں درجہ ذیل ہوگا

$$(11.60) \quad G(r) = \frac{1}{(2\pi^2)} \frac{2}{r} \int_0^\infty \frac{s \sin(sr)}{k^2 - s^2} \, ds = \frac{1}{4\pi^2 r} \int_{-\infty}^\infty \frac{s \sin(sr)}{k^2 - s^2} \, ds$$

باقی مکمل اتنا آسان نہیں ہے۔ قوت نمائی عملیت استعمال کر کے نصب نمک کو اجزائے ضربی کی روپ میں لکھنا مدد دگاتا بہت ہوتا ہے

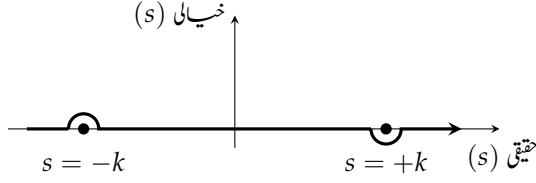
$$(11.61) \quad G(r) = \frac{i}{8\pi^2 r} \left\{ \int_{-\infty}^\infty \frac{se^{isr}}{(s-k)(s+k)} \, ds - \int_{-\infty}^\infty \frac{se^{-isr}}{(s-k)(s+k)} \, ds \right\}$$

$$= \frac{i}{8\pi^2 r} (I_1 - I_2)$$

اگر z_0 خط ارتقاء کے اندر پایا جاتا ہو تب کوشی کلیہ مکمل

$$(11.62) \quad \oint \frac{f(z)}{(z - z_0)} \, dz = 2\pi i f(z_0)$$

استعمال کرتے ہوئے ان نکلات کی قیمت تلاش کی جاسکتی ہے دیگر صورت مکمل صفر ہوگا۔ یہاں حقیقی محور جو $\pm k$ پر قطبی نادر نکات کے بالکل اوپر سے گزرتا ہے کے ساتھ ساتھ مکمل لیا جاتا ہے۔ ہمیں قطبین کے اطراف سے گزرنا



شکل ۱۱.۹: ارتقاعی مکمل (مسوات ۱۱.۶۱) میں ہمیں قطبین کے اطراف سے گزرنا ہوگا۔



شکل ۱۱.۱۰: مسوات ۱۱.۶۳ اور مسوات ۱۱.۶۴ کے خط ارتقاع کو بند کرنا دکھایا گیا ہے۔

ہوگا میں $-k$ پر بلائی جانب سے $+k$ پر زیریں جانب سے گزروں گا (شکل ۱۱.۹)۔ آپ کوئی نیا راستہ منتخب کر سکتے ہیں مثلاً آپ ہر قطب کے گرد سات مرتبہ چکر کاٹ کر راہ منتخب کر سکتے ہیں جس سے آپ کو ایک مختلف تفاعل گرین حاصل ہوگا لیکن میں کچھ ہی دیر میں دیکھاؤں گا کہ یہ تمام متبادل قبول ہوں گے۔

مسوات 11.61 میں ہر ایک مکمل کے لیے ہمیں خط استواء کو اس طرح بند کرنا ہوگا کہ لامستناہی پر نصف دائرہ مکمل کی قیمت میں کوئی حصہ نہ ڈالے۔ مکمل I_1 کی صورت میں اگر s کا خیالی جز بہت بڑا اور مثبت ہو تب جب ضربی e^{isr} صفر کو پہنچے گا اس مکمل کے لیے ہم بالانصف دائرہ لیتے ہیں (شکل ۱۱.۱۰)۔ اب خط ارتقاع صرف $s = +k$ پر پائے جانے والا نادر نقطہ کو گھیرتا ہے لحاظ درج ذیل ہوگا

$$(11.63) \quad I_1 = \oint \left[\frac{se^{isr}}{s+k} \right] \frac{1}{s-k} ds = 2\pi i \left[\frac{se^{isr}}{s+k} \right] \Big|_{s=k} = i\pi e^{ikr}$$

مکمل I_2 کی صورت میں جب s کا خیالی جز بہت بڑی منفی مقدار ہو تب جب ضربی e^{-isr} صفر کو پہنچتا ہے لحاظ ہم زیریں نصف دائرہ لیتے ہیں (شکل ۱۱.۱۰)۔ اس مرتبہ خط ارتقاع $s = -k$ پر پائے جانے والے نادر نقطہ جو کو گھیرتا ہے اور یہ گھڑی وار ہے لحاظ اس کے ساتھ اضافی منفی علامت ہوگا

$$(11.64) \quad I_2 = - \oint \left[\frac{se^{-isr}}{s-k} \right] \frac{1}{s+k} ds = -2\pi i \left[\frac{se^{-isr}}{s-k} \right] \Big|_{s=-k} = -i\pi e^{ikr}$$

ماخوذ:

$$(11.65) \quad G(r) = \frac{i}{8\pi^2 r} \left[\left(i\pi e^{ikr} \right) - \left(-i\pi e^{ikr} \right) \right] = -\frac{e^{ikr}}{4\pi r}$$

یہ مساوات 11.52 کا حل اور مساوات پلم ہولٹز کا تفاعل گرین ہے اگر آپ کہیں ریاضیاتی تجزیہ میں گم ہو گئے ہوں تب بلا واسطہ تفریق کی مدد سے نتیجہ کی تصدیق کی جیئے گا سوال 11.8 دیکھیں۔ بلکہ یہ مساوات پلم ہولٹز کا ایک تفاعل گرین ہے چونکہ ہم $G(r)$ کے ساتھ ایسا کوئی بھی تفاعل $G_0(r)$ جمع کر سکتے ہیں جو متجانس پلم ہولٹز مساوات کو متعین کرتا ہو

$$(11.61) \quad (\nabla^2 + k^2)G_0(r) = 0$$

صاف ظاہر ہے کہ مساوات 11.52 کو $(G + G_0)$ بھی متعین کرتا ہے۔ اس ابہام کی وجہ قطبین کے متغیر سے گزرتے ہوئے راہ کی بنا ہے راہ کی ایک مختلف انتخاب ایک مختلف تفاعل $G_0(r)$ کے مترادف ہے۔

مساوات 11.53 کو دوبارہ دیکھتے ہوئے مساوات شرودنگر کا عمومی حل درج ذیل روپ کا ہوگا

$$(11.62) \quad \psi(r) = \psi_0(r) - \frac{m}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik|r-r_0|}}{|r-r_0|} V(r_0) \psi(r_0) d^3 r_0$$

جہاں ψ_0 آزاد ذرہ مساوات شرودنگر کو متعین کرتا ہے

$$(11.68) \quad (\nabla^2 + k^2)\psi_0 = 0$$

مساوات 11.67 شرودنگر مساوات کی تکملی روپ ہے جو زیادہ معروضی تفریق روپ کی مکمل طور پر معدل ہے۔ پہلی نظر میں ایسا معلوم ہوتا ہے کہ یہ کسی بھی مخفیہ کے لیے مساوات شرودنگر کا سری حل ہے جو ماننے والی بات نہیں ہے۔ دھوکہ مت کھائیں۔ دائیں ہاتھ تکمل کی علامت کے اندر ψ پایا جاتا ہے جسے جاننے بغیر آپ تکمل حاصل کر کے حل نہیں جان سکتے ہیں تاہم تکملی روپ انتہائی طاقتور ثابت ہوتا ہے اور جیسا ہم اگلے حصہ میں دیکھیں گے یہ بلخصوص بکھراؤ مسائل کے لیے نہایت موضوع ہے۔

سوال 11.۸: مساوات 11.65 کو مساوات 11.52 میں پُر کر کے دیکھیں کہ یہ اسے متعین کرتا ہے۔ اشارہ: $-\nabla^2(1/r) = -4\pi\delta^3(r)$

سوال 11.۹: دیکھیں کہ V اور E کی مناسب قیمتوں کے لیے مساوات شرودنگر کی تکملی روپ کو ہائڈروجن کا زمینی حال مساوات 4.80 متعین کرتا ہے۔ دیہان رہے کہ E منفی ہے لحاظ $k = i\kappa$ ہوگا جہاں $\kappa \equiv \sqrt{-2mE}/\hbar$ ہوگا۔

۱۱.۴ بارن تخمین اول

فرض کریں $r_0 = 0$ پر $V(r_0)$ مکانی مخفیہ ہے یعنی کسی مستثنائی خطہ کے باہر مخفیہ کی قیمت صفر ہے جو عموماً مسئلہ بکھراؤ میں ہونگا اور ہم مرکز بکھراؤ سے دور نکات پر $\psi(r)$ جاننا چاہتے ہیں۔ ایسی صورت میں مساوات

11.67 کی تکمل میں حصہ ڈالنے والے تمام نکات کے لیے $|r| \gg |r_0|$ ہوگا لحاظ

$$(11.69) \quad |r - r_0|^2 = r^2 + r_0^2 - 2r \cdot r_0 \cong r^2 \left(1 - 2 \frac{r \cdot r_0}{r^2} \right)$$

اور یوں درج ذیل ہوگا

$$(11.70) \quad |r - r_0|^2 \cong r - \hat{r} \cdot r_0$$

ہم

$$(11.71) \quad k \equiv k\hat{r}$$

لیتے ہیں۔ یوں

$$(11.72) \quad e^{ik|r-r_0|} \cong e^{ikr} e^{-ik \cdot r_0}$$

ہوگا۔ لحاظ درج ذیل ہوگا

$$(11.73) \quad \frac{e^{ik|r-r_0|}}{|r - r_0|} \cong \frac{e^{ikr}}{r} e^{-ik \cdot r_0}$$

نصب نام میں ہم زیادہ بڑی تخمین $r \cong |r - r_0|$ دے سکتے ہیں قوت نام میں ہمیں دوسرا جز بھی رکھنا ہوگا۔ اگر آپ یقین نہیں کر سکتے ہیں تو نصب نام میں دوسرے جز کو پہلا کر دیکھیں ہم یہاں ایک چھوٹی مقدار (r_0/r) کی قوتوں میں پھیلا کر کم سے کم رتی جز کے علاوہ باقی تمام کو رد کرتے ہیں۔
بکھراؤ کی صورت میں ہم درج ذیل چاہتے ہیں۔ جو آمدی مستوی موج کو ظاہر کرتا ہے

$$(11.74) \quad \psi_0(r) = A e^{ikz}$$

یوں بڑی r کے لیے درج ذیل ہوگا

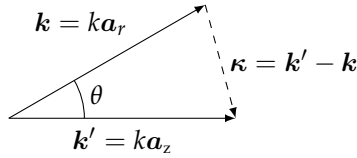
$$(11.75) \quad \psi(r) \cong A e^{ikz} - \frac{m}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{ikr}}{r} \int e^{ik \cdot r_0} V(r_0) \psi(r_0) d^3 r_0$$

