

Mechanika Kwantowa R 2021/2022

Kacper Cybiński

6 kwietnia 2022

Organizacja wykładu

1. Dwa kolokwia - po 30 pkt
2. Egzamin - 40 pkt

Łącznie 100 pkt, progi punktowe:

$$45 - 55 = 3, 55 - 65 = 3.5, 65 - 75 = 4, 75 - 85 = 4.5, 85 - 95 = 5, 95 - 100 = 5!$$

Egzamin ustny (zmiana oceny co najwyżej o 0.5)

Serie domowe dobrowolne (ale na pewno pomogą napisać dobrze kolokwia!)

[Strona wykładu](#)

Polecane podręczniki:

- L. Schiff *Mechanika Kwantowa (obszerna)*
- R. Liboff *Wprowadzenie do Mechaniki Kwantowej (mniej obszerna)*
- L. Susskind *Quantum Mechanics (Do ogarnięcia koncepcyjnego)*

Lecture 1

Krótką historią fizyki i wstęp do kwantów

1.1 Krótką historią fizyki

- **Arystoteles** - Jeden absolutny układ odniesienia, więc nie ma sensu pojęcie *obserwatora*
- **Newton** - Ciała, a więc i układy odniesienia (obserwatorzy inercjalni) są liczne, oraz mogą się poruszać między sobą. Siła, czas, przestrzeń są wciąż pojęciami absolutnymi.
- **Teoria względności** - Ruch, czas, przestrzeń, masa są zależne od obserwatora. Obserwator nie musi być inercjalny. Mówimy o *Uoperacyjnieniu pojęć zasadniczych*.
- **Teoria Kwantowa** - Okazuje się, że cały zestaw wielkości fizycznych służących do opisu świata zależy od tego jaki jest kontekst pomiarowy, tj. od relacji obserwatora z innymi elementami otaczającego go świata. *Czyli po raz pierwszy uwzględniamy fakt, że opisujemy wszechświat w którym sami istniejemy, czyli opisujemy ten układ od środka.*

Prezentacja o historii fizyki wg Witkacego

1.2 Hipoteza Kwantu

Co doprowadziło do wniosków, że energię trzeba skwantować?

1.2.1 Ciało Doskonale Czarne

Paradoks polegał na tym, że z ciała doskonale czarnego powinniśmy mieć zabójcze promieniowanie gamma itp, a go nie było IRL. And here comes the *Max Planck*.

Planck zapostulował, że przekaz energii odbywa się za pomocą całkowitych wartości (**Kwant Energii**) Zdefiniował to jako:

$$E = h \cdot \nu = \hbar \cdot \omega \quad (1.1)$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}, \omega = 2\pi\nu$$

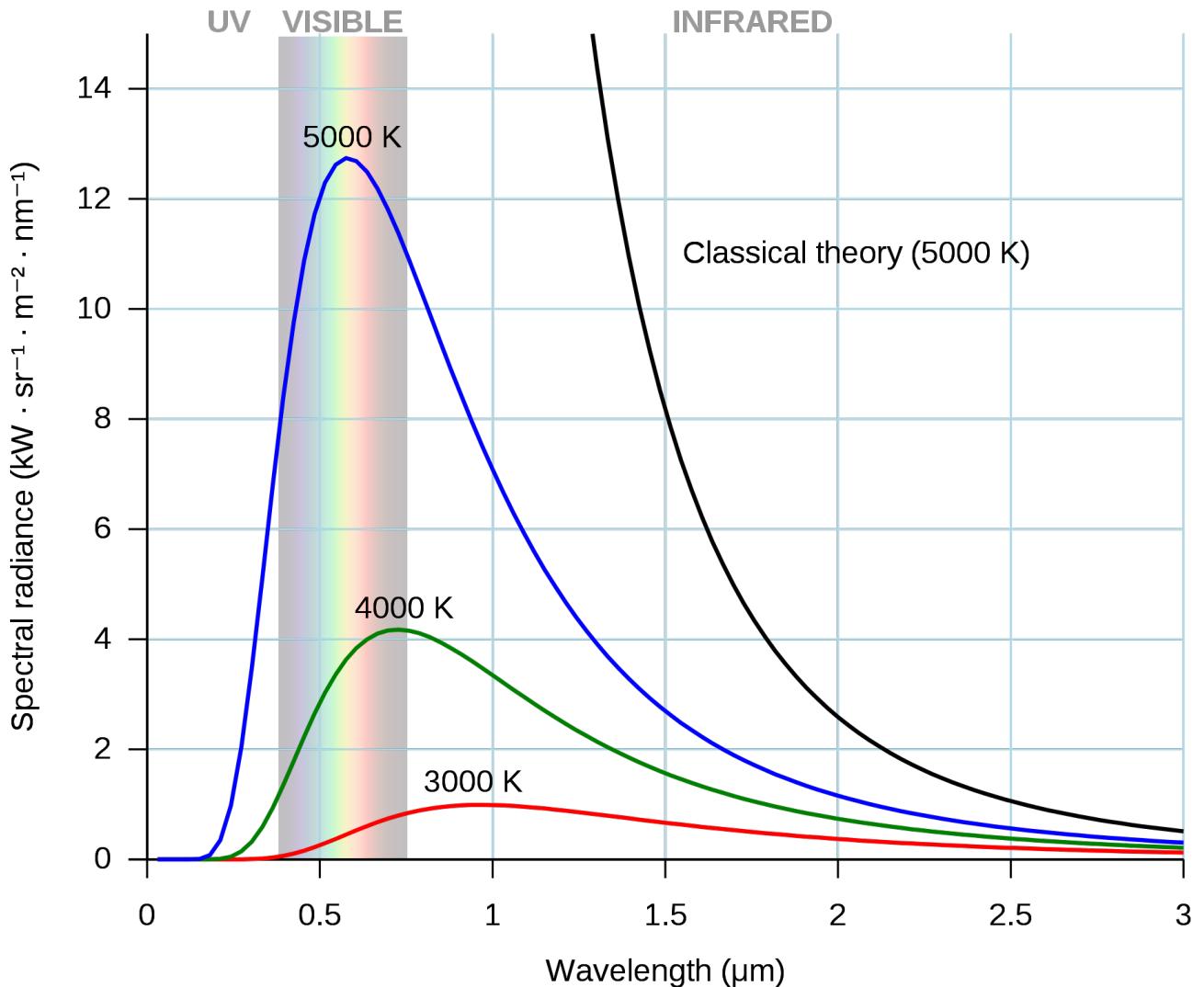
gdzie h - **Stała Plancka**, $h = 6.2626070150 \cdot 10^{-34} J \cdot s$, ν - częstotliwość promieniowania

1.2.2 Efekt Fotoelektryczny

1.2.3 Analiza pól EM

Analiza pól \mathcal{E} i B w odniesieniu do sześcianu z przewodnika prowadzi do wniosku, że energia "porcji promieniowania" transformuje się jak

$$\frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}} = \frac{\sqrt{1 - \frac{u}{c}}}{\sqrt{1 + \frac{u}{c}}}$$



Rysunek 1.1: Wykres promieniowania ciała doskonale czarnego

gdzie u - promieniowanie. Transformuje się to analogicznie do częstotliwości w efekcie Dopplera
 $\Rightarrow E \sim \nu$

Rozkład energii będzie nam opisywać [Rozkład Boltzmana](#), czyli rozkład prawdopodobieństwa zaobserwowania stanu Energetycznego, dany wzorem:

$$p(E_i) \sim e^{-\frac{E_i}{kT}}$$

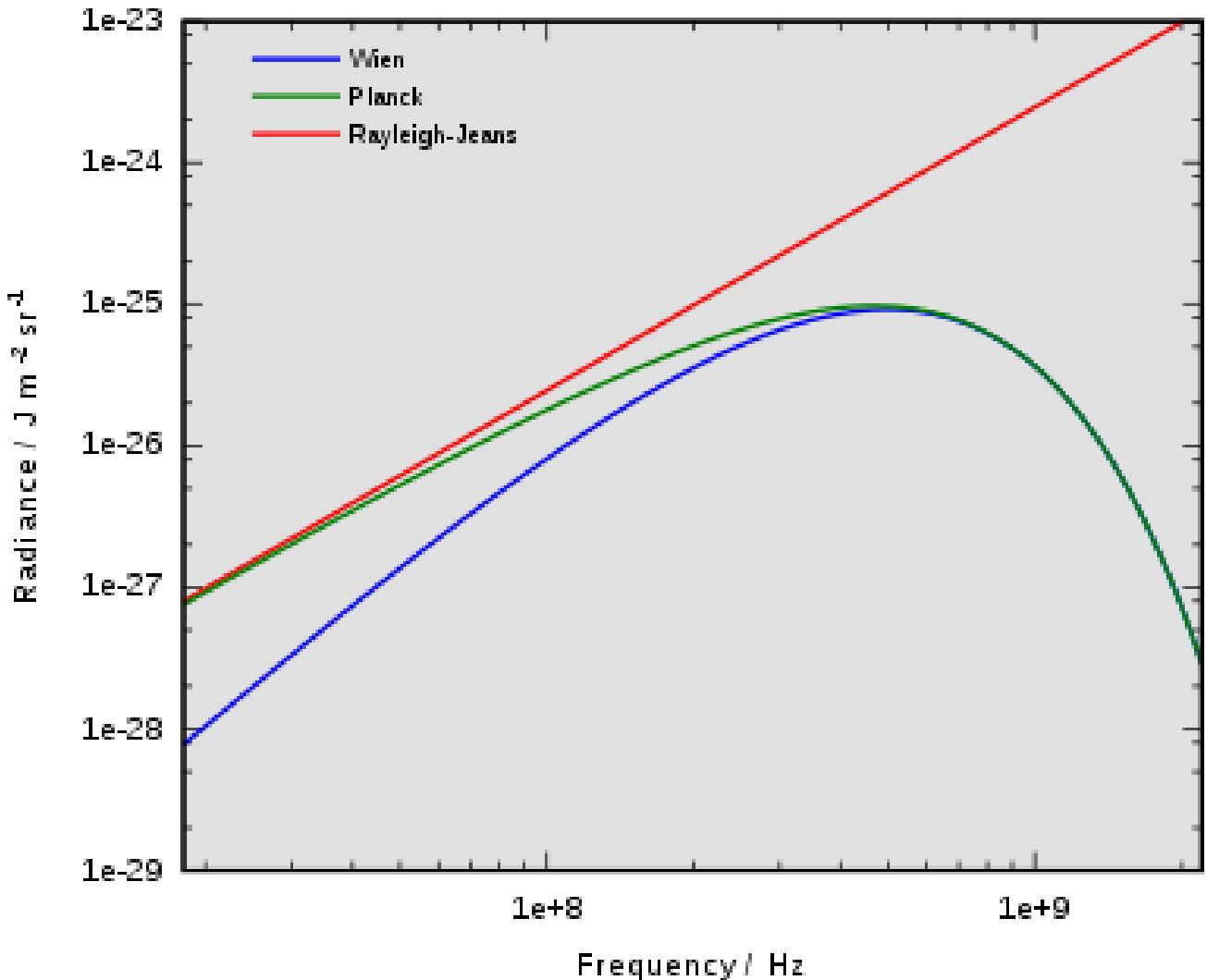
co w przypadku rozkładu ciągłego daje nam zasadę ekwipartycji, ale dla dużych wartości energii się rozbiega z doświadczeniem.

1.3 Skutki skwantowania energii

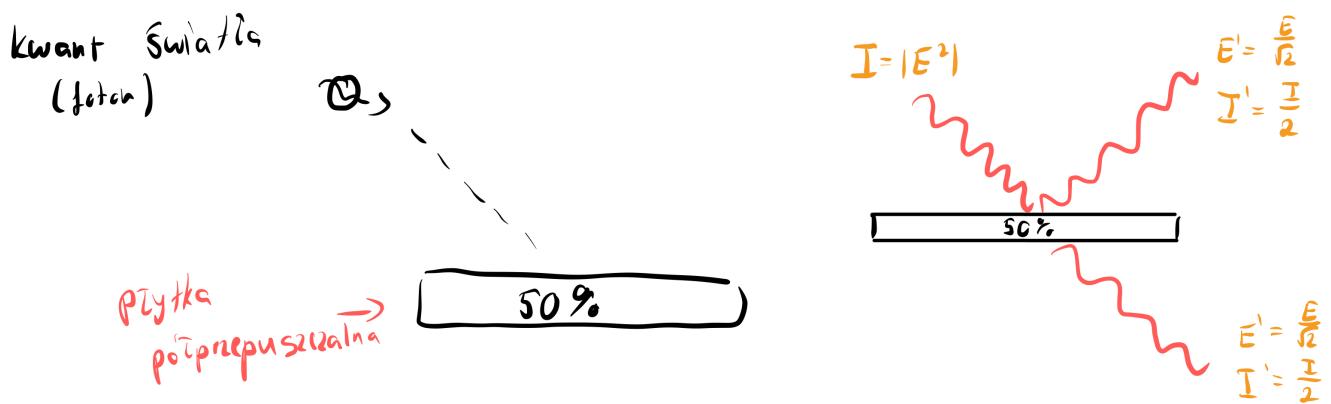
Przede wszystkim skutkiem jest [indeterminizm](#).

[Teoria parametrów ukrytych](#) - Teoria, że w kwantach energii występują nierejestrowane przez nas parametry, które jednakowoż zawsze determinują rozróżnienie kwantów energii. Parafraszując Drażana, dodawanie fotonom(kwantom) "włosów", "ogonów" itp - elementów rozróżniających je.

Jeśli jednak nie chcemy dodawać fotonom 'włosów', ani 'ogonów' i chcielibyśmy, żeby wszystkie fotony były "identyczne" to aby odtworzyć zachowanie klasyczne w granicy (podział natężenia 50%), to



Rysunek 1.2: Porównanie hipotezy Plancka z prawem Rayleigha-Jeansa i rozkładem Wiena. Further reading o 'Katastrofie w nadfiolecie' na [Wikipedii o ciele doskonale czarnym](#)

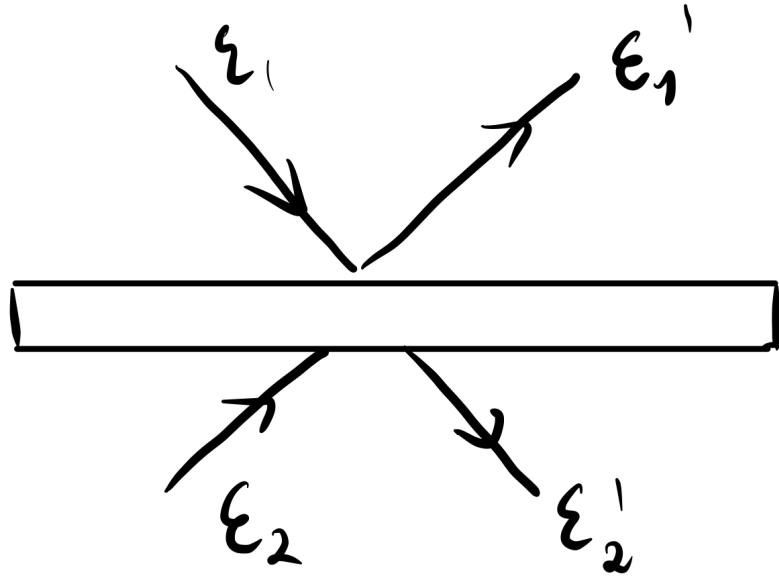


Rysunek 1.3: Demonstracja działania płytki półprzepuszczalnej.

musimy uznać, że foton zachowuje się niedeterministycznie, tj. wprowadzić element probabilistyczny. Wtedy z prawdopodobieństwem 50% każdy foton przechodzi lub odbija się.

Kiedy patrzymy na płytę światłodzielącą (Rysunek 1.4), to możemy przedstawić bieg promienia w niej jako superpozycję fal (zapis macierzowy).

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}'_1 \\ \mathcal{E}'_2 \end{bmatrix} = B \begin{bmatrix} \mathcal{E}_1 \\ \mathcal{E}_2 \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{bmatrix} \mathcal{R}_1 & \mathcal{T}_2 \\ \mathcal{T}_1 & \mathcal{R}_2 \end{bmatrix}$$



Rysunek 1.4: Demonstracja działania płytka światłodzielającej (*Beam Splitter*).

Gdzie $\mathcal{E}'_1 = \mathcal{R}_1 \mathcal{E}_1 + \mathcal{T}_2 \mathcal{E}_2$. Chcemy, żeby **energia była zachowana**

$$\implies |\mathcal{E}_1|^2 + |\mathcal{E}_2|^2 = |\mathcal{E}'_1|^2 + |\mathcal{E}'_2|^2$$

Co możemy też tłumaczyć jako zachowanie długości wektora $\begin{bmatrix} \mathcal{E}'_1 \\ \mathcal{E}'_2 \end{bmatrix}$, czyli macierz B jest macierzą **Unitarną**, tj. $B \cdot B^\dagger = 1$.

$$BB^\dagger = \begin{bmatrix} \mathcal{R}_1^* & \mathcal{T}_1^* \\ \mathcal{T}_2^* & \mathcal{R}_2^* \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathcal{R}_1 & \mathcal{T}_2 \\ \mathcal{T}_1 & \mathcal{R}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |\mathcal{R}_1|^2 + |\mathcal{T}_1|^2 & \mathcal{R}_1^* \mathcal{T}_2 + \mathcal{T}_1^* \mathcal{R}_2 \\ \mathcal{R}_1 \mathcal{T}_2^* + \mathcal{T}_1 \mathcal{R}_2^* & |\mathcal{R}_2|^2 + |\mathcal{T}_2|^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Wynika stąd, że $|\mathcal{R}_1|^2 = |\mathcal{R}_2|^2 = R$ - współczynnik odbicia natężenia, a $|\mathcal{T}_1|^2 = |\mathcal{T}_2|^2 = T$ - współczynnik transmisji natężenia, gdzie $R + T = 1$.

W związku z tym też ogólnie mówiąc np. $B = \begin{bmatrix} \sqrt{R} & \sqrt{T} \\ -\sqrt{T} & \sqrt{R} \end{bmatrix}$, a $B_{50\%} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$. Tj. $B \in \mathcal{U}(2)$

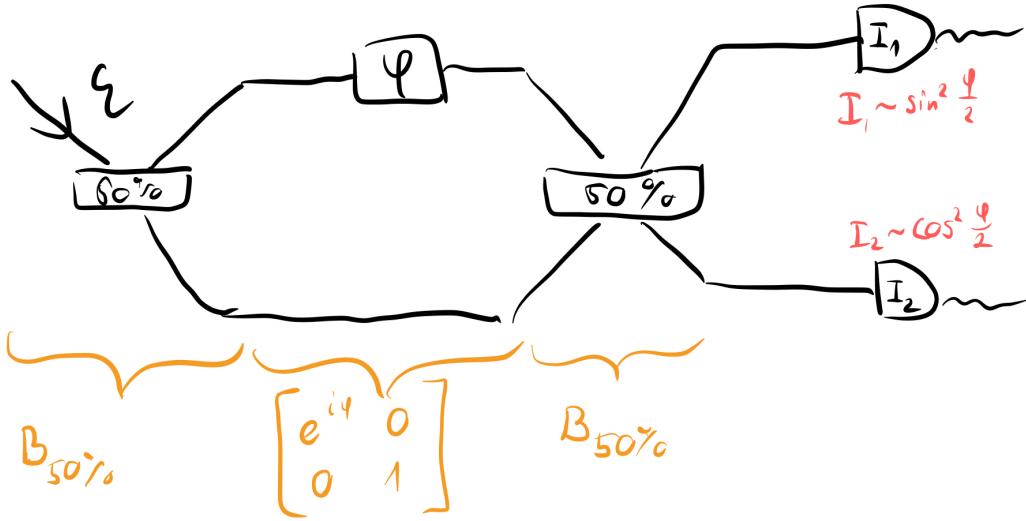
1.4 Superpozycja

Pokażemy zjawisko interferencji w sensie kwantowym patrząc na kanoniczny przykład - [Interferometr Macha-Zehndera](#), widoczny na Rysunku 1.5. Rozpatrujemy od teraz falę padającą postaci $\begin{bmatrix} \mathcal{E} \\ 0 \end{bmatrix}$.

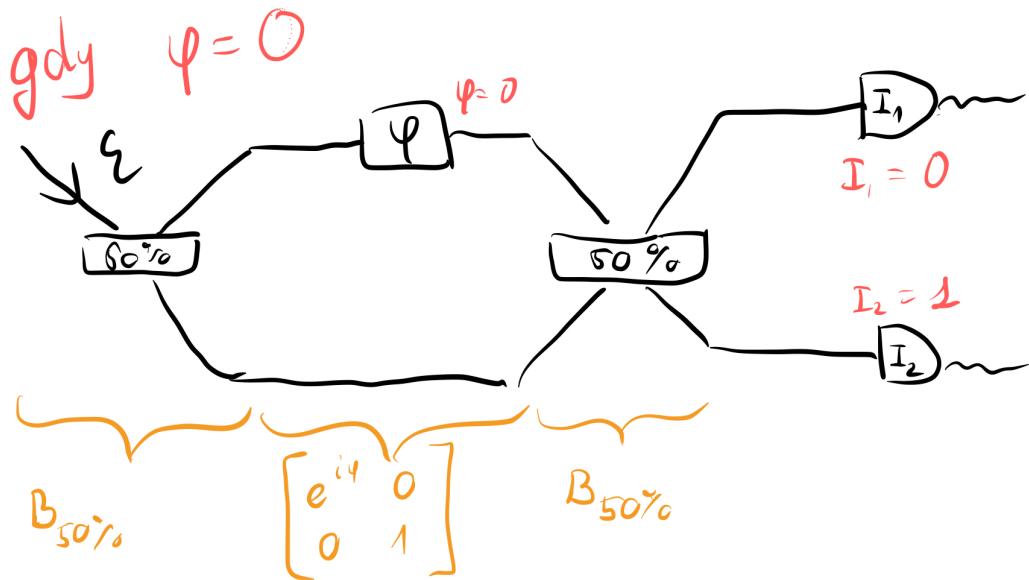
Teraz aby zrozumieć jak w takim układzie zachowuje się foton musimy odejść od klasycznego myślenia, że leci on jakąś drogą, a musimy przejść do myślenia o jego drodze jako **nieokreślonej**, tj. do momentu wykonania pomiaru (wejścia w interakcję z nim) podąża on jednocześnie wszystkimi możliwymi dla siebie trajektoriami, tym samym przyjmując właściwości falowe. Da to efekt jak ten widoczny na Rysunku 1.6.

Od teraz ten stan 'obierania wszystkich możliwości na raz' przez foton będziemy określać jako **stan fotonu** oznaczany $|\Psi\rangle$. Tłumaczy się to na funkcję gęstości prawdopodobieństwa znalezienia fotonu w jego możliwych trajektoriach.

W szczególności w opisywanym wyżej przypadku stan $|\Psi\rangle$ będzie opisywany przez **superpozycję** stanów 1 i 2 odpowiadających pójściem drogą odpowiednio górną i dolną, tj. $|\Psi\rangle = \begin{bmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{bmatrix}$ gdzie Ψ_i



Rysunek 1.5: Schemat konstrukcji Interferometru Macha-Zehndera wraz z podpisem macierzami Jonesa



Rysunek 1.6: Schemat konstrukcji Interferometru Macha-Zehndera wraz z podpisem macierzami Jonesa w przypadku zerowej zmiany fazy, tj. w szczególności dla jednego fotonu

- amplituda prawdopodobieństwa obrania ścieżki i , a $p_i = |\Psi_i|^2$ - prawdopodobieństwo, że foton leci i-tą trajektorią.

$$|\Psi\rangle = \Psi_1 |1\rangle \oplus \Psi_2 |2\rangle \quad (1.2)$$

Gdzie znakiem \oplus oznaczamy dodawanie fal. Ta operacja to **Superpozycja**. Warto też zanotować, że skoro $|\Psi_i| = p_i$ to ich suma musi się dodawać do 1

$$\sum_i |\Psi_i|^2 = 1$$

(innymi słowy prawdopodobieństwo znalezienia fotonu w całej przestrzeni zdarzeń jest 1)

Dla zbudowania intuicji na ten moment możemy sobie utożsamiać tę funkcję prawdopodobieństwa z obserwowanym natężeniem światła:

$$|\Psi_i|^2 \sim |\mathcal{E}_i|^2 \sim I_i$$

1.5 Hipoteza De Broigle'a

Side note 1: W naszych rozważaniach nie będzie mieć znaczenia faza całkowita, znaczenie będzie mieć tylko faza względna między ramionami, tj. $\mathcal{E}_i \rightarrow e^{i\xi} \mathcal{E}_i$. Innymi słowy, 'globalna faza' nie istnieje!

Wyszliśmy w naszych dywagacjach od myślenia o fotonach jako o obiektach falowych, ale nie można zapomnieć o tym, że fotony mają również właściwości korpuskularne, więc sugeruje to, że dla materii też to powinno działać. W związku z tym [Hipoteza De Broigle'a](#) odpowiadać nam będzie za opisanie 'fal materii', gdzie ich długość fali to będzie:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

Co dla światła ma interpretację:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h \cdot \mu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

Gdzie E - Energia.

Further reading:

- [Notatki Demko do tego wykładu](#)
- [Zadanka na ćwiczenia 1](#)
- [Zadanka na ćwiczenia 2](#)

Lecture 2

Stany i pomiary kwantowe

2.1 Stany i pomiary kwantowe

W tym wykładzie zajmiemy się powoli formalizowaniem intuicji nabywanej na poprzednim wykładzie. Zdefiniujmy $|i\rangle$ - pewne stany rozróżnialne (istnieje pomiar dający różne wyniki dla różnych stanów).

Zasada superpozycji

Jeśli $|1\rangle$ i $|2\rangle$ są dopuszczalnymi stanami układu, to |1\rangle \oplus |2\rangle¹ też musi być dopuszczalnym stanem układu

Matematyczna struktura odpowiednia dla superpozycji to:

- Przestrzeń Hilberta \mathcal{H} nad \mathcal{C}
- \mathcal{H} - przestrzeń wektorowa nad \mathcal{C} z iloczynem skalarnym $\langle \Psi | \phi \rangle$, $|\Psi\rangle \in \mathcal{H}^2$, zupełna³
- **Uwaga:** każda skończenie wymiarowa przestrzeń Hilberta ($\dim \mathcal{H} = d$) jest izomorficzna z \mathcal{C}^d .

Stan Kwantowy: Niech $|\Psi\rangle \in \mathcal{H}$, $\langle \Psi | \Psi \rangle = 1$. **Uwaga:** $|\Psi\rangle \stackrel{\text{F}}{=} e^{i\xi} |\Psi\rangle \implies |\Psi\rangle \stackrel{\text{F}}{=} z \cdot |\Psi\rangle$ ⁴

Stanem kwantowym nazwiemy też promień w przestrzeni Hilberta \mathcal{H}

Pomiary kwantowe: W przestrzeni Hilberta \mathcal{H} bierzemy sobie wektory $|a_i\rangle \in \mathcal{H}$, tworzące bazę ortonormalną w \mathcal{H} . Bedzie to zespół rozróżnialnych stanów różniących się pewną obserwowalną wielkością fizyczną A . Czyli przyjmujemy:

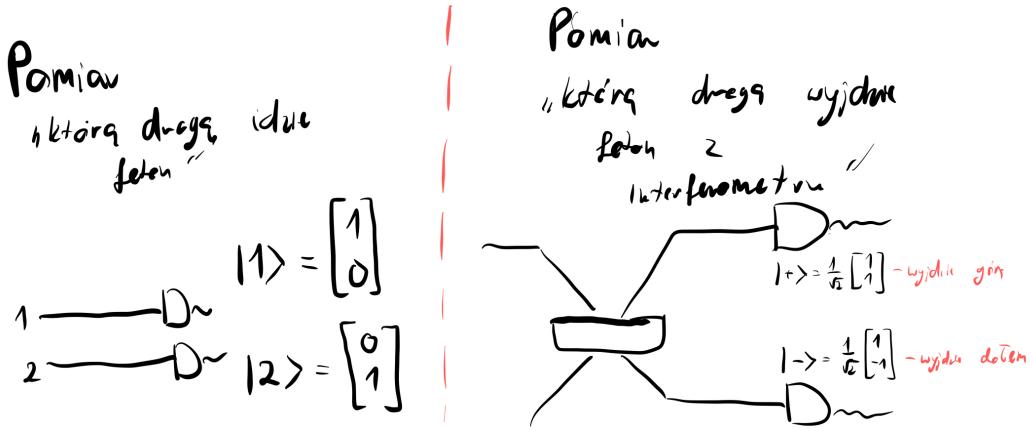
$|a_i\rangle$ - mają dobrze określoną wartość wielkości fizycznej A . Zawsze jak je mierzymy to dostajemy a_i . Innymi słowy, jak mamy kilka wielkości fizycznych A, B, C, \dots , to w ogólności nie będziemy mogli znaleźć jednej bazy ortonormalnej $|a_i, b_i, c_i, \dots\rangle$. Jest to esencja mechaniki kwantowej, że różne wielkości fizyczne związane są z różnymi, niekompatybilnymi wobec siebie bazami, które opisują każdą z osobna.⁵

²wektor reprezentuje stan

³każdy ciąg Cauchy zbiega do elementu \mathcal{H}

⁴Symbol $\stackrel{\text{F}}{=}$ oznacza 'w interpretacji fizycznej ...'

⁵Czyli pomiar ≠ zaglądanie do garnka /sprawdzanie stanu który jest zdeterminowany/



Rysunek 2.1: Porównanie podejść myślenia o kwantu - deterministyczny i niedeterministyczny

Postulat pomiarowy

Jeśli $|\Psi\rangle$ jest dowolnym stanem, na którym chcemy zmierzyć wielkość fizyczną A , z którą stowarzyszona jest baza $\{|a_i\rangle\}$. Możemy napisać:

$$|\Psi\rangle = \sum_i \alpha_i |a_i\rangle$$

Wtedy uzyskany wynik a_i z prawdopodobieństwem $p_i = |\alpha_i|^2 = |\langle a_i | \Psi \rangle|^2$. Tym samym stan po pomiarze ma dobrze określone wielkości a_i , tj. jest $|\Psi\rangle = |a_i\rangle$.