یہ معیاری روپ مساوات 11.12 ہے جس سے ہم جملہ بکھراؤ پڑھ سکتے ہیں

$$(11.76) \quad f(\theta, \phi) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2 A} \int e^{-ik \cdot r_0} V(r_0) \psi(r_0) d^3 r_0$$

یہاں تک یہ بالکل ایک درست جواب ہے ہم اب بارن تخمین باروہ کار لاتے ہیں۔ فرض کریں آمدی مستوی موج کو مخفیہ متابل ذکر تبدیل نہیں کرتا ہوا ایسی صورت میں درج ذیل استعمال کرنا معقول ہوگا

$$(11.77) \quad \psi(r_0) \approx \psi_0(r_0) = A e^{ikz_0} = A e^{ik' \cdot r_0}$$



شکل ۱۱.۱۱: بارن تخمین میں دو تفاعل موج: k' آمدی رخ جبکہ k بکھراؤ رخ ہے۔

جہاں ٹکل کے اندر k' درج ذیل ہے

$$(11.48) \quad k' \equiv k\hat{z}$$

مخفیہ V صفر ہونے کی صورت میں یہ بالکل ٹھیک تفاعل موج ہوتا ہے بنیادی طور پر کمزور مخفیہ تخمین ہے۔ بارن تخمین میں یوں درج ذیل ہوگا

$$(11.49) \quad f(\theta, \phi) \cong -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int e^{i(k'-k)\cdot r_0} V(r_0) d^3 r_0$$

ہو سکتا ہے کہ آپ k' اور k کی تعریفات بھول چکے ہوں دونوں کی مقدار k ہے تاہم اول الذکر کارخ آمدی شعاع کے رخ ہے جبکہ معاصر الذکر کارخ کاشف کے رخ ہے (شکل ۱۱.۱۱ دیکھیں)۔ اس عمل میں $\hbar(k - k')$ منتقلی معیار حرکت کو ظاہر کرے گا بلخصوص خطہ بکھراؤ پر کم توانائی لمبی طول موج بکھراؤ کے لیے قوت نمائی حبز ضربی بنیادی طور پر مستقل ہوگا اور یوں تخمین بارن درج ذیل سادہ روپ اختیار کرے گا

$$(11.80) \quad f(\theta, \phi) \cong -\frac{m}{2\pi\hbar} \int V(r) d^3 r, \quad \text{کم توانائی}$$

میں نے یہاں r کے زیر نوشت میں کچھ نہیں لکھا اید کی حیاتی اس سے کوئی پریشانی پیدا نہیں ہوگی۔

مثال ۱۱.۴: کم توانائی نرم کرہ بکھراؤ درج ذیل مخفیہ لیں

$$(11.81) \quad V(r) = \begin{cases} V_0, & r \leq a \\ 0, & r > a \end{cases}$$

کم توانائی کی صورت میں θ اور ϕ کا غیر تابع جملہ مکھراؤ درج ذیل ہوگا۔

$$(11.82) \quad f(\theta, \phi) \cong -\frac{m}{2\pi\hbar^2} V_0 \left(\frac{4}{3} \pi a^3 \right)$$

تفریقی عمودی تراش

$$(11.83) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 \cong \left(\frac{2mV_0a^3}{3\hbar^2} \right)^2$$

اور کل عمودی تراش درج ذیل ہوگا۔

$$\sigma \cong 4\pi \left(\frac{2mV_0a^3}{3\hbar^2} \right)^2 \quad (11.83)$$

□

ایک کروئی تشاکلی مخفیہ $V(r) = V(r)$ کے لیے جو ضروری نہیں کہ کم توانائی پر ہو تخمینہ بارن دوبارہ سادہ روپ اختیار کرتا ہے۔ درج ذیل متعارف کرتے ہوئے

$$\kappa \equiv k' - k \quad (11.85)$$

r_0 مکمل کے قطبی محور کو κ پر رکھتے ہوئے درج ذیل ہوگا

$$(k' - k) \cdot r_0 = \kappa r_0 \cos \theta_0 \quad (11.86)$$

یوں درج ذیل حاصل ہوگا

$$f(\theta) \cong -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int e^{i\kappa r_0 \cos \theta_0} V(r_0) r_0^2 \sin \theta_0 dr_0 d\theta_0 d\phi_0 \quad (11.87)$$

متغیر ϕ_0 کے لحاظ سے مکمل 2π دیا اور θ_0 مکمل کو ہم پہلے دیکھ چکے ہیں مساوات 11.59 دیکھیں۔ یوں r کے زیر نوشت کوٹ لکھتے ہوئے درج ذیل رہ جائے گا

$$f(\theta) \cong -\frac{2m}{\hbar^2\kappa} \int_0^\infty r V(r) \sin(\kappa r) dr \quad \text{کروئی تشاکل} \quad (11.88)$$

f کی زیویائی تابعیت κ میں سوئی گئی ہے شکل ۱۱.۱۱ کو دیکھ کر درج ذیل لکھا جاسکتا ہے

$$\kappa = 2k \sin(\theta/2) \quad (11.89)$$

مثال ۱۱.۵: یوکاوا بکھراؤ۔ یوکاوا مخفیہ جو جوہری مرکزہ کے بیچ ہندشی قوت کا ایک سادہ نمونہ پیش کرتا ہے کاروپ درج ذیل ہے جہاں β اور μ مستقل ہیں

$$V(r) = \beta \frac{e^{-\mu r}}{r} \quad (11.90)$$

تخمین بارن درج ذیل دیا

$$f(\theta) \cong -\frac{2m\beta}{\hbar^2\kappa} \int_0^\infty e^{-\mu r} \sin(\kappa r) dr = -\frac{2m\beta}{\hbar(\mu^2 + \kappa^2)} \quad (11.91)$$

آپ کو سوال 11.11 میں یہ مکمل حل کرنے کو کہا گیا ہے۔ □

مثال ۱۱.۶: ردورڈ بکھراؤ مخفیہ یوکاوا میں $\beta = q_1 q_2 / 4\pi\epsilon_0$ اور $\mu = 0$ پر کرنے سے مخفیہ کولب حاصل ہوگا جو دو نقطی باروں کے بیچ برقی باہم عمل کو بیان کرتا ہے۔ ظاہر ہے کہ حیظ بکھراؤ درج ذیل ہوگا

$$(11.92) \quad f(\theta) \cong -\frac{2mq_1q_2}{4\pi\epsilon_0\hbar^2\kappa^2}$$

یا مساوات 11.89 اور 11.51 استعمال کرتے ہوئے درج ذیل ہوگا

$$(11.93) \quad f(\theta) \cong -\frac{q_1q_2}{16\pi\epsilon_0 E \sin^2(\theta/2)}$$

اس کا مربع ہمیں تفسیری عمودی تراش دیگا

$$(11.94) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{q_1q_2}{16\pi\epsilon_0 E \sin^2(\theta/2)} \right]^2$$

جو ٹھیک کلیہ ردورڈ مساوات 11.11 ہے۔ آپ دیکھ سکتے ہیں کہ کولب مخفیہ کے لیے کالسی میکانیات تخمین بارن اور کوانٹم نظریہ میدان تمام ایک دوسرے جیسے نتیجہ دیتے ہیں۔ ہم کہہ سکتے ہیں کہ کلیہ ردورڈ ایک مضبوط کلیہ ہے۔ □

سوال ۱۱.۱۰: اختیاری توانائی کے لیے نرم کرہ بکھراؤ کا حیظ بکھراؤ بارن تخمین سے حاصل کریں دیکھائیں کہ کم توانائی حد میں اس سے مساوات 11.82 حاصل ہوگا۔

سوال ۱۱.۱۱: مساوات 11.91 میں مکمل کی قیمت تلا کر کے دائیں ہاتھ ریاضی منکرہ کی تصدیق کریں۔

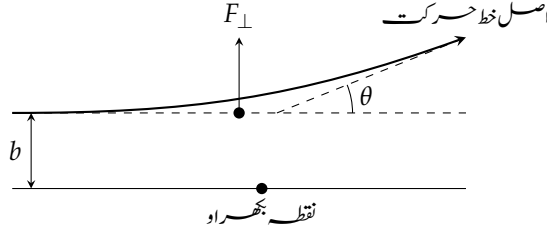
سوال ۱۱.۱۲: بارن تخمین میں یوکاوا مخفیہ سے بکھراؤ کا کل عمودی تراش تلاش کریں۔ اپنے جواب کو E کا تناسب لکھیں۔

سوال ۱۱.۱۳: درج ذیل اقدام سوال 11.4 کے مخفیہ کے لیے کریں۔

(الف) کم توانائی تخمین بارن میں $f(\theta, D(\theta))$ اور σ کا حساب لگائیں۔

(ب) تخمین بارن میں اختیاری توانائیوں کے لیے $f(\theta)$ کا حساب لگائیں۔

(ج) دیکھائیں کہ آپ کے نتائج مناسب خطوں میں سوال 4.11 کے جواب کے مطابق ہیں۔



شکل ۱۱.۱۲: ذرہ کو منتقل معیار حرکت کا حساب کرتے ہوئے، تخمین ضرب کی ترکیب میں مندرجہ ذیل کیا جاتا ہے کہ ذرہ بغیر مڑے سیدھی لکیر پر حرکت کیے جاتا ہے۔

۱۱.۴.۳ تسلسل بارن

تخمین بارن روح کے لحاظ سے کلاسیکی نظریہ بکھراؤ میں تخمین ضرب کی طرح ہے۔ ایک ذرہ کو منتقل عرضی ضرب کا حساب کرنے کے لیے ہم تخمین ضرب میں مندرجہ ذیل ہیں کہ ذرہ ایک سیدھی لکیر پر ہی چلے جاتا ہے (شکل ۱۱.۱۲)۔ ایسی صورت میں درج ذیل ہوگا

$$I = \int F_{\perp} dt \quad (11.95)$$

اگر ذرہ زیادہ نہیں مڑے تب ذرہ کو منتقل معیار حرکت کی ایک اچھی تخمین ہوگی اور یوں زاویہ بکھراؤ درج ذیل ہوگا جہاں p آمدی معیار حرکت ہے

$$\theta \cong \tan^{-1}(I/p) \quad (11.96)$$

اسے ہم رتبہ اول تخمین ضرب کہہ سکتے ہیں نہ مڑنے کی صورت کو صفر رتبہ اول تخمین ضرب کہہ سکتے ہیں۔ اس کی رتبہ اول تصحیح ہے۔ ہم توقع کر سکتے ہیں کہ اسی تصور کو بار بار استعمال کرتے ہوئے ہم زیادہ بلند رتبہ تصحیح کا ایک تسلسل پیدا کر کے بالکل ٹھیک جواب پر مہر کوڑ ہو سکتے ہیں۔