Czyli też jak już raz dokonamy pomiaru na stanie kwantowym to on już nie wróci do możliwości interferencji, i za każdym kolejnym pomiarem już będziemy obserwować ten sam stan, tj. zacznie się zachowywać jakby był klasyczny.

Obserwabla: Z pomiarem wielkości A ($\{|a_i\rangle\}$) stwarzyszamy operator

$$\hat{A} = \sum_i a_i |a_i\rangle \langle a_i|$$

gdzie \hat{A} jest operatorem Hermitowskim⁶ czyli w szczególności mając \hat{A} możemy też znaleźć $\{|a_i\rangle\}$ robiąc rozkład własny.

Crash course z notacji Diraca:

ket:

$$|a\rangle = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix} = \mathbf{v}$$

bra:

$$\langle a | = |a\rangle^\dagger = [a_1, a_2, \dots, a_n]^* = \mathbf{v}^\dagger$$

⁶Operator hermitowski - $A^\dagger = A$

Czyli jak je połączymy dostajemy **braket**:

$$\langle a|b\rangle = [a_1, a_2, \dots, a_n]^* \cdot \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}^* = \text{liczba}^7$$

Zaś z kolei jak pomnożymy w odwrotnej kolejności mamy **ketbra**:

$$|a\rangle\langle b| = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix} \cdot [a_1, a_2, \dots, a_n]^* = M \in M(\mathcal{C})_n^n$$

co rozumiemy też jako operator rzutowy.

Obserwacje jest wygodniej liczyć jako wartości oczekiwane z jakichś rozkładów prawdopodobieństw:

$$\langle A \rangle = \sum_i p_i a_i = \sum_i |\langle a_i | \Psi \rangle|^2 \cdot a_i$$

Gdzie wiemy, że człon $|\langle a_i | \Psi \rangle|^2$ możemy rozpisać jako:

$$|\langle a_i | \Psi \rangle|^2 = |\langle \Psi | a_i \rangle|^2 = \langle \Psi | a_i \rangle \langle a_i | \Psi \rangle = \langle \Psi | a_i a_i^\dagger | \Psi \rangle$$

W związku z tym możemy dalej rozpisać $\langle A \rangle$ jako:

$$\langle A \rangle = \langle \Psi | \sum_i a_i |a_i\rangle\langle a_i| | \Psi \rangle = {}^8\langle \Psi | \hat{A} | \Psi \rangle$$

Further reading:

- [Notatki Demko do wykładu](#)
- [Zadania na ćwiczenia 2](#)
- [Rozwiązania z ćwiczeń 2](#)

⁷Iloczyn skalarny

⁸ $\sum_i a_i |a_i\rangle\langle a_i| = \hat{A}$

Lecture 3

Ewolucja stanów kwantowych i Hamiltonian

3.1 Ewolucja stanów kwantowych

Będziemy brać teraz pod uwagę tylko **układy izolowane!** Tutaj rozumiemy, że **Układ izolowany** - układ który nie oddziaływa z otoczeniem i brak pomiarów.

Formalnie napiszemy, że (póki co bez żadnych założeń) $|\Psi(0)\rangle$ - stan w chwili początkowej, $|\Psi(t)\rangle$ - stan po czasie. Teraz chcemy wiedzieć, jaki będzie $|\Psi(t)\rangle$? Otóż:

$$|\Psi(0)\rangle = (U)(t)[|\Psi(0)\rangle]$$

Tj. tak jak w mechanice klasycznej - założymy, że nasza ewolucja w czasie jest odwracalna. Wynika z tego, że

- stany rozróżnialne¹ muszą pozostać rozróżnialne. Możemy na to patrzeć jako na **zachowanie informacji**.

$$\langle\Psi(0)|\Psi(0)\rangle = 0, \quad \langle\Psi(t)|\Psi(t)\rangle = 0$$

- Stopień rozróżnialności tych stanów zależyć będzie od ich iloczynu skalarnego. Chcemy, żeby pozostał on stały

$$\implies \langle\Psi(0)|\Psi(0)\rangle = \langle\Psi(t)|\Psi(t)\rangle$$

Fakt: $U(t)$ jest liniowe.

Sprawdźmy go. Także rozważmy

$$|\xi\rangle = U(t)[a|\Psi(0)\rangle + b|\Psi(0)\rangle] - aU(t)[|\Psi(0)\rangle] - bU(t)[|\Psi(0)\rangle]$$

Teraz obliczmy:

$$\begin{aligned} \langle\xi|\xi\rangle &= (U(t)[a|\Psi(0)\rangle + b|\Psi(0)\rangle])^\dagger(U(t)[a|\Psi(0)\rangle + b|\Psi(0)\rangle] - aU(t)[|\Psi(0)\rangle] - bU(t)[|\Psi(0)\rangle]) \\ &\quad - (aU(t)[|\Psi(0)\rangle])^\dagger(-||-) \\ &\quad - (aU(t)[|\Psi(0)\rangle])^\dagger(-||-) \end{aligned}$$

Czyli $(U(t)|\Psi\rangle)^\dagger(U(t)|\Psi\rangle) = \langle\Psi|\Psi\rangle = 0$, bo można 'usunąć' wszystkie $U(t)$. Wynika z tego, że $U(t)$ jest liniowe.

Wnioski: $U(t)$ jest liniowa (w skończeniu wymiarowych przestrzeniach reprezentowanych przez macierze²) i zachowuje iloczyn skalarny.

$$\implies |\Psi(0)\rangle = U(t) \cdot |\Psi(0)\rangle$$

¹Ortogonalne

²Bo $(AB)^\dagger = A^\dagger B^\dagger$

Teraz ciągnąc to rozumowanie dalej:

$$\forall_{|\Psi(0)\rangle, |\varphi(0)\rangle} = \langle \Psi(0) | \varphi(0) \rangle = \langle \Psi(0) | U^\dagger(t) U(t) | \varphi(0) \rangle = \langle \Psi(0) | \varphi(0) \rangle$$

Wynikać z tego będzie, że $U(t)^\dagger U(t) = 1$. Wiedząc, że pracujemy w skończenie wymiarowej przestrzeni wnioskujemy, że $U(t)$ jest **Unitarne**. Oznacza to też, że $U^{-1}(t) = U(t)^\dagger$. Teraz fizycznym argumentem, że $U^{-1}(t)$ istnieje będzie to, że powinno być $U^{-1}(t) = U(-t)$.

Idziemy dalej. Wiemy, że $U(t=0) = \mathbb{1}$. Rozważmy pierwsze (liniowe) rozwinięcie $U(t)$ w czasie:

$$U(dt) = \mathbb{1} + \left(-\frac{i}{\hbar} H dt + O(dt^2) \right)$$

$$1 = U(dt)^\dagger U(dt) = \left(\mathbb{1} + \frac{i}{\hbar} H^\dagger dt + O(dt^2) \right) \left(\mathbb{1} - \frac{i}{\hbar} H^\dagger dt + O(dt^2) \right) = \mathbb{1} + \frac{i}{\hbar} (H^\dagger - H) dt + O(dt^2)$$

Czyli widzimy, że $H^\dagger = H$ - jest Hermitowskie.

$$\begin{aligned} |\Psi(dt)\rangle &= U(dt) |\Psi(0)\rangle = |\Psi(0)\rangle - \frac{i}{\hbar} H dt |\Psi(0)\rangle + O(dt^2) = |\Psi(0)\rangle + \frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} \Big|_{t=0} + \mathcal{O}(dt^2) \\ \frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} \Big|_{t=0} &= -\frac{i}{\hbar} H |\Psi(0)\rangle \implies i\hbar \frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} \Big|_{t=0} = H |\Psi(0)\rangle \end{aligned}$$

Ale zamiast pisać $|\Psi(dt)\rangle = U(dt) |\Psi(0)\rangle$ można ogólniej powiedzieć: $|\Psi(t+dt)\rangle = U(dt) |\Psi(t)\rangle$. Dostajemy krypto [Równanie Schrödingera](#):

$$i\hbar \frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} = H |\Psi(t)\rangle \quad (3.1)$$

(Krypto, bo nie znamy natury H)

3.2 Argument za naturą fizyczną H

Rozważmy obserwable A i jej wartość oczekiwana na stanie $|\Psi(t)\rangle$. Wtedy:

$$\langle A \rangle_t = \langle \Psi(t) | A | \Psi(t) \rangle$$

$$\begin{aligned} \frac{d\langle A \rangle_t}{dt} &= \frac{d\langle \Psi(t) |}{dt} A |\Psi(t)\rangle + \langle \Psi(t) | A | \Psi(t) \rangle = \frac{i}{\hbar} \langle \Psi(t) | H \cdot A - A \cdot H | \Psi(t) \rangle \\ &= \frac{i}{\hbar} \langle \Psi(t) | [H, A] | \Psi(t) \rangle = -\frac{i}{\hbar} \langle \Psi(t) | [A, H] | \Psi(t) \rangle \end{aligned}$$

Jeśli wybierzymy $A = H \implies \frac{d\langle H \rangle}{dt} = 0$ czyli H jest związany z wielkością fizyczną zachowaną w czasie ewolucji \implies w pierwsza myśl, że ma coś wspólnego z energią.

Analogia z Mechaniką Klasyczną

$$A(q, p), \quad \frac{dA}{dt} = \{A, H\} = \sum_i \frac{dA}{dq_i} \frac{dH}{dp_i} - \frac{dA}{dp_i} \frac{dH}{dq_i}$$

Formalna recepta wiążąca mechanikę klasyczną z kwantową:

$$\{\cdot, \cdot\} \rightarrow = -\frac{i}{\hbar} [\cdot, \cdot]$$

Jest to dodatkowy argument na to, że H ma coś wspólnego z energią.

To teraz dochodzimy do równań:

$$\frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} = -\frac{i}{\hbar} H |\Psi(t)\rangle \implies |\Psi(t)\rangle = U(t) |\Psi(0)\rangle$$

Gdzie $U(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} H \cdot t}$ Gdzie wreszcie piszemy, że H - Hamiltonian.

3.3 Wyznaczenie ewolucji stanu w praktyce

Mamy H , robimy jego rozkład własny, tj. $H = \sum_k E_k {}^3 |E_k\rangle\langle E_k|$. $H |E_k\rangle = E_k |E_k\rangle$
Jeśli:

$|\Psi(0)\rangle = |E_k\rangle$, stan o dobrze określonej energii

$$|\Psi(t)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} H \cdot t} |E_k\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} E_k \cdot t} |E_k\rangle$$

Czyli energia stanu o dobrze określonej energii zmienia tylko globalną fazę, czyli fizycznie stan się nie zmienia.

Ogólnie jeśli mamy dowolny stan początkowy $|\Psi(0)\rangle$, to możemy go rozłożyć w bazie $\{|E_k\rangle\}$. W takim razie widzimy, że zajdzie:

$$|\Psi(0)\rangle = \sum_k c_k {}^4 |E_k\rangle, \text{ z liniowości } |\Psi(t)\rangle = \sum_k c_k U(t) |E_k\rangle = \sum_k c_k e^{-\frac{i}{\hbar} E_k \cdot t} |E_k\rangle$$

Uogólnienie W modelach gdy H zależy jawnie od czasu (czyli de facto bierzemy układ izolowany) możemy te układy wciąż opisywać jakby były izolowane, ale musimy dopuścić $H = H(t)$. Wtedy jedyna zmiana jaka się pojawi, to:

$$\frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} = -\frac{i}{\hbar} H(t) |\Psi(0)\rangle \implies U(t) \approx e^{-\frac{i}{\hbar}(t-\Delta t)\Delta t} \dots e^{-\frac{i}{\hbar}(\Delta t)\Delta t} e^{-\frac{i}{\hbar}(0)\Delta t}$$

$$U(t) \approx \begin{cases} U(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t H(t) dt}, & \text{jeśli } H(t) \text{ komutują ze sobą w różnych chwilach czasu} \\ U(t) = \tau^5 \left[e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t H(t) dt}, \right] & \end{cases}$$

³Wartości własne (energie)

⁴ $c_k = \langle E_k | \Psi(0) \rangle$

Lecture 4

Równanie Schrodingera (na koszulkach)

4.1 Schizofreniczna Ewolucja

Schizofreniczna ewolucja stanów kwantowych	
$U\hat{\psi}(t) = U(t) \psi(0)\rangle$	W efekcie pomiaru $p(i) = \langle a_i \psi(0) \rangle ^2$
Ciągły	Skokowa
Deterministyczny	Probabilistyczna
Odwracalny	Nieodwracalna

Rysunek 4.1: Schizofreniczna Ewolucja

4.2 Kwantowy Efekt Zenona (z Elei)

Formułował wiele paradoksów - miał dobrą intuicję. Jeden z bardziej znanych - **paradoks strzały** - Skoro strzała w każdej chwili spoczywa, to ruch jest niemożliwy.
Rozważmy układ kwantowy, którego ewolucja jest opisana Hamiltonianem \mathcal{H} .

- Stan początkowy $|\Psi(0)\rangle$ nie będzie stanem własnym \mathcal{H} (żeby ewoluował nietrywialnie).
- Wtedy ewolucja po czasie t : $|\Psi(t)\rangle = e^{-\frac{i\mathcal{H}t}{\hbar}} |\Psi(0)\rangle$ i sprawdzamy, czy układ wciąż jest w stanie $|\Psi(0)\rangle$ ¹
- Prawdopodobieństwo, że stan pozostał niezmieniony:
 $p(t) = |\langle\Psi(0)|\Psi(t)\rangle|^2 = \langle\Psi(0)|\Psi(t)\rangle \langle\Psi(t)|\Psi(0)\rangle = \langle\Psi(0)|e^{-\frac{i\mathcal{H}t}{\hbar}}|\Psi(0)\rangle = \langle\Psi(0)|e^{\frac{i\mathcal{H}t}{\hbar}}|\Psi(0)\rangle$
 Wtedy po rozwinięciu dla małych t ²:

$$\begin{aligned} p(t) &= 1 + t \cdot \left[\langle\Psi(0)| - \frac{i\mathcal{H}}{\hbar} |\Psi(0)\rangle \langle\Psi(0)|\Psi(0)\rangle + \langle\Psi(0)|\Psi(0)\rangle \langle\Psi(0)| \frac{i\mathcal{H}}{\hbar} |\Psi(0)\rangle \right] + \\ &- t^2 \cdot \left[\langle\Psi(0)| \frac{\mathcal{H}^2}{\hbar^2} |\Psi(0)\rangle \langle\Psi(0)|\Psi(0)\rangle + \frac{1}{2} \langle\Psi(0)|\Psi(0)\rangle \langle\Psi(0)| \frac{\mathcal{H}^2}{\hbar^2} |\Psi(0)\rangle - \langle\Psi(0)| \frac{\mathcal{H}}{\hbar} |\Psi(0)\rangle \langle\Psi(0)| \frac{\mathcal{H}}{\hbar} |\Psi(0)\rangle \right] \\ &= 1 + \underbrace{\frac{t^2}{\hbar^2} (\langle\Psi(0)|\mathcal{H}^2|\Psi(0)\rangle - \langle\Psi(0)|\mathcal{H}|\Psi(0)\rangle^2)}_{\Delta^2\mathcal{H}^3} + \mathcal{O}(t^3) \end{aligned}$$

Czyli wyobrażamy sobie, że mierzymy stan coraz częściej, czyli n razy co czas $\frac{t}{n}$, pytamy jakie jest prawdopodobieństwo, że we wszystkich n pomiarach okaże się, że stan pozostaje $|\Psi(0)\rangle$

- Czyli finalnie to prawdopodobieństwo, to: $p_n = (|\langle\Psi(0)|\Psi(t)\rangle|^2)^n = \left[1 - \frac{\Delta^2\mathcal{H}}{\hbar^2}(\frac{t}{n})^2 + \mathcal{O}(t^3)\right]^n$
 $p_n \xrightarrow{n \rightarrow \infty} 1 - \frac{\Delta^2\mathcal{H}t^2}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{n} \mathcal{O}(\frac{1}{n^2}) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} 1$
- Rozumiemy to tak, że bardzo częsty pomiar 'zamraża' ewolucję stanu.