ساواں شرودنگر کی عملی روپ درج ذیل ہے

$$\psi(r) = \psi_0(r) + \int g(r-r_0)V(r_0)\psi(r_0) d^3 r_0 \quad (11.97)$$

جہاں ψ_0 آمدی موج ہے

$$g(r) \equiv -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{ikr}}{r} \quad (11.98)$$

$$\psi = \psi_0 + \int gV\psi_0 + \iint gVgV\psi_0 + \iiint gVgVgV\psi_0 + \dots$$

شکل ۱۱.۱۳: بارن تسلسل (مساوات ۱۱.۱۰) کا نظیری مفہوم۔

تفاعل گرین ہے۔ جس میں میں نے اپنی آسانی کے لیے $2m/\hbar^2$ شامل کیا ہے اور V مخفیہ بکھراؤ ہے۔ اس کو درج ذیل دیکھا جاسکتا ہے

$$(11.99) \quad \psi = \psi_0 + \int gV\psi$$

فرض کریں ہم ψ کی اس ریاضی جملہ کو لیکر اسے عمل کی علامت کے اندر لکھیں

$$(11.100) \quad \psi = \psi_0 + \int gV\psi_0 + \iint gVgV\psi$$

اس عمل کو بار بار دہرانے سے ہمیں ψ کا ایک تسلسل حاصل ہوگا

$$(11.101) \quad \psi = \psi_0 + \int gV\psi_0 + \iint gVgV\psi_0 + \iiint gVgVgV\psi_0 + \dots$$

ہر منگمل میں آمدی تفاعل موج ψ_0 کے علاوہ gV کے مسزید زیادہ طاقتیں پائی جاتی ہیں۔ بارن کی تخمین اول اس تسلسل کو دوسرے جز کے بعد ختم کرتا ہے تاہم آپ دیکھ سکتے ہیں کہ بلند رتبہ تصحیح کس طرح پیدا کی جائے گی۔

بارن تسلسل کا خاکہ کہ شکل ۱۱.۱۳ میں پیش کیا گیا ہے۔ ضرورتی ψ پر مخفیہ کا کوئی اثر نہیں ہوگا رتبہ اول میں اسے ایک چوٹ پڑتی ہے جس کے بعد یہ کسی نئے رخ چلے جائے گا۔ دوم رتبہ میں اسے ایک چوٹ پڑتی ہے جس کے بعد یہ ایک نئے مقام پر پہنچتا ہے جہاں اسے دوبارہ ایک چوٹ پڑتی ہے جس کے بعد یہ ایک نئے راہ پر چل نکلتا ہے وغیرہ وغیرہ۔ اسی کے بنا بعض اوقات تفاعل گرین کو اشاعت کار کہا جاتا ہے جو ایک باہم عمل اور سورے کے بیچ حمل کی اشاعت کس طرح ہوتی ہے۔ تسلسل بارن اضافیتی کو انٹرمیکانیات کی فینمن تشریح کا سبب بنا جس میں اشکال فینمن میں جز ضربی را V اور اشاعت کار g کو ایک دوسرے کے ساتھ جوڑ کر سب کچھ بیان کیا جاتا ہے۔

سوال ۱۱.۱۴: تخمین ضرب میں ردورڈ بکھراؤ کے لیے θ کو ٹکراؤ مقدار معلوم کا تفاعل تلاش کریں۔ دیکھیں کہ مناسب حدود کے اندر آپ کا نتیجہ بالکل ٹھیک ریاضی منکرہ سوال 11.1 (الف) کے مطابق ہے۔

سوال ۱۱.۱۵: بارن کی دوسری تخمین میں کم توانائی نرم کرہ بکھراؤ کے لیے جیٹ بکھراؤ تلاش کریں۔

$$\text{جواب: } -(2mV_0a^3/3\hbar^2)[1 - (4mV_0a^2/5\hbar^2)]$$

سوال ۱۱.۱۶: ایک بُعدی مساوات شرودنگر کے لیے تنف عمل گریں تلاش کر کے مساوات 11.67 کا مثل نمکلی روپ تیار کریں۔

جواب:

$$(11.102) \quad \psi(x) = \psi_0(x) - \frac{im}{\hbar^2 k} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik|x-x_0|} V(x_0) \psi(x_0) dx_0$$

سوال ۱۱.۱۷: مبدہ پربغیر استثنوں کی دیوار کی صورت میں وقف $-\infty < x < \infty$ پر ایک بُعدی بکھراؤ کے لیے سوال 11.16 کا نتیجہ استعمال کرتے ہوئے تخمینہ بن تیار کریں۔ یعنی $\psi(x_0) \cong \psi_0(x_0)$ تصور کرتے ہوئے $\psi_0(x) = Ae^{ikx}$ منتخب کر کے عمل کی قیمت تلاش کریں۔ دیکھائیں کہ انعکاسی عددی سر درج ذیل روپ اختیار کرتا ہے

$$(11.103) \quad R \cong \left(\frac{m}{\hbar^2 k} \right)^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{2ikx} V(x) dx \right|^2$$

سوال ۱۱.۱۸: ایک ڈیلٹا تنف عمل مساوات 2.114 اور ایک مستناہی چکور کنواں مساوات 2.145 سے بکھراؤ کے لیے تفصیلی عددی سر $(T = 1 - R)$ کو ایک بُعدی تخمینہ بن سوال 11.17 کی مدد سے حاصل کریں۔ اپنے جوابات کا بالکل ٹھیک جوابات مساوات 2.141 اور 2.169 کے ساتھ موازی کریں۔

سوال ۱۱.۱۹: آگے رخ ہیٹھ بکھراؤ کے خیالی حبز اور کل عمودی تراش کے پچر رشتہ دینے والا مسئلہ بصریات ثابت کریں

$$(11.104) \quad \sigma = \frac{4\pi}{k} \text{Im}(f(0))$$

اشارہ: مساوات 11.47 اور 11.48 استعمال کریں۔

سوال ۱۱.۲۰: QuestionMissing

$$(11.105) \quad V(r) = Ae^{-\mu r^2}$$

باب ۱۲

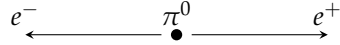
پس نوشت

اب چونکہ میں توقع کرتا ہوں آپ کو انٹرمیکانیات کو سمجھتے ہیں ہم حصہ 1.2 میں کیا گیا سوال دوبارہ اٹھاتے ہیں کو انٹرمیکانیات کے نتائج سے کیا مطلق اغیز کرنا چاہیے مسئلہ کا جڑ تفاعل موج کے ساتھ وابستہ شماریاتی مفہوم کی عدم تعینیت ہے۔ تفاعل ψ یا کو انٹرمیکانیات کا حال کہنا بہتر ہوگا جو مثال کے طور پر چسپکار ہو سکتا ہے صرف ممکنہ نتائج کی شماریاتی تقسیم مہیا کرتا ہے اور کسی بھی پیمائش کا نتیجہ یکتا طور پر تعین نہیں کرتا اس سے ایک اہم سوال کھڑا ہوتا ہے کیا پیمائش سے قبل نظام یہ مخصوص خاصیت حقیقتاً رکھتا تھا جسے حقیقت پسند نقطہ نظر کہتے ہیں یا پیمائش کے عامل نے اس خاصیت کو جسم دیا جو تا فعل موج کی شماریاتی پابندی کو مطمئن کرتا ہے۔ تقلید پسند نقطہ نظر یا ہم اس سوال کو ان بنیادوں پر رد کرتے ہیں کہ یہ سوال ایک فرضی سوال ہے انکاری نقطہ نظر۔

حقیقت پسند کے نقطہ نظر سے کو انٹرمیکانیات ایک نامکمل نظریہ ہے چونکہ کو انٹرمیکانیات کی تمام فرضیہ کردہ معلومات یعنی اس کا تفاعل موج جانتے ہوئے آپ خواص تعین نہیں کر سکتے ہیں۔ ظاہر ہے ایسی صورت میں کو انٹرمیکانیات سے باہر کوئی اور معلومات ہوگی جس کو ψ کے ساتھ ملا کر طبعی حقائق کو مکمل طور پر بیان کرنا ممکن ہوگا۔

تقلید پسند نقطہ نظر اس سے بھی زیادہ سنگین سوالات کھڑے کرتا ہے چونکہ اگر پیمائشی عمل نظام کو ایک خاصیت اختیار کرنے پر مجبور کرتا ہو تب پیمائش ایک عجیب عمل ہوگا ساتھ ہی یہ جانتے ہوئے کہ ایک پیمائش کے فوراً بعد دوسری پیمائش وہی نتیجہ دیتی ہے ہمیں ماننا ہوگا کہ پیمائشی عمل تفاعل موج کو یوں مٹا کر تا ہے جو موادات شر وڈنگر کی تجویز کردہ ارتعاش کے برعکس ہے۔

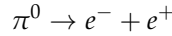
ان سب کی روشنی میں ہم دیکھ سکتے ہیں کہ نسل در نسل ماہر طبیعیات انکاری سوچ کے پیچھے پن لینے پر مجبور کیوں ہوئے اور اپنے شاگردوں کو نصیحت کرتے رہے کہ نظریہ کے تصوراتی بنیادوں پر غور و فکر کر کے اپنا وقت ضائع نہ کریں۔



شکل ۱۲.۱: آئنسٹائن، پوڈلسکی و روزن تضاد کا بوم انداز۔ ساکن π^0 کا تئزل الیکٹران و ضد الیکٹران جوڑی میں ہوتا ہے۔

۱۲.۱ آئنسٹائن پوڈلسکی و روزن تضاد

۱۹۳۵ء میں آئنسٹائن، پوڈلسکی اور روزن نے مل کر آئنسٹائن پوڈلسکی اور روزن تضاد پیش کیا جس کا مقصد حتمی نظریاتی بنیادوں پر یہ ثابت کرنا تھا کہ صرف حقیقت پسندانہ نقطہ نظر درست ہو سکتا ہے۔ میں اس تضاد کی ایک سادہ روپ جو داؤد بام نے پیش کی پر تبصرہ کرتا ہوں۔ تادیلی پائے میزان کی ایک الیکٹران اور ایک پرون میں تحلیل پر غور کریں