4.3 Równanie Schrodingera (na koszulkach)

Nierelatywistyczna, punktowa cząstka kwantowa mogącą się poruszać w przestrzeni. Dla uproszczenia myślimy na razie o 1D.

Jeśli przestrzeń byłaby fundamentalnie zdyskretyzowana, tj. $x_i^4 \in \{\dots, -2\Delta, -\Delta, 0, \Delta, 2\Delta, \dots\}$, $|x_i\rangle$ - stany położeniowe (roznialne) reprezentujące, że cząstka znajduje się w punkcie x_i .

Ogólny stan: $|\Psi\rangle = \sum_i \Psi_i |x_i\rangle$, $\sum_i |\Psi_i|^2 = 1$, $\langle x_i | x_j \rangle = \delta_{ij}$

Wygodnie jest rozważyć granicę ciągłą:

$$|\Psi\rangle = \int dx \Psi(x) |x\rangle$$

Gdzie $|\Psi(x)|^2$ - gęstość prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w punkcie x .

Skoro chcemy, żeby $\langle\Psi|\Psi\rangle = 1^{(i)} \implies \int dx |\Psi(x)|^2 = 1^{(ii)}$. Czyli:

$$\langle\Psi|\Psi\rangle = \int dx \Psi^*(x) \langle x | \int dx \Psi(x') |x'\rangle \implies \int dx dx' \Psi^*(x) \Psi(x) \langle x | x' \rangle \xrightarrow{(i),(ii)} \langle x | x' \rangle = \delta(x - x')$$

Funkcja falowa - funkcja gęstości prawdopodobieństwa $\Psi(x)$ o amplitudzie $|\Psi(x)|^2$. Jest ona reprezentacją położeniową stanu $|\Psi\rangle$

Zauważmy: $|Psi\rangle = \int dx \Psi |x\rangle$, $|\varphi\rangle = \int dx' \varphi(x') |x'\rangle$

$$\langle\Psi|\varphi\rangle = \int dx dx' \Psi^*(x) \varphi(x') \underbrace{\langle x | x' \rangle}_{\delta(x-x')} = \int dx \Psi^*(x) \varphi(x)$$

¹Czyli wykonujemy pomiar w bazie ortonormalnej, której jednym z wektorów jest $|\Psi(0)\rangle$

² $e^x \approx 1 + x + \frac{x^2}{2} + \mathcal{O}(x^3)$

³Stan ewoluje 'tym szybciej' im ma większą wariancję \mathcal{H}

⁴Dopuszczalne położenia

⁵Czyli o $|x\rangle$ można myśleć jako o pewnej bazie ortogonalnej, ale nie unormowanej, bo $\langle x | x \rangle = \infty$

Możemy teraz zdefiniować operator (**Obserwabla Położenia**):

$$\hat{x} = \int dx x |x\rangle\langle x|, \quad \hat{x}|x\rangle - \int dx' x' |x'\rangle\langle x'| |x\rangle = x|x\rangle$$

Teraz zauważmy, że warunkiem zupełności bazy będą: (**Fakt**) $\underbrace{\int dx |x\rangle\langle x|}_C = \mathbb{1}$

(**Dowód**) Weźmy dwa dowolne $|x'\rangle, |x''\rangle$

$$\langle x'|C|x''\rangle = \int dx \langle x'|x\rangle \underbrace{\langle x|x''\rangle}_{\delta(x-x'')} = \langle x'|x''\rangle = \langle x'|\mathbb{1}|x''\rangle \implies C = 1 \quad \square$$

Czyli:

$$|\Psi\rangle = \int dx' \Psi x' |x'\rangle \implies \Psi(x) = \langle x|\Psi\rangle$$

Pamiętamy, że $i\hbar \frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} = \mathcal{H}|\Psi(t)\rangle$. Teraz żeby napisać \mathcal{H} kwantowo potrzebujemy \hat{p}

$$\mathcal{H} = \frac{p^2}{2m} + V(x) \quad \text{kwantowo} \quad \rightarrow \hat{\mathcal{H}} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V(\hat{x})$$

Operator Pędzu:

Intuicja falowa (świetlna), fale płaskie (stany o dobrze określonej energii i pędzie)

$$\Psi(x, t) \sim e^{i(kx - \omega t)}$$

Hipoteza Plancka/ De Broigla'a $E = \hbar\omega$, $p = \frac{\hbar}{\lambda} = \hbar \cdot k$
żeby $\hat{p}\Psi(x, t) = p\Psi(x, t) = \hbar k \Psi(x, t)$ trzeba wziąć $\hat{p} = \frac{\hbar}{i}$

Further reading:

- [Notatki Demko do wykładu](#)
- [Zadania na ćwiczenia 3](#)
- [Rozwiązania z ćwiczeń 3](#)

Lecture 5

Równanie Schrödingera, propagator i całki po trajektoriach et al.

5.1 Powtórka z poprzedniego wykładu

5.1.1 Reprezentacja położeniowa a pędowa

W reprezentacji położeniowej:

$$\hat{x}|x\rangle = x|x\rangle, \quad \hat{x}|\Psi\rangle = \hat{x} \int dx \Psi(x) |x\rangle = \int dx \Psi(x) \hat{x} |x\rangle = \int dx \underbrace{\Psi(x)x}_{1} |x\rangle$$

Czyli widzimy, że zachodzi $|\Psi\rangle \xrightarrow{\hat{x}} \hat{x}|\Psi\rangle \equiv \Psi(x) \rightarrow x \cdot |\Psi\rangle$

Zachodzi również:

- $\{\cdot, \cdot\} \rightarrow -\frac{i}{\hbar}[\cdot, \cdot]$
- $[\hat{x}, \hat{p}] = i\hbar \cdot \mathbb{1}$
- $[\hat{x}, \hat{p}]|\Psi\rangle = i\hbar|\Psi\rangle$ w reprezentacji położeniowej.
- $(x \cdot \hat{p} - \hat{p} \cdot x)\Psi(x) = i\hbar\Psi(x)$
 $x \underbrace{\hat{p}[\Psi(x)]}_{2} - \hat{p}[x \cdot \Psi(x)] = i\hbar\Psi(x)$

5.2 Równanie Schrödingera

Równanie Schrödingera

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Psi(x) + V(x)\Psi(x, t) \quad (5.1)$$

¹Efektywne działanie \hat{x} w reprezentacji położeniowej

²Działanie \hat{p} w reprezentacji położeniowej

Wiemy, że ogólnie ewolucję liczymy:

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= \sum_k \langle E_k | \Psi(0) \rangle e^{-\frac{iE_k t}{\hbar}} |E_k\rangle \\ \langle x | \Psi(x) \rangle &= \sum_k e^{-\frac{iE_k t}{\hbar}} \langle E_k | \Psi(0) \rangle \langle x | E_k \rangle \\ \Psi(x) &= \sum_k \langle E_k | \Psi(0) \rangle e^{-\frac{iE_k t}{\hbar}} \underbrace{\phi_{E_k}(x)}_3 \end{aligned}$$

Czyli wystarczy zmienić $\phi_{E_k}(x)$ i E_k , żeby znaleźć ewolucję $\hat{\mathcal{H}}[\phi_{E_k}(x)] = E_k \phi_{E_k}(x)$ co daje nam:

Równanie Schrödingera bez czasu

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] \phi_{E_k}(x) = E_k \phi_{E_k}(x) \quad (5.2)$$

Znane skrótnie jako:

$$\hat{H} |\Psi\rangle = E |\Psi\rangle \quad (5.3)$$

Ta niezależna od czasu reprezentacja równania schrödingera de facto jest problemem szukania stanów własnych Hamiltonianu. Czyli rozwiązuając ewolucję Hamiltonianu w czasie najpierw rozwiązujeśmy problem znajdywania stanów, a dopiero potem szukamy jego ewolucji czasowej, tj zgodnie z równaniem (5.1).

5.2.1 Cząstka swobodna

Gdzie dla cząstki swobodnej wygląda to tak, że $V(x) = 0$:

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) &= E \Psi(x) \\ \frac{d^2}{dx^2} \Psi(x) &= -\frac{2mE}{\hbar^2} \Psi(x) \end{aligned}$$

Gdzie rozwiązania to kombinacje liniowe $e^{\pm i \frac{2mE}{\hbar} x}$ tj. Fale płaskie będące jednocześnie stanami własnymi \hat{p}

$$\Rightarrow \hat{p} e^{ipx/\hbar} = \frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} e^{ipx/\hbar} = p \cdot e^{ipx/\hbar}$$

Czyli będziemy rozkładać na stany własne w reprezentacji pędowej:

$$\Psi_p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{ipx/\hbar}, \quad p = \pm\sqrt{2mE}$$

Wtedy widzimy, że ewolucja prosta:

$$\Psi_p(x, t) = \Psi_p(x) e^{-\frac{iEt}{\hbar}} = \Psi_p(x) e^{-\frac{ip^2 t}{2m\hbar}}$$

Czyli ewolucja ogólnego stanu:

$$\Psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int dp \underbrace{\langle p | \Psi(0) \rangle}_4 \cdot e^{-\frac{ipx}{\hbar} - \frac{ip^2 t}{2m\hbar}}$$

³Funkcja falowa stanu własnego $\hat{\mathcal{H}}$ (stan stacjonarny)

5.3 Historia rozwoju Mechaniki Kwantowej

Były dwie szkoły Falenicka i Otwocka Heisenberga i Schrödingera:

- Schrödinger - Mechanika falowa opis poprzez funkcje falowe.
- Heisenberg - Mechanika Macierzowa, opis poprzez obserwable

5.4 Obraz Schrödingera i obraz Heisenberga

Obraz Schrödingera:

$|\Psi\rangle = U(t)|\Psi(0)\rangle$, $U(t) = e^{-\frac{i\mathcal{H}t}{\hbar}}$. Jeśli liczymy wartość oczekiwana obserwabli w czasie t : $\langle A \rangle_t = \langle \Psi(t) | \hat{A} | \Psi(t) \rangle = \langle \Psi(0) | U^\dagger(t) \hat{A} U(t) | \Psi(0) \rangle$

Możemy jednak spojrzeć na to jak na sytuację, gdzie stan układu nam się nie zmienia, a zmieniają się obserwable. Daje nam to:

Obraz Heisenberga:

$|\Psi^{(H)}(t)\rangle = |\Psi(0)\rangle$, $\hat{A}^{(H)} := U^\dagger(t) \hat{A} U(t)$, $\langle A \rangle_t = \langle \Psi(0) | A^{(H)}(t) | \Psi(0) \rangle$

Ewolucja obserwabli jest opisana przez równanie Heisenberga:

$$\frac{d}{dt} \hat{A}^{(H)}(t) = \left(\frac{d}{dt} U^\dagger(t) \right) \hat{A} U(t) + U^\dagger(t) (\hat{A}) \frac{d}{dt} U(t) = \frac{i}{\hbar} \left[U^\dagger(t) \hat{\mathcal{H}} \hat{A} U(t) - U^\dagger(t) \hat{A} \hat{\mathcal{H}} U(t) \right] = \frac{i}{\hbar} \left[\hat{\mathcal{H}} \hat{A}^{(H)} - \hat{A}^{(H)} \hat{\mathcal{H}} \right]$$

Czyli finalnie dostajemy:

Równanie Heisenberga

$$\frac{d\hat{A}^{(H)}(t)}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{\mathcal{H}}, \hat{A}^{(H)}(t)] \quad (5.4)$$

Further reading:

- Notatki Demko do wykładu
- Zadania na ćwiczenia 4
- Tu będą Rozwiązania z ćwiczeń 4

5.5 Propagator i całki po trajektoriach

Ewolucja w reprezentacji położeniowej:

$$\overbrace{\langle x | \Psi(t) \rangle}^{\Psi(x,t)} = \sum_k e^{-\frac{iE_k(t-t_0)}{\hbar}} \langle E_k | \underbrace{\mathbb{1}}_{\int dx_0 |x_0\rangle \langle x_0|} | \Psi(t_0) \rangle \langle x | E_k \rangle = \int dx_0 \sum_k e^{-\frac{iE_k(t-t_0)}{\hbar}} \underbrace{\langle E_k | x_o \rangle}_{\phi_k^*(x_0)} \overbrace{\langle x_0 | \Psi(t_0) \rangle}^{\Psi(x_0,t_0)} \underbrace{\langle x | E_k \rangle}_{\phi_k(x)}$$

⁴Rozkład na stany własne pędu= $\tilde{\Psi}(p, 0)$ - reprezentacja pędowa

$$\Psi(x, t) = \int dx_0 \left(\sum_k \phi_k(x) \phi_k^*(x_0) e^{-\frac{iE_k(t-t_0)}{\hbar}} \right) \Psi(x_0, t_0)$$

Propagator

Możemy powiedzieć, że $K(x, t, x_0, t_0)$ to **Propagator**

$$K(x, t, x_0, t_0) = \sum_k \phi_k(x) \phi_k^*(x_0) e^{-\frac{iE_k(t-t_0)}{\hbar}} \quad (5.5)$$

Jak można łatwo zauważać, propagator kwacze jak kaczka, chodzi jak kaczka, wygląda jak kaczka, więc jest to szukana **Funkcja Greenna**⁵.

Ważna własność propagatora:

$$K(x, t_0, x_0, t_0) = \sum_k \phi_k(x) \phi_k^*(x_0)^6 = \delta(x - x_0)$$

Przykład: Propagator cząstki swobodnej

$$K(x, t, x_0, t_0) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int dp e^{\frac{ipx}{\hbar} - \frac{i(t-t_0)}{2m\hbar} p^2}$$

Co mając w głowie **bardzo przyjemną własność matematyczną**:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-ax^2+bx} = \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{\frac{b^2}{4a}} \quad \text{co działa nawet dla liczb zespolonych, gdy } \operatorname{Re}(a) \geq 0$$

Dostajemy:

$$K(x, t, x_0, t_0) \stackrel{\operatorname{Re}(a)=0}{=} \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar|y-y_0|}} e^{\frac{i}{\hbar} \frac{m(x-x_0)^2}{2|t-t_0|}}$$

⁵Oh no... PTSD activated

⁶Pamiętamy, że $\sum_k \phi_k(x) \phi_k^*(x) = \sum_k \langle x | E_k \rangle \langle E_k | x \rangle = \langle x | \delta(x - x_0) | x_0 \rangle$

⁷W sensie dystrybucyjnym

Lecture 6

Propagator et al.

6.1 Ad Propagator

Kolejna ciekawa obserwacja:

$$U^1(t - t_0) = U(t - t_1)U(t_1 - t_0)$$

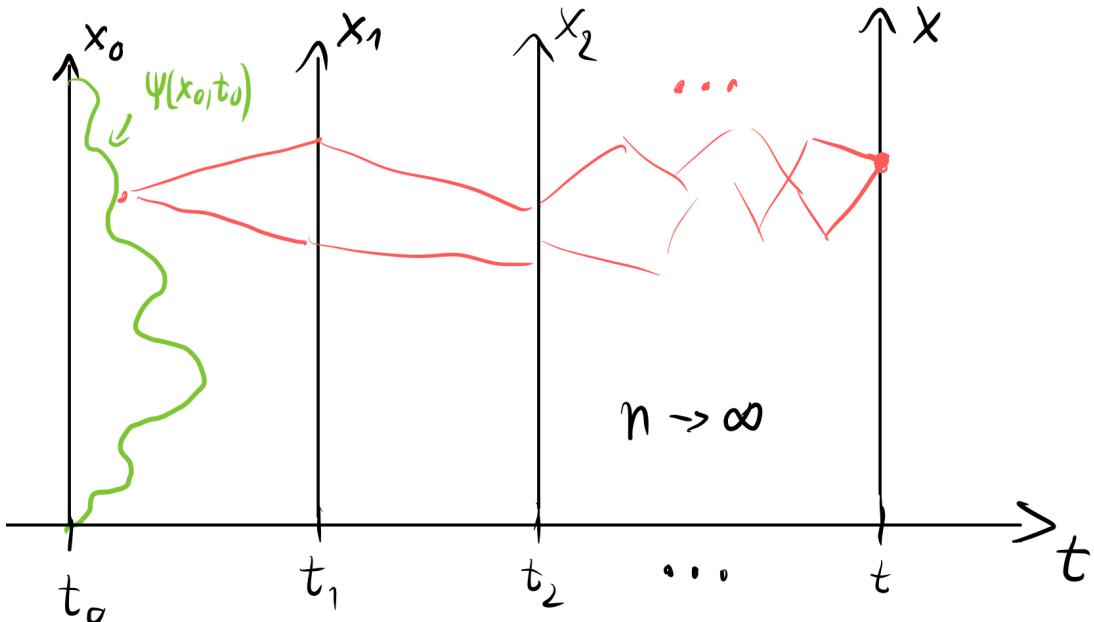
Teraz zapisując to na propagatorach dostajemy:

$$\Psi(x, t) = \int dx_0 dx_1 K(x, t, x_0, t_0)K(x_1, t_1, x_0, t_0)\Psi(x, t)$$

To teraz możemy zageścić atmosferę (t_k):

$$\Psi(x, t) = \int dx_0 dx_1 dx_2 \dots K(x, t, x_n, t_n)K(x_n, t_n, x_{n-1}, t_{n-1}) \dots K(x_1, t_1, x_0, t_0)$$

Teraz przechodzimy do granicy z $n \rightarrow \infty$ mamy de facto "śumowanie" po wszystkich drogach jakimi porusza się cząstka, trochę jak Zasada Huygenса dla optyki. Twochę jak przechodzenie z reprezentacji położeniowej na pędową.



Rysunek 6.1: Sumowanie po drogach dla cząstki kwantowej, liczona na propagatorach. Wyraża to też Feynmannowska Całka po trajektoriach

¹ $U(t)$ jak w Sekcji 5.4

6.2 Całka po trajektoriach

Wprowadzone do Mechaniki Kwantowej przez Feynmana, jest to inny sposób na wyprowadzenie propagatora.

Zauważamy:

$$K(x, t, x_0, t_0) = \sum_{x(\tau)^2, x(t_0)=x_0, x(t)=t} f[x(\tau)]$$

Intuicja: wiemy, że klasyczna trajektoria $\bar{x}(\tau)$ ekstremalizuje działanie:

$$S[x(\tau)] = \int_{t_0}^t d\tau L(\dot{x}(\tau), x(\tau)), \quad L(\dot{x}, x) = \frac{m\dot{x}^2}{2} - V(x)$$

Gdzie L - Lagrangian. Weźmy więc

$$f[x(\tau)] = e^{\frac{iS[x(\tau)]}{\hbar}}$$

Dzięki temu w pobliżu trajektorii klasycznej będzie konstruktywna interferencja tych amplitud które sumujemy. Chcemy uzyskać taki efekt, żeby to się zgadzało z obserwowanym światem - zachowującym się klasycznie na skali makro.

Wniosek: Wynika z tego fakt, że możemy wyprowadzić Mechanikę Kwantową wyprowadzić z Mechaniki Klasycznej!

Chcemy pokazać, że tak skonstruowany propagator daje nam $\Psi(x, t)$ spełniającą równanie Schrödingera. Rozważamy teraz infinitesimalny czas $4 = t_0 + \epsilon$, $K(x, t_0 + \epsilon, x_0, t_0) \xrightarrow{\epsilon \rightarrow 0} \text{const.}$,

$$e^{1/\hbar \epsilon L(\frac{x-x_0}{\epsilon}, \frac{x+x_0}{2})}$$

Wtedy przeewoluowana funkcja falowa:

$$\Psi(x, t_0 + \epsilon) = \text{const.} \int dx_0 \Psi(x_0, t) e^{\frac{1}{\hbar} \left(\frac{(m(x-x_0))^2}{2\epsilon} - \epsilon V\left(\frac{x+x_0}{2}\right) \right)}$$

Niech $\eta = x - x_0$, które jest małe i będziemy chcieli je rozwijać w ϵ i η , przy czym wkład do wyrażenia dadzą tylko $\eta \sim \sqrt{\epsilon}$. Wtedy:

$$\Psi(x, t_0) + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, t) \Big|_{t=t_0} \approx -\text{const} \int d\eta e^{\frac{im\eta^2}{2\hbar\epsilon}} \left[\Psi(x, t_0) - \eta \frac{\partial}{\partial x} \Psi(x, t_0) \frac{\eta^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Psi \right] \left[1 - \frac{i\epsilon}{\hbar} V(x - \frac{\eta}{2}) \right]$$

Pamiętając o takiej przyjemnej własności:

$$\int dx x^n e^{-ax^2} = \begin{cases} 0 & \text{dla nieparzystych} \\ \frac{\sqrt{\pi}}{2^{n/2}} \cdot \frac{(n-1)!!}{a^{(n+1)/2}} & \text{dla parzystych} \end{cases}$$

$$\Psi(x, t_0) + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, t) \Big|_{t=t_0} \approx -\text{const} \left[\Psi(x, t_0) \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\frac{-im}{2\hbar\epsilon}}} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Psi(x, t_0) \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{-2\hbar\epsilon}{im} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \left[1 - \frac{i\epsilon}{\hbar} V(x) \right]$$

W najniższym rzędzie w ϵ :

$$\Psi(x, t_0) = -\text{const} \Psi(x, t_0) \sqrt{\frac{2\pi\hbar\epsilon}{-im}}$$

Co pozwala nam wyznaczyć stałą const. Będzie ona miała interpretację miary przy całkach po trajektoriach.

⇒

Zmierzamy do równania Schrödingera. **Dopisz potem z ostatnich paru minut wykładu**

²Trajektoria

Lecture 7

Zasady nieoznaczoności

7.1 Off to propagator once more

Jak pamiętamy propagator zdefiniowaliśmy jak w równaniu (5.5), tj.

$$K(x, t, x_0, t_0) = \text{const} \sum_{x(\tau)} e^{iS[x(\tau)]} = \int D[x(\tau)] e^{iS[x(\tau)]}, \quad \text{gdzie} \quad S[x(\tau)] = \int_{t_0}^t d\tau L(\dot{x}(\tau), x(\tau))$$

Weźmy sobie przykład, [kwantowy oscylator harmoniczny](#):

$$V(x) = \frac{1}{2}m\omega^2 x^2, \quad L = \frac{m\dot{v}^2}{2} - \frac{1}{2}m\omega^2 x^2$$

Z tym, że zdefiniujmy sobie:

$$\begin{aligned} x(\tau) &= \bar{x}(\tau) + y(\tau), & \bar{x}(t_0) &= x_0 & y(t_0) &= 0 \\ && \bar{x}(t) &= x & y(t) &= t \end{aligned}$$

Wtedy nasz Lagrangian przyjmuje postać:

$$L = \frac{m(\bar{x} + y)^2}{2} - \frac{1}{2}m\omega^2(\bar{x} + y)^2 = \frac{m\dot{\bar{x}}^2}{2} - \frac{1}{2}m\omega^2\bar{x}^2 + \frac{m\dot{y}^2}{2} - \frac{1}{2}m\omega^2y^2 + m\dot{\bar{x}}\dot{y} - m\omega^2\bar{x}y$$

Dlatego działanie by wyglądało:

$$S[x(\tau)] = S[x(\tau)] + S[y(\tau)] + \underbrace{\int_{t_0}^t d\tau m\dot{\bar{x}}\dot{y} - m\omega^2\bar{x}y}_{\int_{t_0}^t dt \left[\underbrace{-\frac{d}{dt} (m\ddot{\bar{x}} - m\omega^2\bar{x})}_{} \right] y}^2$$

Odwołujemy się tu do wyprowadzenia równań Eulera-Lagrange'a:

$$\frac{d}{dt} \frac{dL}{dx} - \frac{\partial L}{\partial x} = 0, \quad \int_{t_0}^t d\tau \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} \delta \dot{x} + \frac{\partial L}{\partial x} \delta x = {}^3 \int d\tau \left[\underbrace{\left(-\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} \right)}_{=0} + \frac{\partial L}{\partial x} \right] \delta x$$

Czyli efektywnie sobie rozdzielimy trajektorię klasyczną (do której w granicy skali makro będzie zbiegać nasza trajektoria) od trajektorii kwantowej, do której stosujemy całkę po trajektoriach

$$K(x, t, x_0, t_0) = \exp \left(i \int_{t_0}^t d\tau L(\dot{\bar{x}}, \bar{x}) \right) \cdot \int D[y(\tau)] \exp \left(i \int_{t_0}^t d\tau L(\dot{y}, y) \right)$$

¹Gdzie $x(t_0) = x_0$ i $x(t) = x$

²Klasyczne równanie ruchu

³Przez części

Czyli:

$$K(x, t, x_0, t_0) = f(t, t_0) \exp\left(i \int_{t_0}^t d\tau L(\dot{\bar{x}}, \bar{x})\right)^4$$

Gdzie klasyczna trajektoria oscylatora harmonicznego wygląda:

$$\bar{x}(\tau) = \bar{x}(t_0) \cos(\omega\tau - t_0) + \frac{\dot{\bar{x}}(t_0)}{\omega} \sin(\omega\tau - t_0), \quad \dot{\bar{x}}(\tau) = -\omega\bar{x}(t_0) \sin(\omega\tau - t_0) + \dot{\bar{x}}(t_0) \cos(\omega\tau - t_0)$$

A działanie:

$$S[\bar{x}(\tau)] = \int_{t_0}^t d\tau \left(\frac{m\dot{\bar{x}}^2(\tau)}{2} - \frac{1}{2}m\omega^2\bar{x}^2(\tau) \right) = \dots = h(\bar{x}(t_0), \dot{\bar{x}}(t_0), t, t_0)$$

Co po wyrażeniu $\dot{\bar{x}}(t_0)$ poprzez $\bar{x}(t_0) = x_0$ i $\bar{x}(t) = x$:

$$\Rightarrow \dot{\bar{x}}(t_0) = \frac{\bar{x}(t) - \bar{x}(t_0) \cos \omega(t - t_0)}{\sin \omega(t - t_0)} \cdot \omega = \omega \cdot \frac{x - x_0 \cos \omega(t - t_0)}{\sin \omega(t - t_0)}$$

Co po wstawieniu do h daje:

$$S[\bar{x}(\tau)] = \frac{m\omega}{2 \sin [\omega(t - t_0)]} [(x^2 + x_0^2) \cos \omega(t - t_0) - 2xx_0]$$

I wstawieniu wyżej:

$$K(x, t, x_0, t_0) = f(t, t_0) \exp\left(\frac{m\omega}{2 \sin [\omega(t - t_0)]} [(x^2 + x_0^2) \cos \omega(t - t_0) - 2xx_0]\right)$$

Zaś aby wyznaczyć $f(t, t_0)$ wystarczy przepropagować dowolny stan (np. gaussowski) i należy nałożyć wątek zachowania normalizacji. Tym sposobem uciekamy od problemu całki po trajektoriach i dostajemy wynik:

$$f(t, t_0) = \sqrt{\frac{m\omega}{2\pi i\hbar \sin \omega(t - t_0)}}$$

Co po wzięciu $\omega \rightarrow 0$ powinno nam odtworzyć propagator dla cząstki swobodnej:

$$K_{\omega=0}(x, t, x_0, t_0) = \sqrt{\frac{m}{2\pi i\hbar(t - t_0)}}$$

7.2 Zasada niezoaczoności Heisenberga-Robertsona

Przypomnijmy sobie paczkę Gaussowską:

$$\Psi(x) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4\sigma^2} + \frac{ip_0x}{\hbar}}$$

A na ćwiczeniach wyszło nam dla paczki Gaussowskiej:

$$\begin{aligned} \Delta^2 x &= \sigma^2 \\ \Delta^2 p &= \frac{\hbar^2}{4\sigma^2} \end{aligned}$$

Czyli im lepiej określone położenie, tym gorzej określony pęd. Daje to znaną postać [Zasady nieozaczoności Heisenberga](#):

$$\Delta^2 x \Delta^2 p \geq \frac{\hbar^2}{4} \tag{7.1}$$

Co jest szczególnym przypadkiem zasady sformułowanej dla dowolnych dwóch niekomutujących obserwabli \hat{A}, \hat{B} i stanu $|\Psi\rangle$.

⁴Działanie na klasycznej trajektorii, zależność tylko od x, x_0

7.2.1 Twierdzenie

$$\underbrace{\Delta^2 A}_{\langle \Psi | \hat{A}^2 | \Psi \rangle - \langle \Psi | \hat{A} | \Psi \rangle^2} \cdot \Delta^2 B \geq \frac{1}{4} \left| \underbrace{\langle [A, B] \rangle}_{\langle \Psi | [A, B] | \Psi \rangle} \right|$$

W szczególności"

$$\hat{A} = \hat{x}, \quad \hat{B} = \hat{p}, \quad [\hat{x}, \hat{p}] = i\hbar \implies \Delta^2 x \Delta^2 p \geq \frac{\hbar^2}{4}$$

Czyli stan Gaussowski wysyca zasadę nieoznaczoności

7.2.2 Dowód

Niech:

$$\begin{aligned} \hat{A}' &= \hat{A} - \langle \hat{A} \rangle \cdot \mathbb{1} & \langle \hat{A}' \rangle = 0 & \Delta^2 A' = \Delta^2 A \\ \hat{B}' &= \hat{B} - \langle \hat{B} \rangle \cdot \mathbb{1} & \langle \hat{B}' \rangle = 0 & \Delta^2 B' = \Delta^2 B \end{aligned}$$

Teraz zdefiniujmy sobie operator $\hat{F} = \hat{A}' + i\lambda \hat{B}', \lambda \in \mathbb{R}$.