ساکن پائون کی صورت میں الیکٹران اور پروٹان ایک دوسرے کے مخالف رخ جائیں گے (شکل ۱۲.۱)۔ اب چونکہ پائون کا چکر صفر ہے لحاظ زادیائی معیار حرکت کی بقا کے تحت یہ الیکٹران اور پوزیٹرون یکساں متظیم میں ہوں گے

$$(12.1) \quad \frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow + -\downarrow\uparrow)$$

اگر دیکھا جائے کہ الیکٹران ہم میدان ہے تب پوزیٹرون لازماً خلاف میدان ہوگا اور اسی طرح اگر الیکٹران خلاف میدان پایا جائے تب پوزیٹرون ہم میدان ہوگا۔ کوآنٹم میکانیات آپ کو یہ بتائے گا کہ کس پائون تحلیل میں آپ کو کونسی صورت حال ملے گی تاہم کوآنٹم میکانیات یہ ضرور بتا سکتی ہے کہ ان پیمائش کا ایک دوسرے کے ساتھ تعلق ہوگا اور اوسطاً نصف وقت ایک قسم اور نصف وقت دوسری قسم کی جوڑیاں پیدا ہوں گے۔ اب فرض کریں ہم ان الیکٹران اور پوزیٹرون کو ایک عملی تجربہ کے لیے دس میٹر تک جانے دیں یا اصولاً دس نوری سال تک جانے دیں اور اس کے بعد الیکٹران کے چکر کی پیمائش کریں۔ فرض کریں آپ کو ہم میدان ملتا ہے۔ آپ فوراً حبان پائیں گے کہ بیس میٹر یا بیس نوری سال دور کوئی دوسرا شخص پوزیٹرون کو خلاف میدان پائے گا۔

حقیقت پسند کے نقطہ نظر سے اس میں کوئی حیرانی کی بات نہیں ہے چونکہ انکی پیمائش کے وقت سے ہی الیکٹران حقیقتاً ہم میدان اور پوزیٹرون خلاف میدان تھے ہاں کوآنٹم میکانیات ان کے بارے میں جاننے سے متاثر تھا۔ تاہم تقلید پسند نقطہ نظر کے تحت پیمائش سے قبل دونوں ذرات نہ ہم میدان اور نہ ہی خلاف میدان تھے الیکٹران پر پیمائش تفاعل موج کو منحرف کرتی ہے جو فوراً بیس میٹر یا بیس نوری سال دور پوزیٹرون کو خلاف میدان بناتا ہے۔ آئنسٹائن پوڈلسکی اور روزن اس قسم کے دور عمل کرنے والے عوامل میں یقین نہیں رکھتے تھے۔ یوں انہوں نے تقلید پسند نقطہ نظر کو نامتابل متبول مقرر دیا چاہے کوآنٹم میکانیات حبان ہو یا نہ حبان ہو الیکٹران اور پوزیٹرون لازماً کسی مخصوص چکر کے حامل تھے۔

ان کی دلیل اس بنیادی مفروضہ پر کھڑی ہے کہ کوئی بھی اثر روشنی کی رفتار سے تیز سفر نہیں کر سکتا ہے۔ ہم اسے اصول معتامیت کہتے ہیں۔ آپ کو شبہ ہو سکتا ہے کہ تعامل موج کی انہدام کی خبر کسی مستناہی سمتی رفتار سے سفر کرتی ہے۔ تاہم ایسی صورت میں زاویائی معیار حرکت کی بقا متعین نہیں ہوگی چونکہ پوزیٹرون تک انہدام کی خبر پہنچنے سے پہلے اگر ہم اس کے چکر کی پیمائش تو ہمیں دونوں اقسام کے چکر چپاس چپاس فیصد احتمال سے حاصل ہوں گے۔ آپ کا نظریہ جو بھی کہے تجربہ بات کے تحت دونوں کے چکر ہر صورت ایک دوسرے کے مخالف ہوتے ہیں۔ ظاہر ہے تعامل موج کا انہدام ایک دم ہوتا ہے۔

سوال ۱۲.۱: یولیدہ حالات۔ یولیدہ حالات کی ایک کلاسیکی مثال بیکٹا چکر تنظیم مساوات 12.1 ہے۔ اس دو ذرہ حال کو دو یک ذری حالات کا مجموعہ نہیں لکھا جاسکتا ہے لحاظ جس کے بارے میں بات کرتے ہوئے کسی ایک ذرے کے علیحدہ حال کی بات نہیں کی جاسکتی ہے۔ آپ گمان کر سکتے ہیں کہ شاید ہماری علاقیت کی بنا ہے اور عین ممکن ہے کہ ایک ذرہ حالات کا کوئی خطی جوڑ اس نظام کو کھول سکے درج ذیل مسئلے کا ثبوت پیش کریں۔

دو سطحی ایک نظام $|\psi_a\rangle$ اور $|\psi_b\rangle$ پر غور کریں جہاں $\langle\psi_i|\psi_j\rangle = \delta_{ij}$ ہو۔ مثلاً $|\psi_a\rangle$ ہم میدان اور $|\psi_b\rangle$ حنائف میدان کو ظاہر کر سکتا ہے۔ دو ذری حال

$$\alpha |\phi_a(1)\rangle |\phi_b(2)\rangle + \beta |\phi_b(1)\rangle |\phi_a(2)\rangle$$

جہاں $\alpha \neq 0$ اور $\beta \neq 0$ ہیں کو کسی بھی ایک ذری حالات $|\psi_r\rangle$ اور $|\psi_s\rangle$ کا حاصل ضرب

$$|\psi_r(1)\rangle |\psi_s(2)\rangle$$

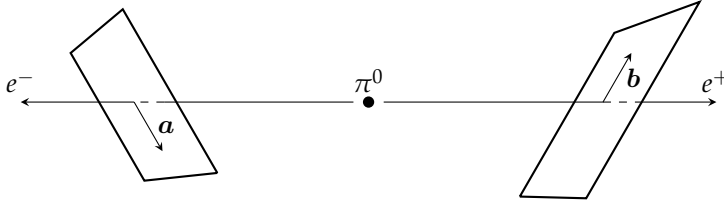
نہیں لکھا جاسکتا ہے۔

اشارہ: $|\psi_s\rangle$ اور $|\psi_r\rangle$ کو $|\psi_a\rangle$ اور $|\psi_b\rangle$ کے خطی جوڑ لکھیں۔

۱۲.۲ مسئلہ بل

آئنسٹائن، پوڈولسکی اور روزن کا کوانٹم میکینکس کی درستگی پر کوئی شق نہیں تھا البتہ انکا دعوہ کے طبعی حقیقت کو بیان کرنے کے لیے یہ ایک نہ مکمل نظریہ ہے کسی بھی نظام کا حال پوری طرح جاننے کی خاطر ψ کے ساتھ ساتھ ایک اور مقدار λ درکار ہوگی۔ چونکہ فصل حال ہم نہیں جاننے کہ λ کو کس طرح ناپا یا حساب کے ذریعہ معلوم کیا جائے۔ لحاظ ہم اسے درپردہ متغیر کہتے ہیں۔ تاریخی طور پر کئی درپردہ متغیر نظریات پیش کئے گئے جو پیچیدہ ہونے کے ساتھ ساتھ نامعقول ثابت ہوئے بہر حال سن 1964 تک اس پر کام کرنے کی وجہ نظر آتی تھی تاہم اس سال جناب بل نے ثابت کیا کہ درپردہ متغیر نظریہ اور کوانٹم میکینکس ساتھ ساتھ نہیں چل سکتے ہیں۔

بل نے آئنسٹائن، پوڈولسکی اور روزن بونہم تجربہ کو عمومی بنانے کی بات کی الیکٹران اور پوزیٹرون کا کشف کو ایک ہی رخ رکھنے کی بجائے بل نے انہیں علیحدہ علیحدہ زاویوں پر رکھنے کی اجازت دی۔ پہلا کشف اکائی سمتیہ a کے رخ الیکٹران چکر کا جب ناپتا ہے جبکہ دوسرا b کے رخ پوزیٹرون کے چکر کا حصہ ناپتا ہے (شکل ۱۲.۲)۔ ہم اپنی آسانی کے



شکل ۱۲.۲: آئنسٹائن، پوڈلسکی و روزن تصادف کا مکمل اندازہ۔ کاشف آزادانہ طور پر a اور b رخ سمت بند ہیں۔

لیئے چکر کو $\hbar/2$ کی اکائیوں میں ناپتے ہیں یوں کاشف کے رخ ہم میدان کی قیمت $+1$ اور مخالف میدان کی قیمت -1 پائی جائے گی۔ کئی π^0 تسنزل کے نتائج درج ذیل جدول میں پیش کئے گئے نتائج کی طرح ہو سکتے ہیں۔ کاشف

الیکٹران	پوزیٹرون	حاصل ضرب
$+1$	-1	-1
$+1$	$+1$	$+1$
-1	$+1$	-1
$+1$	-1	-1
-1	-1	$+1$
\vdots	\vdots	\vdots

کے رخوں کی کسی ایک جوڑی کے لیے بل نے چکر کے حاصل ضرب کی اوسط قیمت تلاش کی جسے ہم $P(a, b)$ لکھتے ہیں۔ متوازی کاشفوں کی صورت میں $b = a$ ہوگا جو ہمیں اصل آئنسٹائن، پوڈلسکی، روزن اور بوہم تجربے کے نتائج دیگا ایسی صورت میں ایک ہم میدان اور دوسرا مخالف میدان ہوگا لحاظ ان کا حاصل ضرب ہر صورت -1 ہوگا اور یوں اوسط کی قیمت بھی یہی ہوگی

$$(12.2) \quad P(a, a) = -1$$

اسی طرح اگر کاشف زد متوازی ہوں تب $b = -a$ اور ہر حاصل ضرب $+1$ لحاظ درج ذیل ہوگا

$$(12.3) \quad P(a, -a) = +1$$

اختیاری سمت بندی کے لیے کو انٹیمیکانیات درج ذیل پیش گوئی کرتی ہے

$$(12.4) \quad P(a, b) = -a \cdot b$$

سوال 4.50 دیکھیں۔ بل نے دریافت کیا کہ یہ نتیجہ کسی بھی درپردہ متغیر نظریہ کا ہم ابنگ نہیں ہو سکتا ہے۔

اس کا دلیل حیرت کن حد تک سادہ ہے فرض کریں الیکٹران پوزیٹرون نظام کے مکمل حال کو کوئی درپردہ متغیر یا متغیرات λ ظاہر کرتا ہے۔ ایک پائیون تسنزل سے دوسرے پائیون تسنزل تک λ کی تبدیلی کو نہ ہم