Rozważmy $F^\dagger F$ - ten operator (jest on **Dowolny**) jest hermitowski i dodatni, bo $\forall_{|\Psi\rangle} \langle \Psi | F^\dagger F | \Psi \rangle \geq 0$
W związku z tym możemy sobie zapisać:

$$\begin{aligned} \langle \Psi | (\hat{A}' - i\lambda \hat{B}')(\hat{A}' + i\lambda \hat{B}') | \Psi \rangle &\geq 0 \\ \forall_{|\Psi\rangle} \langle \hat{A}'^2 + \lambda^2 \hat{B}'^2 + i\lambda(\hat{A}' \hat{B}' - \hat{B}' \hat{A}') \rangle &\geq 0 \end{aligned}$$

Co daje nam:

$$\begin{aligned} \Delta^2 A' + \lambda^2 \Delta^2 B' + i\lambda \langle [A', B'] \rangle &\geq 0 \\ \Delta^2 A + \lambda^2 \Delta^2 B + i\lambda \langle [A, B] \rangle &\geq 0 \end{aligned}$$

Co jest prawdziwe dla dowolnej λ , czyli $\Delta = b^2 - 4ac \leq 0$, co daje:

$$\underbrace{i \underbrace{\langle [A, B] \rangle}_{\substack{\text{czysto rzeczywiste} \\ \text{dodatnie}}}^2}_{\substack{\text{czysto urojone}}} - 4\Delta^2 A \Delta^2 B \leq 0$$

Czyli pamiętając, że $\langle [A, B] \rangle^* = -\langle [A, B] \rangle$ finalnie dostajemy dowód na nierówność:

$$\Delta^2 A \Delta^2 B \geq \frac{1}{4} |\langle [A, B] \rangle| \tag{7.2}$$

Z tym, że mamy nie myśleć o tym jak Heisenberg, że pomiar jednego zaburza drugie, a że nie ma stanów kwantowych w których wariancje obu obserwabli są jednocześnie małe.

Lecture 8

Zasady nieoznaczoności C.D.

Na ostatnim wykładzie wyprowadziliśmy sobie ogólną zasadę nieoznaczoności Heisenberga - Robertsona. Ma postać jak w równaniu (7.2):

$$\Delta^2 A \Delta^2 B \geq \frac{1}{4} |\langle [A, B] \rangle|$$

8.1 Jednoczesny pomiar komutujących obserwabli

Fakt: Jeśli $[A, B] = 0$, to możliwy jest jednoczesny pomiar \hat{A} i \hat{B} .

Dowód: Chcemy pokazać, że istnieje baza ortonormalna $\{|a_i, b_j\rangle\}$ taka, że $\hat{A}|a_i, b_j\rangle = a_i |a_i, b_j\rangle$, $\hat{B}|a_i, b_j\rangle = b_j |a_i, b_j\rangle$ (Wspólna baza wektorów własnych \hat{A} i \hat{B}).

Niech $|a_1\rangle |a_2\rangle$ będą wektorami własnymi \hat{A} , wtedy: $\hat{A}|a_1\rangle = a_1 |a_1\rangle$, $\hat{A}|a_2\rangle = a_2 |a_2\rangle$. Ale wtedy wiemy też, że $[\hat{A}, \hat{B}] = 0$, czyli:

$$\begin{aligned}\langle a_1 | [\hat{A}, \hat{B}] | a_2 \rangle &= 0 \\ \langle a_1 | \hat{A} \hat{B} - \hat{B} \hat{A} | a_2 \rangle &= 0 \\ \underbrace{\langle a_1 | \hat{A} \hat{B} | a_2 \rangle}_{\langle a_1 | a_1 \rangle} - \underbrace{\langle a_1 | \hat{B} \hat{A} | a_2 \rangle}_{\langle a_2 | a_2 \rangle} &= 0\end{aligned}$$

Czyli:

$$(a_1 - a_2) \langle a_1 | \hat{B} | a_2 \rangle = 0$$

I dzieje się tak dla dowolnych $|a_i\rangle$. Jeśli wszystkie a_i są od siebie różne (Czyli \hat{A} nie jest zdegenerowane) to mamy:

$$(a_i - a_j) \langle a_i | \hat{B} | a_j \rangle = 0 \implies \langle a_i | \hat{B} | a_j \rangle = \delta_{ij} \langle a_i | \hat{B} | a_i \rangle$$

Czyli dostajemy, że \hat{B} jest diagonalny w bazie własnej \hat{A} .

Jeśli mamy degenerację, czyli $\forall i \in S_a, a_i = a \implies B$ ma postać **blokowo diagonalną**, z każdym blokiem nad podprzestrzenią $\mathcal{H}_a = \langle |a_i\rangle, |a_j\rangle \rangle$, a operator \hat{A} nad przestrzenią \mathcal{H}_a działa jak $a \cdot \mathbb{1}_{\mathcal{H}_a}$.

Czyli wynika z tego, że Możemy ramach bloku zdiagnozować \hat{B} nie zmieniając postaci \hat{A} (Bo $U_a \mathbb{1}_{\mathcal{H}_a} U_a^\dagger = \mathbb{1}_{\mathcal{H}_a}$).

Czyli istnieje baza własna $|a_i, b_j\rangle$ taka, że $\hat{A}|a_i, b_j\rangle = a_i |a_i, b_j\rangle$, $\hat{B}|a_i, b_j\rangle = b_j |a_i, b_j\rangle$

Wniosek: Jeśli mamy więcej komutujących obserwabli $\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}, \dots$, to możemy skonstruować bazę $\hat{A}|a_i, b_j, c_k, \dots\rangle = a_i |a_i, b_j, c_k, \dots\rangle$

$|a_i, b_j, c_k, \dots\rangle$ taką, że $\hat{B}|a_i, b_j, c_k, \dots\rangle = b_j |a_i, b_j, c_k, \dots\rangle$, $\hat{C}|a_i, b_j, c_k, \dots\rangle = c_k |a_i, b_j, c_k, \dots\rangle$ **Definicja:** Jak wartości własne jednoczyn-

nie identyfikują jako wektor $|a_i, b_j, c_k, \dots\rangle$ **Zdj od Krzyśka**

8.2 Jednoczesny pomiar niekomutujących obserwabli (?)

Niech $[A, B] \neq 0$, to nie istnieje baza własna. Dowód a.a.

Gdyby istniała baza ortogonalna $\hat{A}|a_i, b_j\rangle = a_i|a_i, b_j\rangle$ $\hat{B}|a_i, b_j\rangle = b_j|a_i, b_j\rangle \implies \langle a_i, b_j|[\hat{A}, \hat{B}]|a'_i, b'_j\rangle = (a_i b_j - a_{i'} b_{j'})\delta_{jj'}\delta_{ii'} = 0 \implies [\hat{A}, \hat{B}] = 0$ sprzeczność.

Niemniej, mimo to można pytać się o jednoczesny (ale rozmyty) pomiar niekomutujących obserwabli, np. \hat{x}, \hat{p} . Intuicja:

$$\Psi_{x_0, p_0} = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{\frac{1}{4}}} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{4\sigma^2} + \frac{ip_0 x}{\hbar}\right)$$

$$\langle \hat{x} \rangle = x_0, \quad \Delta^2 x = \sigma^2$$

$$\langle \hat{p} \rangle = p_0, \quad \Delta^2 p = \frac{\hbar^2}{4\sigma^2}$$

Ten stan ma jednoznacznie określone położenie i pęd najlepiej jak się da, bo:

$$\Delta^2 x \Delta^2 p = \frac{\hbar^2}{4}$$

(Czyli wysyca zasadę nieoznaczoności Heisenberga-Robertsona), gdzie $|x_0, p_0\rangle$ - stan odpowiadający Ψ_{x_0, p_0} . Czyli moglibyśmy stworzyć siatkę stanów o w miarę dobrze określonych \hat{x} i \hat{p} , który byłyby prawie ortogonalne i moglibyśmy to traktować jako bazę pomiarową.

Jeśli tak myślimy, to dostajemy wynik mówiący o położeniu cząstki z precyzją $\delta^2 x = \sigma^2$, $\delta^2 p = \frac{\hbar^2}{4\sigma^2}$. Jeśli mamy jakiś stan $|\phi\rangle$, którego w ten sposób mierzmy położenia z rozrzutem

$$\Delta^2 x' = \underbrace{\Delta^2 x}_1 + \underbrace{\delta^2 x}_2, \quad \Delta^2 p' = \Delta^2 p + \delta^2 p$$

Możemy teraz napisać zasadę nieoznaczoności dla łącznego pomiaru \hat{x}, \hat{p} (tak jak chciał Heisenberg).

$$\Delta^2 x' \Delta^2 p' = \underbrace{\Delta^2 x \Delta^2 p}_{\geq \frac{\hbar^2}{4}} + \underbrace{\delta^2 x \delta^2 p}_{\geq \frac{\hbar^2}{4}} + \Delta^2 x \delta^2 p + \delta^2 x \Delta^2 p \geq \frac{\hbar^2}{4} + \frac{\hbar^2}{4} \underbrace{\left(\frac{\Delta^2 x}{\delta^2 x} + \frac{\delta^2 x}{\Delta^2 x}\right)}_{x + \frac{1}{x} \geq 2}$$

Co daje nam finalnie:

$$\Delta^2 x' \Delta^2 p' \geq \hbar^2 \tag{8.1}$$

8.3 Zasada nieoznaczoności czas-energia Dodaj indeks

$\hat{\mathcal{H}}$ - operator energii, ale nie mamy operatora czasu \hat{t} , czyli nie możemy używać zasady nieoznaczoności Heisenberga-Robertsona, ale spodziewamy się, że coś podobnego powinno być, bo szybkość ewolucji stanów jest związana z rozrzutem Energii ($\Delta^2 \mathcal{H}$)

¹Wariancja dla idealnego pomiaru położenia

²Wariancja rozmycia 'linijki' którą mierzymy

Lecture 9

Potencjał Kwadratowy

9.1 Off to zasady nieoznaczoności once more

Na ostatnim wykładzie sobie powiedzieliśmy, że jest zasada nieoznaczoności czas-energia. Mówimy sobie tutaj, że propagacja błędu jest **liniowa**, co pozwala nam na wyliczenie niepewności estymacji czasu na podstawie pomiaru \hat{A} . Wtedy niepewność pomiaru czasu naszego estymatora to:

$$\Delta^2 t = \frac{\Delta^2 \hat{A}}{\left| \frac{d\langle A \rangle_t}{dt} \right|^2}$$

Chcąc wyznaczyć niepewność czasu z zasady heisenberga-robertsona musimy użyć tricku, bo explikite nie da się stamtąd czasu wyznaczyć. Ale już dla dowolnej obserwabli której wartość oczekiwana zależy od czasu już to zadziała, więc to dokładnie robimy. Pamiętajaco tym, że $|\Psi(t)\rangle = e^{-i\hat{\mathcal{H}}t/\hbar} |\Psi(0)\rangle$ możemy sobie zapisać:

$$\frac{d\langle \hat{A} \rangle_t}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \langle [\hat{A}, \hat{\mathcal{H}}] \rangle \quad (9.1)$$

Możemy teraz to wstawić do standardowej zasady nieoznaczoności (7.2), gdzie obserwabla $\hat{B} = \hat{H}$:

$$\Delta^2 t \geq \frac{1}{\left| \frac{d\langle A \rangle_t}{dt} \right|^2} \cdot \frac{\frac{1}{4} \langle [\hat{A}, \hat{H}] \rangle^2}{\Delta^2 H} \stackrel{(9.1)}{=} \frac{\hbar^2}{4\Delta^2 \hat{H}} \implies$$

Zasada nieoznaczoności czas-energia

$$\Delta^2 t \Delta^2 \hat{H} \geq \frac{\hbar^2}{4} \quad (9.2)$$

9.2 Kwantowy Oscylator Harmoniczny

Dla kwantowego oscylatora harmonicznego mamy Hamiltonian:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2} m \omega^2 \hat{x}^2$$

Co położeniowo by miało reprezentację:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m\omega^2 \hat{x}^2$$

Co aby rozwiązać musielibyśmy rozwiązać problem własny, tj. (5.3) co dało by nam energie własne E i odpowiadające im stany własne $\Psi_E(x)$. Rozwiązuając ten problem podejdzimy do tego algebraicznie. Zdefiniujemy sobie dwa operatory:

Operatory kreacji i anihilacji

Operator kreacji

$$\hat{a} = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \left(\hat{x} + \frac{i\hat{p}}{m\omega} \right) \quad (9.3)$$

Operator anihilacji

$$\hat{a}^\dagger = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \left(\hat{x} - \frac{i\hat{p}}{m\omega} \right) \quad (9.4)$$

Mają one przyjemną własność taką, że $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1^1$

Cytat z Demko: operator a jak knihilacji, a a^\dagger krzyż jak kreacji

Zauważamy teraz, że:

$$a\hat{a}^\dagger = \frac{m\omega}{2\hbar} \left(\hat{x} - \frac{i\hat{p}}{m\omega} \right) \left(\hat{x} + \frac{i\hat{p}}{m\omega} \right) = \frac{m\omega}{2\hbar} \hat{x}^2 + \frac{\hat{p}^2}{2\hbar m\omega} - \frac{1}{2}$$

Czyli widzimy, że:

$$\hat{H} = \hbar\omega \left(\hat{a}\hat{a}^\dagger + \frac{1}{2} \right)$$

Co oznacza, że szukamy stanów własnych \hat{H} , co jest równoważne szukaniu stanów własnych $\hat{a}\hat{a}^\dagger agger$. W związku z tym możemy sobie oznaczyć $\hat{n} = \hat{a}\hat{a}^\dagger agger$.

9.2.1 Szukanie stanów własnych i wartości własnych \hat{n}

Niech $|n\rangle$ będzie stanem własnym \hat{n} o wartości własnej n :

$$\hat{n} |n\rangle = n |n\rangle$$

Teraz rozważmy sobie stan nieunormowany $|\xi\rangle = \hat{a} |n\rangle$ i rozważmy działanie \hat{n} na $|\xi\rangle$. Dostaniemy, że:

$$\hat{n} |\xi\rangle = (n - 1) |\xi\rangle$$

Czyli $\hat{a} |n\rangle$ jest też stanem własnym \hat{n} o wartości własnej $(n - 1)$.

W ten sposób stwierdzamy, że $a^k |n\rangle$ będzie wektorem własnym nieunormowanym o wartości własnej $n - k^2$ ($k \in \mathbb{N}$).