سمجھتے اور سنہ بی فتا بو کرتے ہیں۔ ساتھ ہی مندرج کرتے ہیں کہ الیکٹران کی پیمائش پر پوزیٹرون کاشف کی سمت بندی b کا کوئی اثر نہیں پایا جاتا ہے یا درہے کہ تجربہ کرنے والا الیکٹران کی پیمائش کے بعد پوزیٹرون کاشف کا رخ منتخب کر سکتا ہے۔ ایسی صورت میں چونکہ پوزیٹرون کاشف کا رخ منتخب کرنے سے پہلے ہی الیکٹران کی پیمائش کی جا چکی ہوگی لحاظ اس پر بھی کی سمت کا کوئی اثر نہیں ہو سکتا ہے۔ یہ اصول مقننیت کا مفروضہ ہے یوں الیکٹران کی پیمائش کوئی تقاضا $A(a, \lambda)$ اور پوزیٹرون کی پیمائش کوئی دوسرا تقاضا $B(b, \lambda)$ دیگا۔ ان تقاضات کی قیمتیں صرف ± 1 ہو سکتی ہیں

$$(۱۲.۵) \quad A(a, \lambda) = \pm 1; \quad B(b, \lambda) = \pm 1$$

جب کاشف متوازی ہوں تب تمام λ کے لیے درج ذیل ہوگا

$$(۱۲.۶) \quad A(a, \lambda) = -B(a, \lambda)$$

اب پیمائشوں کی حاصل ضرب کی اوسط قیمت درج ذیل ہوگی جہاں $\rho(\lambda)$ درپردہ متغیر کی کثافت احتمال ہے

$$(۱۲.۷) \quad P(a, b) = \int \rho(\lambda) A(a, \lambda) B(b, \lambda) d\lambda$$

کسی بھی کثافت کا احتمال کے لیے یہ غیر منفی ہوگا اور معمولی شرط $\int \rho(\lambda) d\lambda = 1$ کو متعین کرے گا تاہم اس کے علاوہ ہم $\rho(\lambda)$ کے بارے میں کچھ بھی مندرج نہیں کرتے ہیں درپردہ متغیر کے مختلف نظریات ρ کے لیے کافی مختلف تقاضات پیش کر سکتے ہیں۔ مساوات 12.6 کو استعمال کرتے ہوئے ہم B کو خارج کر سکتے ہیں۔

$$(۱۲.۸) \quad P(a, b) = - \int \rho(\lambda) A(a, \lambda) A(b, \lambda) d\lambda$$

اگر c کوئی تیسرا اکائی سمتیہ ہو تب بدرج ذیل ہوگا

$$(۱۲.۹) \quad P(a, b) - P(a, c) = - \int \rho(\lambda) [A(a, \lambda) A(b, \lambda) - A(a, \lambda) A(c, \lambda)] d\lambda$$

اور چونکہ $[A(b, \lambda)]^2 = 1$ ہے لحاظ بدرج ذیل ہوگا

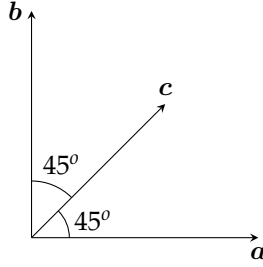
$$(۱۲.۱۰) \quad P(a, b) - P(a, c) = - \int \rho(\lambda) [1 - A(b, \lambda) A(c, \lambda)] A(a, \lambda) d\lambda$$

تاہم مساوات 12.5 کے تحت $+1 \leq [A(a, \lambda) A(b, \lambda)] \leq -1$ مندرجہ $\rho(\lambda) [1 - A(b, \lambda) A(c, \lambda)] \geq 0$ لحاظ

$$(۱۲.۱۱) \quad |P(a, b) - P(a, c)| \leq \int \rho(\lambda) [1 - A(b, \lambda) A(c, \lambda)] d\lambda$$

یا مختصر ادرج ذیل ہوگا

$$(۱۲.۱۲) \quad |P(a, b) - P(a, c)| \leq 1 + P(b, c)$$



شکل ۱۲.۳: کاشف کو یوں سمت بند کیا گیا ہے کہ بل عدم مساوات کی کوانٹائی خلاف ورزی ظاہر ہو۔

یہ مشہور بل عدم مساوات ہے۔ مساوات 12.5 اور 12.6 کے علاوہ کوئی شرط عائد نہیں کی گئی ہے ہم نے درپردہ متغیرات کی تعداد یا خاصیت یا تقسیم ρ کے بارے میں کچھ بھی فرض نہیں کیا لحاظ سے عدم مساوات ہر مکائی درپردہ متغیر نظریہ کے لیے کارآمد ہوگا۔

لیکن ہم بہت آسانی سے دیکھ سکتے ہیں کہ کوانٹم میکانیات کی پیش گوئی مساوات 12.4 اور بل عدم مساوات ہم انہیں نہیں ہیں۔ فرض کریں تینوں اکائی سمتیات ایک مستوی میں پائے جاتے ہوں اور a اور b کے ساتھ c کا زاویہ 45° ہو (شکل ۱۲.۳)۔ ایسی صورت میں کوانٹم میکانیات کہتی ہے کہ

$$P(a, b) = 0,$$

$$P(a, c) = P(b, c) = -0.707$$

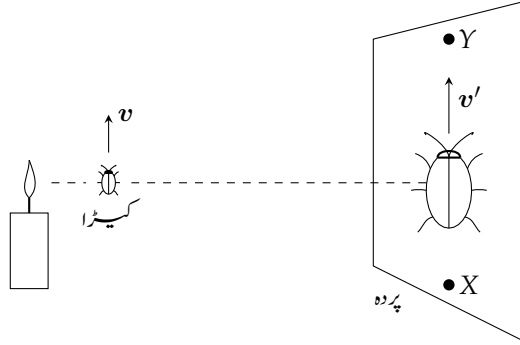
جبکہ بل عدم مساوات کہتی ہے کہ

$$0.707 \nless 1 - 0.707 = 0.293$$

جب ایک دوسرے کے غیر ہم ابھگ نتائج ہیں یوں بل کی ترمیم سے آندنائن، پڈولسکی اور روزن تضاد ایک ایسی بات ثابت کرتا ہے جو اس کے مصنفین تصور بھی نہیں کر سکتے تھے۔ اگر وہ درست ہوں تب نہ صرف کوانٹم میکانیات مکمل ہے بلکہ یہ مکمل طور پر غلط ہے اس کے برعکس اگر کوانٹم میکانیات درست ہے تب کوئی درپردہ متغیر نظریہ ہمیں اس غیر مکامیت سے نجات نہیں دے سکتی جسے آندنائن مضائقہ خیز سمجھتا تھا۔ مزید اب ہم بہت سادی تجربہ سے اس مسئلے کو دفن کر سکتے ہیں۔

بل عدم مساوات کو پرکھنے کے لیے ساٹھ اور ستر کی دیہائیوں میں کئی تجربات سرانجام دے گئے جن میں ایسکٹ، گرنیکر اور روجر کا کام متاثر فخر ہے ہمیں یہاں انکے تجربہ کی تفصیل سے دلچسپی نہیں ہے۔ انہوں نے پائیون تزل کی بجائے دو فوٹان جوہری انتقال استعمال کیا یہ خدشہ دور کرنے کے لیے کہ الیکٹران کاشف کی سمت بندی کو کسی طرح پوزیشنر کاشف جان پائے گا فوٹان کی راواگی کے بعد دونوں کی سمت بندی کی گئی۔ نتائج کوانٹم میکانیات کی پیش گوئی کی عین مطابق تھے اور بل عدم مساوات کے غیر ہم ابھگ تھے۔

ستم ظریفی کی بات ہے کہ کوانٹم میکانیات کی تجرباتی تصدیق نے سائنسی برادری کو ہلا کر رکھ دیا۔ لیکن اس کی وجہ حقیقت پسند سوچ کا غلط ثابت ہونا نہیں تھا عموماً سائنسدان کب کے اس حقیقت کو مان چکے تھے اور جو ابھی



شکل ۱۲.۲: پردہ پر کیڑے کا سایہ، روشنی کی رفتار c سے زیادہ رفتار v' سے حرکت کرتا ہے بشرطیکہ پردہ کافی دور ہو۔

بھی مانتے تھے انکے لیے غیر مکانی در پردہ متغیر نظریات کا راستہ ابھی کھلا ہے چونکہ مثلاً بل اطلاق ان پر نہیں ہوتا ہے۔ اصل سدا اس بات کا تھا کہ قدرت از خود بنیادی طور پر غیر مکانی ہے۔ تفاعل موج کی فوراً انہدام کی صورت میں غیر مکانیت یا متماثل ذرات کے لیے ضرورت تشاکلیت ہمیشہ تقلید پسند نظریہ کی حناصیت رہی ہے۔ تاہم ایسپیکٹ کے تجربہ سے قبل امید کی جاسکتی تھی کہ کوانٹم غیر مکانیت کسی طرح متاثر و ضوابط کی غیر طبعی پیداوار تھی جس کے متماثل کشف اثرات نہیں ہو سکتے ہیں اس امید کو بھول جائیں ہمیں فاصلہ پر یکدم عمل کے تصور کو دوبارہ دیکھنا ہوگا۔

ماہر طبیعیات روشنی سے زیادہ تیز رفتار اثر و سوچ کو کیوں برداشت نہیں کر سکتے ہیں؟ آخر کئی چیزیں روشنی سے زیادہ تیز رفتار سے حرکت کرتی ہے۔ ایک موم بتی کے سامنے چلتے ہوئے کیڑے کا سامنے دیوار پر سائے کی رفتار دیوار تک فاصلے کے راست متناسب ہوگی اصولاً آپ اس فاصلہ کو اتنا بڑھا سکتے ہیں کہ سایہ کی رفتار روشنی سے زیادہ ہو (شکل ۱۲.۲)۔ تاہم دیوار پر کسی ایک نقطہ سے دوسرے نقطہ تک سایہ نہ کوئی توانائی منتقل کر سکتا ہے اور نہ ہی کوئی خبر پہنچا سکتا ہے۔ نقطہ X پر ایک شخص ایسا کوئی عمل نہیں کر سکتا جو یہاں سے گزرتے ہوئے سائے کے ذریعہ نقطہ Y پر اثر انداز ہو۔

اس کے برعکس روشنی سے زیادہ تیز حرکت کرنے والے سببی اثر و سوچ کے ناقابل قبول مضمرات ہو سکتے ہیں۔ خصوصی نظریہ اضافت میں ایسے جمودی چوکھٹے پائے جاتے ہیں جن میں اس طرح کا اشارہ وقت میں پیچھے ہٹنے کے سبب سے پہلے اثر رونما ہوگا جس سے ناقابل قبول منطقی مسائل کھڑے ہوتے ہیں۔ مثلاً آپ اپنے نوزادہ دادا کو قتل کر سکتے ہیں۔ جو ظاہر ہے ایک بری بات ہے۔ اب سوال یہ کھڑا ہوتا ہے کہ آیا روشنی سے تیز اثرات جن کی پیش گوئی کوانٹم مکانیت کرتی ہے اور جو ایسپیکٹ کے تجربہ میں کشف ہتے ہیں ان معانوں میں سببی ہے یا یہ سائے کی حرکت کی طرح غیر حقیقی ہے جن پر فلسفیانہ اعتراضات نہیں لگائے جاسکتے ہیں۔

آئیں تجربہ بل پر غور کریں کریں۔ کیا الیکٹران کی پیمائش کا پوزیشنر ان کی پیمائش پر اثر ہوگا یقیناً ایسا ہوتا ہے ورنہ ہم مواد کے بیچ باہم رشتہ کی وضاحت پیش کرنے سائے فاصلوں ہوں گے۔ لیکن کیا الیکٹران کی پیمائش پوزیشنر ان

کی کسی مضمون نتیجہ کا سبب ہے؟ الیکٹران کاشف پر بیٹھا شخص اپنی پیمائش کے ذریعہ پوزیٹرون کاشف پر بیٹھے شخص کو اشارہ نہیں بھیج سکتا ہے چونکہ یہ اپنی پیمائش کے نتیجہ کو دتا ہو نہیں کرتا یہ الیکٹران کو ہم میدان ہونے پر مجبور نہیں کر سکتا ہے جیسا نقطہ X پر کیڑا کے سارے پر وہ شخص اثر انداز نہیں ہو سکتا، ہاں الیکٹران کاشف پر بیٹھا شخص فیصلہ کر سکتا ہے کہ وہ پیمائش کرے یا نہ کرے تاہم پوزیٹرون کاشف پر بیٹھا شخص اپنی پیمائش کے نتائج کو دیکھ کر یہ نہیں بتا سکتا کہ الیکٹران پر پیمائش کی گئی یا نہیں دونوں کاشف کے نتائج پر علیحدہ علیحدہ غور کرنے سے مکمل بلاواستہ مواد دیکھنے کو ملتا ہے۔ صرف دونوں مواد کا ایک دوسرے کے ساتھ موازنہ کرنے سے ہمیں ان کے بیچ باہم رشتہ نظر آتا ہے کسی دوسرے جمودی چوکھٹ میں الیکٹران کی پیمائش سے قبل پوزیٹرون کی پیمائش کی جائے گی لیکن اس کے باوجود اس سے کوئی متقی تہا پیدا نہیں ہوتا۔ دیکھا گیا باہم رشتہ اس پر منحصر نہیں کہ ہم کہیں الیکٹران کی پیمائش پوزیٹرون کی پیمائش پر اثر انداز ہوتی ہے یا پوزیٹرون کی پیمائش الیکٹران کی پیمائش پر اثر انداز ہوتی ہے۔ یہ ایک نہایت نازک اور خوبصورت اثر ہے جو بلاواستہ مواد کے بیچ باہم رشتہ کی صورت میں نظر آتا ہے۔

یوں ہمیں مختلف قسم کے اثرات کی بات کرنی ہوگی سبھی قسم جو وصول کنندہ کی کسی طبعی خاصیت میں حقیقی تبدیلیاں پیدا کرتا ہو جنہیں صرف ذیلی نظام پر تجرباتی پیمائش سے کشف کیا جا سکتا ہو اور آسانی قسم جو توانائی یا معلومات کی ترسیل نہیں کرتا اور جس کے لیے واحد ثبوت دو علیحدہ ذیلی نظاموں کے مواد کے بیچ باہم رشتہ ہے۔ اس باہم رشتہ کو کسی بھی طرح کسی ایک ذیلی نظام میں تجرباتی کے نتائج کو دیکھ کر کشف نہیں کیا جا سکتا ہے۔ سبھی اثرات روشنی کی رفتار سے تیز حرکت نہیں کر سکتے ہیں جبکہ آسانی اثرات پر ایسی کوئی پابندی عائد نہیں۔ تفاعل نوج کی انہدام سے وابستہ اثرات مخز الذکر قسم کی ہے جس کا روشنی سے تیز سفر کرنا حیران کن ضرور ہو سکتا ہے لیکن تباہ کن نہیں ہے۔

۱۲.۳ مسئلہ کلیہ

کو انٹیم پیمائش عموماً تباہ کن ہوتے ہیں یعنی یہ پیمائش کردہ نظام کے حال کو تبدیل کرتا ہے۔ یہی تجربہ گاہ میں اصول عدم یقینیت کو یقینی بناتا ہے ہم کیوں اصل حال کی کئی متبادل نقل کلیہ بن کر اصل نظام کو چھوئے بغیر ان کی پیمائش نہیں کرتے ایسا کرنا ممکن نہیں ہے۔ اگر آپ کلیہ بنانے والا ایسا آلا بنائیں تو کو انٹیم میکانیات کو خداحافظ کہنا ہوگا۔

مشال کے طور پر آئنسٹائن، پوڈلسکی، روزن اور بوہم تجربہ کے ذریعہ روشنی سے تیز رفتار پر خبر بھیجنا ممکن ہوگا فرض کریں پوزیٹرون کاشف چلانے والا شخص ہاں یا نہیں کی خبر ترسیل کرتا ہے۔ خبر ہاں ہونے کی صورت میں بھیجے والا پوزیٹرون کا S_z ناپتا ہے یہ جاننے کی ضرورت نہیں کہ پیمائش کے نتیجہ کیا ہے صرف اتنا جاننا ضروری ہے کہ پیمائش کی گئی ہے یوں الیکٹران کسی غیر مبہم حال \uparrow یا \downarrow میں ہوگا جس کا جاننا غیر اہم ہے۔ خبر وصول کرنے والا جلدی سے الیکٹران کی دس لاکھ کلیہ تیار کر کے ہر ایک کی S_z ناپتا ہے اگر تمام کا ایک ہی جواب ہو تو جواب یہ جاننا ضروری نہیں ہم یقین سے کہہ سکیں گے کہ الیکٹران کی پیمائش کی گئی لحاظ خبر ہاں ہوگی۔ اس کے برعکس اگر نصف الیکٹران ہم میدان اور نصف خلاف میدان ہوں تب یقیناً الیکٹران کی پیمائش نہیں کی گئی اور خبر نہیں ہوگا۔

لیکن سن 1982 دوئرز، زورک اور ڈانگس نے ثابت کیا کہ ایسا مشین تیار نہیں کیا جاسکتا ہے جو کو انٹرمیٹاشل ذرات پیدا کرتا ہو ہم چاہیں گے کہ یہ مشین حال $\langle \psi |$ میں ایک ذرہ جس کا نقل بنانا مقصود ہو اور حال $\langle X |$ میں ایک اضافی ذرہ لی کر حال $\langle \psi |$ میں دو ذرات اصل اور نقل دیتا ہو

$$(12.13) \quad |\psi\rangle |X\rangle \rightarrow |\psi\rangle |\psi\rangle$$

فرض کریں ہم ایسا مشین بنانے میں کامیاب ہوتے ہیں جو حال $\langle \psi_1 |$ کا کلمہ تیار کرتا ہو

$$(12.14) \quad |\psi_1\rangle |X\rangle \rightarrow |\psi_1\rangle |\psi_1\rangle$$

اور $\langle \psi_2 |$ پر بھی کام کرنے کے متبادل ہو

$$(12.15) \quad |\psi_2\rangle |X\rangle \rightarrow |\psi_2\rangle |\psi_2\rangle$$

مشال کے طور پر اگر ذرہ ایک الیکٹران ہو تب $\langle \psi_1 |$ اور $\langle \psi_2 |$ ہم میدان اور خلاف میدان ہو سکتے ہیں۔ یہاں تک کوئی مسئلہ پیدا نہیں ہوتا یہ دیکھنا ہوگا کہ ان کا خطی جوڑ $\langle \psi | = \alpha \langle \psi_1 | + \beta \langle \psi_2 |$ کی صورت میں کیا ہوگا؟ ظاہر ہے ایسی صورت میں درج ذیل ہوگا

$$(12.16) \quad |\psi\rangle |X\rangle \rightarrow \alpha |\psi_1\rangle |\psi_1\rangle + \beta |\psi_2\rangle |\psi_2\rangle$$

جو ہم نہیں چاہتے ہیں۔ ہم درج ذیل چاہتے ہیں

$$(12.17) \quad |\psi\rangle |X\rangle \rightarrow |\psi\rangle |\psi\rangle = [\alpha |\psi_1\rangle + \beta |\psi_2\rangle][\alpha |\psi_1\rangle + \beta |\psi_2\rangle] \\ = \alpha^2 |\psi_1\rangle |\psi_1\rangle + \beta^2 |\psi_2\rangle |\psi_2\rangle + \alpha\beta[|\psi_1\rangle |\psi_2\rangle + |\psi_2\rangle |\psi_1\rangle]$$

آپ ہم میدان الیکٹران اور خلاف میدان الیکٹران کے کلمہ بنانے کی مشین بنا سکتے ہیں لیکن وہ کسی بھی اہم خطی جوڑ کی صورت میں ناکامی کا شکار ہوگا یہ بالکل ایسا ہوگا جیسا نقل بنانے کی مشین اگلی لکیریوں اور انتہائی لکیریوں کی نقل خوش اصولی سے کرتا ہو لیکن وتری لکیریوں کو مکمل طور پر بگاڑتا ہو۔

۱۲.۴ شرودنگر کی تلی

کو انٹرمیکانیات میں پیمائش کا عمل ایک شرارتی کردار ادا کرتا ہے جس میں عدم تعینیت غیر مکامیرت تفاعل موج کا انہدام اور باقی تمام تصوراتی مشکلات رونما ہتی ہیں۔ پیمائش کی غیر موجودگی میں مساوات شرودنگر کے تحت تفاعل موج متبادل تعین طریقہ سے ارتقا کرتا ہے اور کو انٹرمیکانیات کسی بھی سادہ نظریہ میدان کی طرح نظر آتا ہے جو کلاسیکی برقی حرکیات سے بہت سادہ ہوگا چونکہ دو میدان E اور B کی بجائے اس میں واحد ایک غیر سمتی ψ پایا جاتا ہے۔ یہ پیمائش کا عمل ہی ہے جو کو انٹرمیکانیات میں عجیب و غریب کردار ادا کرتے ہوئے اس کو سمجھنے کے باہر خواص سے نوازتا ہے۔ یہ پیمائش حقیقت میں ہے کیا؟ اسے گہرے طبعی عوامل سے کیا مفرد بناتا ہے اور ہم کس طرح جان سکتے ہیں کہ پیمائش کی گئی ہے؟