¹Patrz Wyprowadzenie A.2

²Patrz wyprowadzenie A.3

Spróbujmy je teraz unormować. Zauważmy, że $\langle \xi | \xi \rangle = \langle n | \hat{a}^\dagger \hat{a} | n \rangle = n \langle n | n \rangle = n$.

Oznacza to, że unormowany stan własny $|n-1\rangle = \frac{1}{\sqrt{n}} \hat{a} |n\rangle$ itd. czyli $|n-k\rangle = \frac{1}{\sqrt{n \cdot (n-1) \dots (n-k+1)}} a^k |n\rangle$

Ta konstrukcja urwała by się tylko jak $n \in \mathbb{N}$, bo dla $\hat{a} |a\rangle = 0$. W przeciwnym razie byśmy wygenerowali stany własne $|n\rangle$ o dowolnie ujemnym n .

Ale zauważmy, że operator $\hat{n} = \hat{a}\hat{a}^\dagger$ jest operatorem dodatnim, czyli nie może mieć wartości własnych ujemnych. Czyli jedyna możliwość to, że $n \in \mathbb{N}$. To oznacza, że mamy stan $|0\rangle$ taki, że $\hat{a} |0\rangle = 0$ i zauważamy, że $|n-1\rangle = \frac{1}{\sqrt{n}} \hat{a} |n\rangle \implies \hat{a}^\dagger |n-1\rangle = \frac{1}{\sqrt{n}} \hat{a}^\dagger \hat{a} |n\rangle$ co oznacza, że

$$\hat{a}^\dagger |n-1\rangle = \sqrt{n} |n\rangle$$

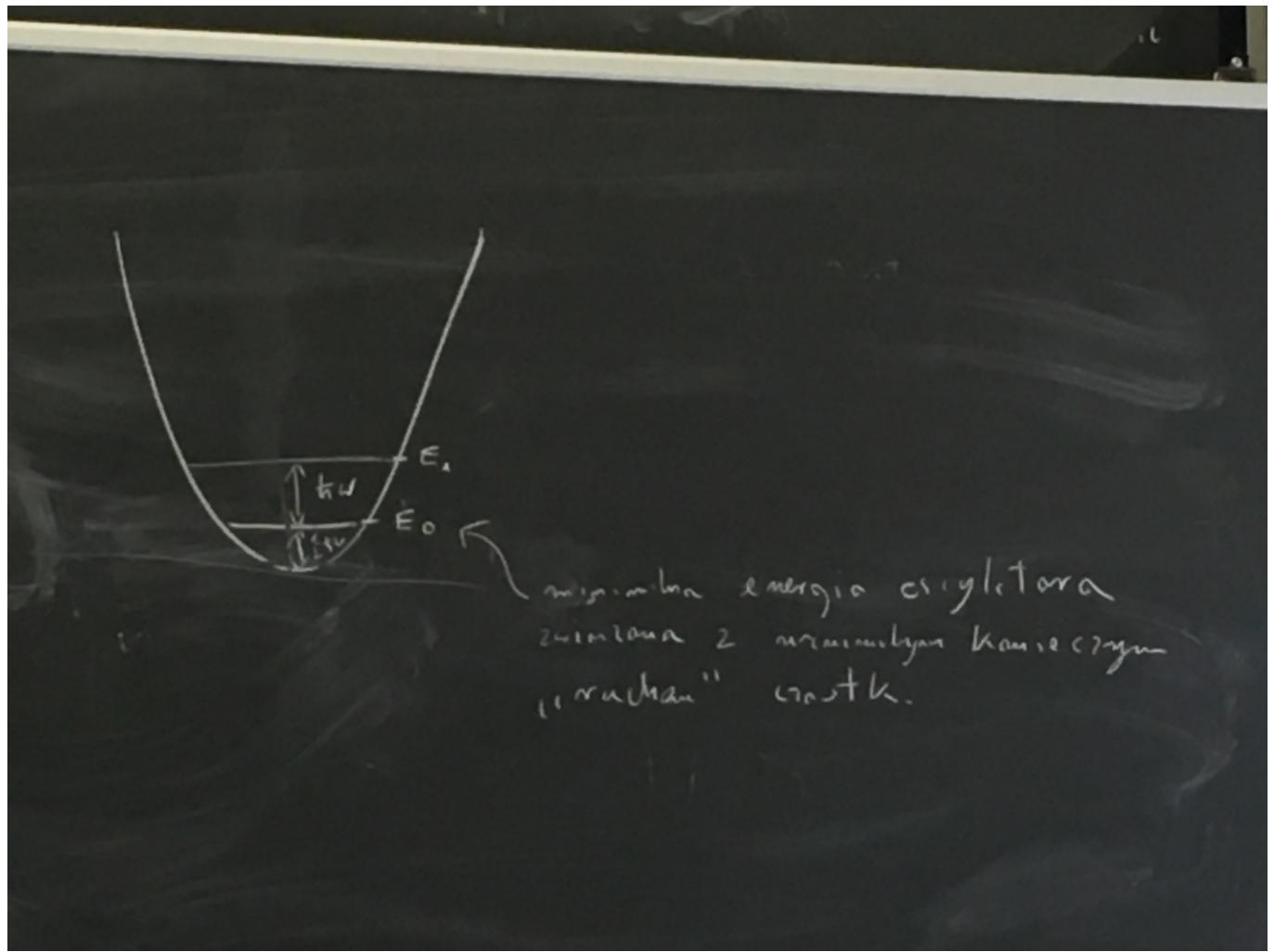
Co pokazuje działanie operatora kreacji, bo podnosi on wartość stałej normalizującej. Mamy również: $|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{n}} \hat{a}^\dagger |n-1\rangle$, $|n+1\rangle = \frac{1}{\sqrt{n+1}} \hat{a}^\dagger |n\rangle$

Widzimy teraz, że znając stan $|0\rangle$ mamy wszystkie inne stany ze wzoru

$$|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}} (\hat{a}^\dagger)^n |0\rangle$$

To są stany własne $\hat{H} = \hbar\omega(\hat{a}\hat{a}^\dagger + \frac{1}{2}) = \hbar\omega(\hat{n} + \frac{1}{2})$ z energią $E_n = \hbar\omega(n + \frac{1}{2})$, $n = 0, 1, 2, \dots$

Teraz zobaczymy czym jest $|0\rangle$



Rysunek 9.1: Rysunek studni potencjału dla kwantowego oscylatora harmonicznego **Przerysuj i wstaw**

Zapiszmy warunek $\hat{a} |0\rangle$ w reprezentacji położeniowej:

$$\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \left(x + \frac{\hbar}{m\omega} \frac{d}{dx} \right) \Psi_0(x) = 0, \quad \frac{\hbar}{m\omega} \frac{d\Psi}{dx} = -x\Psi, \quad \frac{1}{\Psi} \frac{d\Psi}{dx} = -\frac{m\omega}{\hbar} x = dx (\ln \Psi), \quad \ln \Psi = -\frac{m\omega}{2\hbar} x^2 + C$$

Czyli stan podstawowy:

$$\Psi_0(x) = e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2+C} \approx A e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2} \stackrel{3}{=} \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2}$$

Co daje nam Gaussa, o szerokości $\sigma = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}$ i fluktuacje \hat{x}, \hat{p} w stanie podstawowym:

$$\Delta^2 x = \frac{\hbar}{2m\omega}, \quad \Delta^2 p = \frac{\hbar m\omega}{2}$$

I z tych fluktuacji daleko dalej będą wynikać bardzo fundamentalne wnioski, np to, że w próżni nie może być absolutne 'nic', ponieważ i tak będą się kreować i anihilować pola E i B , żeby zasada nieoznaczości Heisenberga była spełniona.

³Normalizacja

Lecture 10

Prima Aprilis

10.1 W poprzednim odcinku...

Zdefiniowaliśmy stany energetyczne $E_n = \hbar\omega(n + \frac{1}{2})$, $n \in 0, 1, 2, \dots$

Oraz operatory kreacji i anihilacji: $|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{n}}(\hat{a}^\dagger)^n|0\rangle$, tj.:

$$\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle, \quad \hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle$$

Definiując po drodze jeszcze, że $\hat{a}|0\rangle = 0$, $\hat{a} = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}(\hat{x} + \frac{i\hat{p}}{m\omega})$

Zdefiniowalismy też stan podstawowy, który okazał się być funkcją Gaussa:

$$\Psi_0(x) = \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2}$$

10.2 Wyznaczanie kolejnych stanów Ψ_n

Znając stan podstawowy Ψ_0 możemy sobie teraz zadać pytanie jak będą wyglądać kolejne stany wzbudzeń? Otóż stan n -ty zdefiniujemy jako:

$$\Psi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{n!}} \left[\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \left(x - \frac{\hbar}{m\omega} \frac{d}{dx} \right) \right]^n \left(\frac{m\omega}{\pi k} \right)^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2}$$

Teraz zmieńmy zmienne na $q = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}x$ i po znormalizowaniu na nowo funkcji **Zdjęcie tego i rysunek stanów własnych** dostajemy:

$$\Psi'_n(q) = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{\pi}n!2^n}} \underbrace{H_n}_{1} \left(q - \frac{d}{dq} \right)^n e^{-\frac{q^2}{2}} \quad (10.1)$$

Gdzie ten wielomian okazuje się być wzorem z nazwiskiej, czyli jest to Wielomian Hermite'a:

¹Pewien wielomian od q

Wielomiany Hermite'a

$$H_n = e^{\frac{q}{2}} \left(q - \frac{d}{dq} \right)^n e^{-\frac{q^2}{2}} \quad (10.2)$$

W ogólności:

- dla n nieparzystych H_n - wielomian nieparzysty $\Rightarrow \Psi_n(x) = -\Psi_n(-x)$ antysymetryczne
- dla n parzystych H_n - parzysty $\Rightarrow \Psi_n(x) = \Psi_n(-x)$

10.2.1 Własności wielomianów Hermite'a

Pierwsze kilka tych wielomianów to:

$$\begin{aligned} H_0(q) &= 1 \\ H_1(q) &= 2q \\ H_2(q) &= 4q^2 - 2 \\ &\dots \end{aligned}$$

Dalej, z ortogonalności $\Psi_n(x)$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx \Psi_n(x)^* \Psi_m(x) = \delta_{n,m} \Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} dq H_n(q) H_m(q) e^{-q^2} = \delta_{n,m}$$

Czyli Wielomiany Hermite'a też są ortogonalne!

10.3 Stany Koherentne

Chcielibyśmy znaleźć stany, które by w pewnym przybliżeniu reprezentowały klasyczny ruch w oscylatorze harmonicznym. Takie stany to właśnie **stany koherentne**.

Definicja: Stanem koherentnym nazywamy unormowane stany własne operatora anihilacji:

$$\hat{a} |\alpha\rangle = \alpha |\alpha\rangle$$

Widzimy z tego równania, że α to wartość własna, która może być zespolona, a $|\alpha\rangle$ to unormowany stan własny.

Fakt:

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$$

Dowód:

$$\langle \alpha | \alpha \rangle = e^{-|\alpha|^2} \sum_{n,m} \frac{(\alpha^*)^n}{\sqrt{n!}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{m!}} \langle n | m \rangle = e^{-|\alpha|^2} \sum_n \frac{(\alpha^2)^n}{n!} = 1$$

Dowód definicji w Załączniku [Wstaw tam zdjęcie i tu referencję](#).

Dzięki temu, że $|\alpha\rangle$ są stanami własnymi \hat{a} , łatwo liczyć $\langle\hat{x}\rangle, \langle\hat{x}\rangle, \Delta^2x, \Delta^2p$:

$$\begin{cases} \hat{a} = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}(\hat{x} + \frac{i\hat{p}}{m\omega}) \\ \hat{a}^\dagger = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}(\hat{x} - \frac{i\hat{p}}{m\omega}) \end{cases} \implies \begin{aligned} \hat{x} &= \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \\ \hat{p} &= \sqrt{\frac{\hbar m\omega}{2}}\left(\frac{\hat{a} - \hat{a}^\dagger}{i}\right) \end{aligned}$$

Łatwo z tego teraz policzyć

$$\langle\hat{x}\rangle = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}\langle\alpha|\hat{a} + \hat{a}^\dagger|\alpha\rangle = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}(\langle\alpha|\hat{a}|\alpha\rangle + \langle\alpha|\hat{a}^\dagger|\alpha\rangle) = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}(\alpha + \alpha^*) = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}\operatorname{Re}(\alpha)$$

$$\langle\hat{p}\rangle = \sqrt{\frac{\hbar m\omega}{2}}\frac{1}{i}(\langle\alpha|\hat{a}|\alpha\rangle - \langle\alpha|\hat{a}^\dagger|\alpha\rangle) = \sqrt{2\hbar m\omega}\mathbb{1}m\alpha$$

Gdzie dla stanu koherentnego $\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}\langle x\rangle + i\frac{1}{\sqrt{m\omega\hbar}}\langle p\rangle\right)$. Pamiętając o przyjemnej własności, że $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger, \mathbb{1}] = \mathbb{1} \implies \hat{a}\hat{a}^\dagger = \mathbb{1} - \hat{a}^\dagger\hat{a}$ liczymy sobie Δ^2x :

$$\Delta^2x = \langle\alpha|\hat{x}^2|\alpha\rangle - \langle\alpha|\hat{x}|\alpha\rangle^2$$

Gdzie:

$$\begin{aligned} \frac{\hbar}{2m\omega}\langle\alpha|(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)^2|\alpha\rangle &= \frac{\hbar}{2m\omega}\langle\alpha|\hat{a}^2 + \hat{a}\hat{a}^\dagger + \hat{a}^\dagger\hat{a} + (\hat{a}^\dagger)^2|\alpha\rangle = \\ &= \frac{\hbar}{2m\omega}(\langle\alpha|\hat{a}^2|\alpha\rangle + \langle\alpha|(\hat{a}^\dagger)^2|\alpha\rangle + 1 + 2|\alpha|^2) = \frac{\hbar}{2m\omega}((\alpha + \alpha^*)^2 + 1) \end{aligned}$$

Co daje nam:

$$\Delta^2x = \frac{\hbar}{2m\omega}[4(\operatorname{Re}\alpha)^2 + 1] - \frac{2\hbar}{m\omega}(\operatorname{Re}\alpha)^2 = \frac{\hbar}{2m\omega}$$

Analogicznie dla pędów mamy:

$$\Delta^2p = \frac{\hbar m\omega}{2}$$

Czyli widzimy, że $|\alpha\rangle$ jest stanem wysycającym zasadę nieoznaczoności:

$$\Delta^2x\Delta^2p = \frac{\hbar^2}{4}$$

Czyli jest to stan Gaussowski, bo:

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle \quad \text{w reprezentacji położeniowej} \quad \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}x + \frac{d}{dx}\sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}\right)\Psi_\alpha(x) = \alpha\Psi(x)$$

Daje nam to:

$$\sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}\frac{d\Psi}{dx} = (\alpha\sqrt{2} - \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}x)\Psi(x)$$

Przeliczając żeby potwierdzić, że to Gauss:

$$\frac{1}{\Psi}\frac{d\Psi}{dx} = \alpha \dots$$

[Dopisz od kogoś](#)