شعور نگرنے اپنے مشہر تضاد بلی کے مفروضہ نے اس بنیادی سوال کو ہمیشہ کیا۔

ایک بلی کو فولاد کے ایک بند ڈبے میں بند کیا جاتا ہے اس ڈبے میں ایک گنگر گنت کار اور کسی تاب کار مادہ کی اتنی چھوٹی مقدار رکھی جاتی ہے جس کا ایک گھنٹہ میں صرف ایک جوہر کے تحلیل ہونے کا امکان ہوتا ہے یہ بھی ممکن ہے کہ کوئی جوہر تحلیل نہ ہو تحلیل کی صورت میں گنت کار اس ڈبے میں ایک زہریلی گیس چھوڑتا ہے۔ ایک گھنٹہ گزرنے کے بعد ہم کہہ سکتے ہیں کہ تحلیل نہ ہونے کی صورت میں یہ بلی زندہ ہوگی۔ پہلی تحلیل اس کو زہر سے مار دیتی۔ اس مکمل نظام کا تفاعل موج اس حقیقت کو ظاہر کرنے کے لیے زندہ اور مردہ بلی کے برابر حصوں پر مشتمل ہوگا۔

ایک گھنٹہ کے بعد بلی کا تفاعل موج درج ذیل روپ کا ہوگا

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{\text{مردہ}} + \psi_{\text{زندہ}}) \quad (12.18)$$

یہ بلی نہ تو زندہ اور نہ ہی مردہ ہے بلکہ پیمائش سے پہلے ہی ان دونوں کا ایک خطی جوڑ ہو گیا ہے کھڑکی سے اندر دیکھ کر بلی کا حال جاننے کو پیمائش تصور کیا جائے گا۔ آپ کا دیکھنے کا عمل بلی کو زندہ یا مردہ ہونے پر مجبور کرتا ہے ایسی صورت میں اگر بلی مردہ پائی جائے تو یقیناً اس کے زمہ دار آپ ہی ہیں چونکہ آپ نے کھڑکی سے دیکھ کر اسے قتل کیا۔

شعور نگر اس تمام کو ایک بکواس سے زیادہ نہیں سمجھتا تھا اور میرے خیال سے زیادہ تر ماہر طبیعیات ان کے ساتھ متفق ہیں۔ کلا بین اجسام کا دو مختلف حالات کی ایک خطی جوڑ کی صورت میں ہونے کا تصور بے معنی ہے۔ ایک الیکٹران تو ہم میدان اور خلاف میدان کے ایک خطی جوڑ کی صورت میں ہو سکتا ہے لیکن ایک بلی زندہ اور مردہ حالات کے ایک خطی جوڑ کی صورت میں نہیں ہو سکتی ہے۔ اس کو کوانٹم میکانیات کی تقلید پسند تشریح کے ساتھ کس طرح ہم اب تک بنا یا جا سکتا ہے۔

شماریاتی مفہوم کے لحاظ سے مقبول ترین جواب یہ ہے کہ گنت کار کی گنتی پیمائش ہوگی تاکہ کھڑکی میں سے انسانی مشاہدہ پیمائش سے مراد وہ عمل ہے جو کلا بین نظام پر اثر انداز ہو جو یہاں گنت کار ہے۔ پیمائش کا عمل اس لمحہ پر رونما ہوگا جب خرد بین نظام جسے کوانٹم میکانیات کے قوانین بیان کرتا ہے کلا بین نظام جسے کلاسیکی میکانیات کے قواعد بیان کرتے ہیں کے ساتھ اس طرح باہم عمل کرے جس سے دائمی تبدیلی رونما ہو۔ کلا بین نظام از خود منفرد حالات کی ایک خطی جوڑ کا مکین نہیں ہو سکتا ہے۔

۱۲.۵ کوانٹم زینو تضاد

اس عجیب قصہ کی اہم ترین خاصیت تفاعل موج کا انہدام ہے۔ ایک پیمائش کے فوراً بعد دوسری پیمائش سے اسی نتیجہ کے حصول کی خاطر حلاکتاً نظریاتی بنیادوں پر اسے متعارف کیا گیا تھا یقیناً اس دور رس اصول موضوعہ کے متاثر شدہ اثرات بھی ہوں گے۔ مراد اور سرشاران نے سن 1977 میں تفاعل علی

موج کی انہدام کا ایک ڈرامائی تجرباتی مظاہرہ تجویز کیا جسے انہوں نے کو انٹیم زینو اثر کا نام دیا۔ ان کا تصور یہ تھا کہ ایک غیر مستحکم نظام مثلاً ہیجان حال میں ایک جوہر کو بار بار پینائنٹی عمل سے گزارا جائے۔ ہر ایک مشاہدہ تفاعل موج کو منہدم کر کے گھڑی کو دوبارہ صفر سے چالو کرے گا اور یوں زیریں حال میں متوقع انتقال کو غیر معائنہ مدد تک روکا جاسکتا ہے۔

فرض کریں ایک نظام ہیجان حال ψ_2 سے آغاز کرتا ہے اور زمینی حال ψ_1 میں منتقلی کے لیے اس کا قدرتی عرصہ حیات τ ہے۔ عام طور پر τ سے کافی کم وقتوں کے لیے انتقالی احتمال وقت t کا راست متناسب ہوگا مساوات 9.42 دیکھیں چونکہ انتقالی شرح $1/\tau$ ہے لحاظ درج ذیل ہوگا

$$P_{2 \rightarrow 1} = \frac{t}{\tau} \quad (12.19)$$

وقت t پر پینائنٹیشن کرنے کی صورت میں بالائی حال میں نظام ہونے کا احتمال درج ذیل ہوگا

$$P_2(t) = 1 - \frac{t}{\tau} \quad (12.20)$$

درج کریں ہم دیکھتے ہیں کہ نظام بالائی حال میں ہی ہے ایسی صورت میں تفاعل موج واپس ψ_2 پر منحصر ہوگا اور پورا عمل ایک بار نئے سرے سے دوبارہ شروع ہوگا۔ اگر ہم وقت $2t$ پر دوسری پینائنٹیشن کریں تب بالائی حال میں نظام ہونے کا احتمال درج ذیل ہوگا

$$\left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^2 \approx 1 - \frac{2t}{\tau} \quad (12.21)$$

جو وہی ہے جو اس صورت ہوتا اگر ہم پہلی پینائنٹیشن کرتے ہی نہیں سادہ موج کے تحت ایسا ہی ہونا چاہیے تھا۔ اگر ایسا ہی ہوتا تب نظام کا بار بار مشاہدہ کرنے سے کوئی فخر نہیں پڑتا اور سنی کو انٹیم زینو اثر پیدا ہوتا تاہم بہت قلیل وقت کی صورت میں انتقالی احتمال وقت t کے بجائے t^2 کا راست متناسب ہوگا 9.39 دیکھیں

$$P_{2 \rightarrow 1} = \alpha t^2 \quad (12.22)$$

ایسی صورت میں دو پینائنٹیشنوں کے بعد بھی نظام کا بالائی حال میں ہونے کا احتمال درج ذیل ہوگا

$$\left(1 - \alpha t^2\right)^2 \approx 1 - 2\alpha t^2 \quad (12.23)$$

جبکہ پہلی پینائنٹیشن نہ کرنے کی صورت میں اب احتمال درج ذیل ہوتا

$$1 - \alpha(2t)^2 \approx 1 - 4\alpha t^2 \quad (12.24)$$

آپ دیکھ سکتے ہیں کہ وقت t گزرنے کے بعد نظام کے مشاہدہ کی بنا زیریں حال میں منتقلی کا احتمال کم ہوا ہے۔

یقیناً $t = 0$ سے لیکر $t = n$ تک n برابر وقفہ $T/n, 2T/n, 3T/n, \dots, T$ پر نظام کا مشاہدہ کرنے کی وجہ سے اس دورانیہ کے آخر میں بھی نظام بالائی حال میں پائے جانے کا احتمال درج ذیل ہوگا

$$(12.25) \quad \left(1 - \alpha(T/n)^2\right)^n \approx 1 - \frac{\alpha}{n} T^2$$

جو $n \rightarrow \infty$ کی حد میں 1 تک پہنچتا ہے ایک غیر مستحکم نظام جس کا مسلسل مشاہدہ کیا جائے کبھی بھی تحویل نہیں ہوگا بعض مصنفین اس ماحوز سے اتفاق نہیں کرتے اور ان کے نزدیک یہ تفاعل موج کے انہدام غیر درست ہونے کا ثبوت ہے۔ تاہم ان کے سدلاخل مشاہدہ کے مفہوم کی عنایت تشریح پر مبنی ہے اگر بلب لائن میں ایک ذرہ کی راہ کو مسلسل مشاہدہ کرار دے دیا جائے تب یہ بالکل درست ہوں گے چونکہ ایسی ذرات یقیناً تحویل ہوتے ہیں اور ان کا عمر ص حیات پر کاشف کا متابل پیمائش اثر نہیں پایا جاتا ہے تاہم ایسا ذرہ حنائے کے اندر جوہروں کے ساتھ حنادو حال باہم عمل کرتا ہے جبکہ کو انٹرمیڈیو اثر کے لیے ضروری ہے کہ یک بعد دیگر پیمائشوں کے بیچ وقفہ اتنا کم ہو کہ نظام کو t^2 خطہ میں پکڑا جائے۔

ہم دیکھتے ہیں کہ خود بخود انتقل کی صورت میں یہ تجربہ عملاً ممکن نہیں ہے۔ تاہم پیدا کردہ انتقال کی صورت میں نتائج کا نظریاتی پیش گوئی کے ساتھ مکمل اتفاق پایا جاتا ہے۔ بد قسمتی سے یہ تجربہ تفاعل موج کی انہدام کا ختمی ثبوت پیش نہیں کر سکتا ہے اس مشاہدہ کے دیگر وجوہات بھی دئے جاسکتے ہیں۔