Lecture 11

Potencjał liniowy i przybliżenie WKB

Rozwiązałyśmy już oscylator harmoniczny (potencjał kwadratowy), to teraz możemy sobie zdefiniować **potencjał liniowy**, tj.:

$$V(X) = -\mathbf{F} \cdot \mathbf{x}$$

Szukamy teraz stanów własnych, więc rozwiązujeśmy równanie Schrödingera bez czasu:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} - F \cdot x \cdot \Psi(X) = E \cdot \Psi(x)$$

Chcemy teraz przejść sobie z tym do reprezentacji pędowej, tj. stronami to tranfourierujemy:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int dx \frac{d^2\Psi}{dx^2} e^{-\frac{ixp}{\hbar}} - F \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int dx x \Psi(x) e^{-\frac{ixp}{\hbar}} = E \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int dx \Psi(x) e^{-\frac{ixp}{\hbar}}}_{\tilde{\Psi}(p)}$$

Czyli całkując przez części i znikając wyrazy brzegowe dostajemy:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(-\frac{p^2}{\hbar^2} \right) \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int dx \Psi(x) e^{-\frac{ixp}{\hbar}}}_{\tilde{\Psi}(p)} - F \left(-\frac{\hbar}{i} \right) \frac{d}{dp} \left[\underbrace{\frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int dx \Psi(x) e^{-\frac{ixp}{\hbar}}}_{\tilde{\Psi}(p)} \right] = E \tilde{\Psi}(p)$$

Czyli teraz dostajemy:

$$\frac{p^2}{2m} \tilde{\Psi}(p) + \frac{F\hbar}{i} \frac{d}{dp} \tilde{\Psi}(p) = E \tilde{\Psi}(p)$$

Czyli dostaliśmy równanie pierwszego rzędu! Przekształcając dalej:

$$\frac{1}{\tilde{\Psi}} \frac{d\tilde{\Psi}}{dp} = \frac{i(E - \frac{p^2}{2m})}{F\hbar} \implies \ln \tilde{\Psi} = \frac{i}{F\hbar} \left(Ep - \frac{p^3}{6m} \right) + C, \quad \tilde{\Psi}(p) = A e^{\frac{i}{F\hbar} \left(Ep - \frac{p^3}{6m} \right)}$$

Wynika z tego, że **mamy rozwiązanie każdego E!** Czyli widmo Energii jest **ciągłe!**
Spróbujmy to teraz znormalizować. Dostaniemy Deltę Diraca:

$$\int dp \tilde{\Psi}_E^*(p) \tilde{\Psi}_{E'}(p) = A^2 \int dp e^{\frac{i}{F\hbar} p(E' - E)} = A^2 2\pi F\hbar \delta(E' - E) \implies A = \frac{1}{\sqrt{2\pi F\hbar}}$$

Mamy tu również warunek zupełności:

$$\int dE \tilde{\Psi}_E^*(p) \tilde{\Psi}_E(p') = \delta(p' - p)$$

Co można sprawdzić: $\int dE \frac{1}{2\pi F\hbar} e^{-\frac{i}{F\hbar}\left(Ep - \frac{p^3}{6m}\right)} e^{\frac{i}{F\hbar}\left(Ep' - \frac{p'^3}{6m}\right)} = \frac{1}{2\pi\hbar F} \int dE e^{\frac{iE}{F\hbar}(p'-p) + \frac{i}{6F\hbar m}(p^3 - p'^3)} = \delta(p - p')$

Po wróceniu do reprezentacji położeniowej:

$$\begin{aligned}\Psi_E(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \cdot \int dp \tilde{\Psi}(p) e^{\frac{ipx}{\hbar}} = \frac{1}{2\pi\hbar\sqrt{F}} \int_{-\infty}^{\infty} dp e^{\frac{ip}{\hbar}(x + \frac{E}{F}) - \frac{ip^3}{6mF\hbar}} = \\ &= \frac{1}{\pi\hbar\sqrt{F}} \int_0^{\infty} dp \cos \left[\frac{p}{\hbar} \left(x + \frac{E}{F} \right) - \frac{p^3}{6mF\hbar} \right]\end{aligned}$$

Czyli to, co zrobiliśmy, to rozwiązaliśmy [równanie Airy'ego](#) które ma postać:

$$\frac{d^2\Psi}{dy^2} - y\Psi = 0 \quad \text{, rozwiązaniem jest funkcja Airy'ego } A_i(y) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} ds \cos \left(sy + \frac{s^3}{3} \right)$$

Znane jest asymptotyczne zachowanie funkcji $A_i(y)$:

$$A_i(y) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{\pi}y^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{2}{3}y^{\frac{2}{3}}}, & y \rightarrow \infty \\ \frac{1}{\sqrt{\pi}(-y)^{\frac{1}{4}}} \cos \left[\frac{2}{3}(-y)^{\frac{2}{3}} - \frac{\pi}{4} \right], & y \rightarrow -\infty \end{cases}$$

Czyli wracając do x :

$$\Psi_E(x) \approx \begin{cases} \frac{A}{2(-(x+\frac{E}{F}))^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{2}{3}[-(x+\frac{E}{F})]^{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{2mF}{\hbar^2}}}, & x \rightarrow \infty \\ \frac{1}{\sqrt{\pi}(x+\frac{E}{F})^{\frac{1}{4}}} \cos \left[\frac{2}{3}(x+\frac{E}{F})^{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{2mF}{\hbar^2}} - \frac{\pi}{4} \right], & x \rightarrow -\infty \end{cases}$$

Gdzie bierzemy $A = \left(\frac{\hbar^2}{2mF\pi^6}\right)^{\frac{1}{12}}$. Rozumiemy to rozwiązanie tak, że **zmiany E są równoważne przesunięciu funkcji w x o $\frac{E}{F}$** .

Wstaw rysunek z Goodnotes

Uwaga: Robiąc transformację Fouriera zgubiliśmy jedno liniowo niezależne rozwiązanie (bo przeszliśmy z równania II rzędu na równanie I rzędu). Ogólniej należałoby rozważyć ogólną transformację całkową na płaszczyźnie zespolonej $\Psi(x) = \int_C dz \tilde{\Psi}(z) e^{z \cdot x}$, gdzie trans. Fouiera odpowiadałaby $C_1 = [-i\infty, +i\infty]$ czyli biorąc inny kontur C dostalibyśmy liniowo niezależne rozwiązanie i rozwiązałybyśmy drugą funkcję Airy'ego:

$$B_i(y) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} ds e^{-\frac{s^3}{3} + sy} + \sin \left(\frac{s^3}{3} - sy \right)$$

Zaś asymptotyczne własności tej funkcji to:

$$B_i(y) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\pi}y^{\frac{1}{4}}} e^{\frac{2}{3}y^{\frac{2}{3}}}, & y \rightarrow \infty \\ \frac{1}{\sqrt{\pi}(-y)^{\frac{1}{4}}} \cos \left[\frac{2}{3}(-y)^{\frac{2}{3}} + \frac{\pi}{4} \right], & y \rightarrow -\infty \end{cases}$$

Rozwiązanie to odrzucamy tylko i wyłącznie kiedy mamy nieskończony potencjał bo idąc do nieskończoności ona wybucha. Kiedy potencjał jest skończony, to jest ona legitną funkcją bazową.

Spis treści

1 Krótka historia fizyki i wstęp do kwantów	2
1.1 Krótka historia fizyki	2
1.2 Hipoteza Kwantu	2
1.2.1 Ciało Doskonale Czarne	2
1.2.2 Efekt Fotolektryczny	2
1.2.3 Analiza pól EM	2
1.3 Skutki skwantowania energii	3
1.4 Superpozycja	5
1.5 Hipoteza De Broigla'a	7
2 Stany i pomiary kwantowe	8
2.1 Stany i pomiary kwantowe	8
3 Ewolucja stanów kwantowych i Hamiltonian	11
3.1 Ewolucja stanów kwantowych	11
3.2 Argument za naturą fizyczną H	12
3.3 Wyznaczenie ewolucji stanu w praktyce	13
4 Równanie Schrodingera (na koszulkach)	14
4.1 Schizofreniczna Ewolucja	14
4.2 Kwantowy Efekt Zenona (z Elei)	14
4.3 Równanie Schrodingera (na koszulkach)	15
5 Równanie Schrödingera, propagator i całki po trajektoriach et al.	17
5.1 Powtórka z poprzedniego wykładu	17
5.1.1 Reprezentacja położeniowa a pędowa	17
5.2 Równanie Schrödingera	17
5.2.1 Cząstka swobodna	18
5.3 Historia rozwoju Mechaniki Kwantowej	19
5.4 Obraz Schrödingera i obraz Heisenberga	19
5.5 Propagator i całki po trajektoriach	19
6 Propagator et al.	21
6.1 Ad Propagator	21
6.2 Całka po trajektoriach	22
7 Zasady nieoznaczoności	23
7.1 Off to propagator once more	23
7.2 Zasada nieoznaczoności Heisenberga-Robertsona	24
7.2.1 Twierdzenie	25
7.2.2 Dowód	25

8 Zasady nieoznaczoności C.D.	26
8.1 Jednoczesny pomiar komutujących obserwabli	26
8.2 Jednoczesny pomiar niekomutujących obserwabli (?)	27
8.3 Zasada nieoznaczoności czas-energia Dodaj indeks	27
9 Potencjał Kwadratowy	28
9.1 Off to zasady nieoznaczoności once more	28
9.2 Kwantowy Oscylator Harmoniczny	28
9.2.1 Szukanie stanów własnych i wartości własnych \hat{n}	29
10 Prima Aprilis	32
10.1 W poprzednim odcinku...	32
10.2 Wyznaczanie kolejnych stanów Ψ_n	32
10.2.1 Własności wielomianów Hermite'a	33
10.3 Stany Koherentne	33
11 Potencjał liniowy i przybliżenie WKB	35
A Długaśne wyprowadzenia wzorów	43
A.1 Lecture 6	43
A.2 Lecture 9	43

Spis rysункów

1.1	Wykres promieniowania ciała doskonale czarnego	3
1.2	Porównanie hipotezy Plancka z prawem Rayleigha-Jeansa i rozkładem Wiena. Further reading o 'Katastrofie w nadfiolecie' na Wikipedii o ciele doskonale czarnym	4
1.3	Demonstracja działania płytki półprzepuszczalnej.	4
1.4	Demonstracja działania płytki światłodzielającej (<i>Beam Splitter</i>).	5
1.5	Schemat konstrukcji Interferometru Macha-Zehndera wraz z podpisem macierzami Jonesa	6
1.6	Schemat konstrukcji Interferometru Macha-Zehndera wraz z podpisem macierzami Jonesa w przypadku zerowej zmiany fazy, tj. w szczególności dla jednego fotonu	6
2.1	Porównanie podejść myślenia o kwantu - deterministyczny i niedeterministyczny	9
4.1	Schizofreniczna Ewolucja	14
6.1	Sumowanie po drogach dla cząstki kwantowej, liczona na propagatorach. Wyraża to też Feynmannowska Całka po trajektoriach	21
9.1	Rysunek studni potencjału dla kwantowego oscylatora harmonicznego Przerysuj i wstaw	30
A.1	Uzasadnienie dla unitarnego operatora	43
A.2	Uzasadnienie dla wartości komutatora $\hat{a}\hat{a}^\dagger$	43
A.3	Wyprowadzenie stanu własnego \hat{n}	44

Indeks

Całka po trajektoriach, 21, 22

Funkcja

falowa, 15

Greena, 20

Hipoteza De Broigle'a, 7

indeterminizm, 3

Interferometr Macha-Zehndera, 5

Kwant Energii, 2

kwantowy oscylator harmoniczny, 23

Obserwabla, 9

Położenia, 16

Operator

Anihilacji, 29

Kreacji, 29

Ortogonalność, 33

Pomiary kwantowe, 8

Postulat pomiarowy, 9

Potencjał

Kwadratowy, 28

Liniowy, 35

Propagator, 20

Rozkład Boltzmanna, 3

Równanie

Airy, 36

Heisenberga, 19

Schrödingera, 12, 17

bez czasu, 18

Stan

fotonu, 5

kwantowy, 8

Stany

Koherentne, 33

Stała

Plancka, 2

Superpozycja, 6

Teoria parametrów ukrytych, 3

Układ izolowany, 11

Wielomiany

Hermite'a, 33

Zasada

superpozycji, 8

Zasada Nieoznaczoności

czas-energia, 28

Heisenberga, 24

Heisenberga-Robertsona, 27

łącznego pomiaru, 27

Załączniki

Dodatek A

Długańskie wyprowadzenia wzorów

A.1 Lecture 6

$$\begin{aligned}
 & \left\langle x | U(t - t_0) | x_0 \right\rangle = \int dx_n \langle x_n | U_n(t_n - t_0) | x_0 \rangle \\
 & = \int dx_n \langle x | U(+ - t_n) U(t_n - t_0) | x_0 \rangle \\
 & = \int dx_n \langle x | U(+ - t_n) | x_n \rangle \langle x_n | U(t_n - t_0) | x_0 \rangle
 \end{aligned}$$

Wyprowadzenie A.1: Uzasadnienie dla unitarnego operatora

A.2 Lecture 9

$$\begin{aligned}
 & \frac{i\hbar}{m\omega} (\underbrace{\hat{x}\hat{p} - \hat{p}\hat{x}}_{i\hbar}) = \frac{im}{2\hbar} \hat{x} + \frac{i}{2\hbar m\omega} (-\frac{1}{2}) \\
 & [\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = \frac{im\omega}{2\hbar} \left[\hat{x} + \frac{i\hat{p}}{m\omega}, \hat{x} - \frac{i\hat{p}}{m\omega} \right] = \frac{im\omega}{2\hbar} \left(-\frac{i}{m\omega} [\hat{x}, \hat{p}] + \frac{i}{m\omega} [\hat{p}, \hat{x}] \right) = 1
 \end{aligned}$$

Wyprowadzenie A.2: Uzasadnienie dla wartości komutatora $\hat{a}\hat{a}^\dagger$

$$\hat{n}(\hat{a}|n\rangle) = \underbrace{\hat{a}^\dagger \hat{a}}_{\hat{a}^\dagger \hat{a} = 1} \hat{a}|n\rangle = \left\{ \begin{array}{l} \{\hat{a}, \hat{a}^\dagger\} = 1 \\ \hat{a}\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger \hat{a} = 1 \\ \hat{a}^\dagger \hat{a} = \hat{a}\hat{a}^\dagger - 1 \end{array} \right. \\ = (\hat{a}\hat{a}^\dagger - 1) \hat{a}|n\rangle = \\ = \hat{a} \underbrace{\hat{a}^\dagger \hat{a}|n\rangle}_{n|n\rangle} - \hat{a}|n\rangle = n \hat{a}|n\rangle - \hat{a}|n\rangle \neq \\ = (n-1) \hat{a}|n\rangle = (n-1)|n\rangle$$

$$(czyli \hat{n}|n\rangle = (n-1)|n\rangle)$$

(czyli $\hat{a}|n\rangle$ jest też stanem własnym \hat{n} o wartości
wyszczególnionej $n-1$)

Wyprowadzenie A.3: Wyprowadzenie stanu własnego \hat{n}