میں نے اس کتاب میں ایک ہم آہنگ اور بلا تضاد کہانی پیش کرنے کی کوشش کی ہے تفاعل موج ϕ کسی ذرہ یا نظام کے حال کو ظاہر کرتا ہے۔ عمومی طور پر ای کذرہ کسی مخصوص حرکی خاصیت مثلاً مکام معیار حرکت توانائی زوایائی معیار حرکت وغیرہ کا حاصل نہیں ہوتا اس وقت تک جب پیمائشی عمل مداخلت نہ کرے کسی ایک تجربہ میں حاصل ایک مخصوص قیمت کا احتمال ϕ کی شماریاتی مفہوم تعین کرتا ہے۔ پیمائشی عمل سے تفاعل موج مخدوم ہوتا ہے جس کی بنا فوراً دوسری پیمائش لاطمأوی نتیجہ دیگی۔ اگرچہ دیگر تشریحات مثلاً غیر مکامی در پردہ متغیر نظریات متعدد کائنات کا تصور بلا تضاد تاریخیں سگرہ نمونے وغیرہ بھی پائے جاتے ہیں لیکن میں یقین کرتا ہوں کہ یہ سب سے سادہ ہے جس سے عموماً ماہر طبیعیات اتفاق کرتے ہیں۔ یہ ہر تجربہ سے کامیابی سے ابھرا ہے تاہم یہ کہانی کا اختتام نہیں ہے ہمیں پیمائشی عمل کے بارے میں اور انہدام کے طریقے کار کے بارے میں بہت کچھ جاننا ہے عین ممکن ہے کہ آنے والے نسلیں زیادہ پیچیدہ نظریہ جانتے ہوئے سوچتے ہوں کہ ہم اتنا سادہ کیسے ہو سکتے تھے۔

جوابات

ضمیمہ ۱

خطی الجبر ۱

۱.۱ سمتیات

۲.۱ اندرونی ضرب

$$(i) \quad |\langle \alpha | \beta \rangle|^2 \leq \langle \alpha | \alpha \rangle \langle \beta | \beta \rangle$$

سوال ۱.۱: شواہد عدم مساوات (مساوات ۱) ثابت کریں۔ اشارہ: آپ $0 \leq \langle \gamma | \gamma \rangle$ استعمال کرتے ہوئے
 $|\gamma\rangle = |\beta\rangle - (\langle \alpha | \beta \rangle / \langle \alpha | \alpha \rangle) |\alpha\rangle$ سے شروع کریں۔

۳.۱ متالب

۴.۱ تبدیلی اساس

۵.۱ امتیازی تفاعلات اور امتیازی افتدار

۶.۱ ہر مشی تبادله

فهرست

- ensemble, 15
- expectation
 - value, 7
- formula
 - De Broglie, 18
- Fourier
 - inverse transform, 62
 - transform, 62
- Frobenius
 - method, 53
- function
 - Dirac delta, 71
- generalized
 - distribution, 71
 - function, 71
- generalized statistical interpretation, 111
- generating
 - function, 59
- generator
 - translation in space, 135
 - translation in time, 136
- Gram-Schmidt
 - orthogonalization process, 106
- Hamiltonian, 27
- harmonic
 - oscillator, 32
- Hermitian
 - conjugate, 48
- hermitian, 101
 - anti, 130
- adjoint, 102
- allowed
 - energies, 33
- argument, 60
- boundary conditions, 32
- bra, 127
- coherent states, 133
- collapses, 4, 111
- commutation
 - canonical relation, 44
- commutator, 43
- commute, 43
- complete, 34, 100
- continuous, 105
- Copenhagen interpretation, 4
- decomposition
 - spectral, 130
- degenerate, 89, 104
- delta
 - Kronecker, 34
- determinate state, 103
- Dirac
 - orthonormality, 108
- discrete, 105
- dispersion
 - relation, 66
- energy
 - allowed, 28
 - conservation, 38

- orthonormal, 34, 100
- oscillation
 - neutrino, 127
- particle
 - unstable, 21
- polynomial
 - Hermite, 57
- position
 - agnostic, 4
 - orthodox, 3
 - realist, 3
- potential, 14
 - reflectionless, 92
- probability
 - density, 10
- probability current, 21
- probable
 - most, 7
- recursion
 - formula, 54
- reflection
 - coefficient, 77
- revival time, 88
- Rodrigues
 - formula, 59
- scattering
 - matrix, 93
- Schrodinger
 - time-independent, 27
- Schrodinger align, 2
- Schwarz inequality, 99
- sequential measurements, 130
- series
 - Fourier, 35
 - power, 42
 - Taylor, 41
- sodium, 23
- space
 - dual, 128
 - conjugate, 102
 - skew, 130
- hidden variables, 3
- Hilbert space, 99
- idempotent, 129
- indeterminacy, 2
- inner product, 98
- ket, 127
- ladder
 - operators, 45
- law
 - Hooke, 41
- linear
 - combination, 28
- linear algebra, 97
- matrices, 98
- matrix
 - S, 93
 - transfer, 94
- matrix elements, 125
- mean, 7
- median, 7
- momentum, 16
- momentum space wave function, 113
- neutrino
 - electron, 127
 - muon, 127
- node, 34
- normalization, 13
- normalized, 100
- observables
 - incompatible, 116
- operator, 17
 - lowering, 45
 - projection, 128
 - raising, 45
- orthogonal, 34, 100

- variables
 - separation of, 25
- variance, 9
- vectors, 97
- velocity
 - group, 64
 - phase, 64
- virial theorem, 132
- wag the tail, 55
- wave
 - incident, 76
 - packet, 61
 - reflected, 76
 - transmitted, 76
- wave function, 2
- wavelength, 18
 - outer, 23
- spectrum, 104
- square-integrable, 13
- square-integrable functions, 98
- standard deviation, 9
- state
 - bound, 69
 - excited, 33
 - ground, 33
 - scattering, 69
- statistical
 - interpretation, 2
- step function, 79
- theorem
 - Dirichlet's, 35
 - Ehrenfest, 18
 - Plancherel, 62
- transformations
 - linear, 97
- transmission
 - coefficient, 77
- tunneling, 69, 78
- turning points, 69
- uncertainty principle, 19, 116
 - energy-time, 119

- اتباتی
حالات، 133
اجباتی
توانائیاں، 33
ارتعاش
نیوٹریو، 127
استمراری، 105
اصول
عدم یقینیت، 19
اصول عدم یقینیت، 116
الیکٹران نیوٹرینی، 127
انتشاری
رشتہ، 65
انخطاطی، 104، 89
اندرونی ضرب، 98
انعکاس
شرح، 77
اوسط، 7
براء، 127
بقا
توانائی، 38
پیدا کار
تفاعل، 59
پیدا کار
فصل میں انتقال کا، 135
وقت میں انتقال، 136
تجدیدی عرصہ، 88
ترتیبی پیمائشیں، 130
ترسیل
شرح، 77
تسل
ٹیلر، 41
طامتی، 42
فوریسر، 35
تعیین حال، 103
تغیریت، 9
تفاعل
ڈیلٹا، 71
تفاعل موج، 2
- توالی
کلیہ، 54
توانائی
اجباتی، 28
توقعات
قیمت، 7
جفت، 33
تفاعل، 30
حال
بکھراؤ، 69
زمینی، 33
مقید، 69
پہچان، 33
خطی الجبرا، 97
خطی تبدلہ، 97
خطی جوڑ، 28
خفیہ متغیرات، 3
دلیل، 60
دم بلانا، 95، 55
ڈیراک
معیاری عمودیت، 108
ڈیلٹا
کرونیگر، 34
ذره
غیر مستحکم، 21
رو
احتمال، 21
رفتار
دوری سمتی، 64
گروہی سمتی، 64
رمز اور وٹاؤنسڈ اثر، 85
ساکن
حالات، 27
سرحدی شرائط، 32

- فصل
 بیرونی، 23
 دہری، 128
 فورسٹر
 الٹ بدل، 62
 بدل، 62
 وٹا بل مشاہدہ
 غیر ہم آہنگ، 116
 وٹا بل
 بچھراو، 93
 ترسیل، 94
 وٹا بل ارکان، 125
 وٹا بل
 ہک، 41
 قواب، 98
 کٹ، 127
 کشافیت
 احتمال، 10
 کشیر رکنی
 ہرمانٹ، 57
 کلیہ
 ڈی پروگلی، 18
 روڈریگیس، 59
 کوپن، ہیگن مفہوم، 4
 گرام شمد
 ترکیب عودیت، 106
 متعمم
 تنف عمل، 71
 تقسیم، 71
 متعمم شماراتی مفہوم، 111
 محتمل
 سب سے زیادہ، 7
 مخفیہ، 14
 بلا العکاس، 92
 مریخ میکا مل، 13
 مریخ میکا مل تنف علات، 98
- سرنگ زنی، 69، 78
 سگر، 15
 سمتیات، 97
 سوچ
 انکاری، 4
 تقلید پسند، 3
 حقیقت پسند، 3
 سوڈیم، 23
 سیڑھی
 عاملین، 45
 سیڑھی تنف عمل، 79
 شروڈنگر
 غیر تاج وقت، 27
 شروڈنگر مساوات، 2
 شروڈنگر نقطہ نظر، 136
 شریک عمل، 102
 شماراتی مفہوم، 2
 شوارز عدم مساوات، 99
 طاق، 33
 طول موج، 18
 طیف، 104
 طیفی تحلیل، 130
 عامل، 17
 تحلیل، 128
 تقلیل، 45
 رفعت، 45
 عدم تعین، 2
 عدم یقینیت
 توانائی و وقت، 119
 عدم یقینیت اصول، 19
 عقدہ، 34
 علیحدگی متغیرات، 25
 عودی، 100، 34
 معیاری، 34
 غیر مسلسل، 105
 فہرست
 ترکیب، 53

- ہارمونئی
 ہارمونئی، 32
 ہر مشی، 101
 جوڑی دار، 48، 102
 خلاف، 130
 منحرف، 130
 ہلبرٹ فنکشن، 99
 ہیزنبرگ نقطہ نظر، 136
 ہیملٹنی، 27
 یک طاقتی، 129
- سر قش
 ہارمونئی، 32
 مسئلہ
 اجر نفٹ، 18
 پلانشرال، 62
 ڈرشلے، 35
 مسئلہ وریل، 132
 معمول زنی، 13
 معمول شدہ، 100
 معیار حرکت، 16
 معیار حرکتی فنکشن عمل موج، 113
 معیار عمودی، 34
 معیاری انحراف، 9
 معیاری عمودی، 100
 مقلب، 43
 مقلبت
 باضابطہ رشتہ، 44
 مقلوب، 43
 مکمل، 34، 100
 منہدم، 4، 111
 موج
 آمدی، 76
 ترسیلی، 76
 منعکس، 76
 موجی اکٹھ، 61
 میون نیوٹرینو، 127
 واپسی نقطہ، 69
 وسطانیہ، 7