

Perpetual Motion Master

Introduction to Perpetual-Motion Mechanics

The first Chinese GTM

永动力学导论（网络版）

目 录

导言	1
第一章 以太系与以太做功	3
1.1 以太系	3
1.2 以太做功	4
1.3 物质晶格	4
1.4 Tonhei 变换与 Edax 常量	5
1.5 高维推广	6
习题	6
第二章 标准模型	7
2.1 标准粒子模型	7
2.2 高维时空观：ZZQ 空间	8
习题	9
第三章 虚空势能与虚功原理	11
3.1 虚空与虚空势能	11
3.2 三角矢	12
3.3 虚功原理	13
习题	13
第四章 时间平移对称性的破缺	15
4.1 Franson 实验	15
4.2 实际的实验设置	16
4.3 统计模型	16
习题	17

第五章	永动机的理论模型	19
5.1	第一类永动机	19
5.2	第二类永动机	19
5.3	扩展	19
第六章	永动力学与统一场论	21
6.1	标准模型：进一步的理论	21
6.2	强相互作用 G_2	22
6.3	重弱作用 F_4	23
6.4	统一模型 E_8	23
6.5	总结	23
	习题	24
第七章	Goldbach 猜想之证明(Dokin, 2022)	25
	习题	25
	符号索引	27
	名词索引暨英译	29

导言

绪论

永动机是一种不需要外界输入能量或者只需要一个初始能量就可以永远做功的机器。

在历史上，永动机一直被人们讨论和研究，但是，很多人并不清楚这背后到底有什么意义。在人们的想象中，永动机是一种机械装置，它可以不停地自动运动，而且还可以举起重物等，做一些有意义的事情。13 世纪就有人就试图想制造这种机械装置，但是直到 21 世纪也没有人真正制造出来。这种机械是不可能制造出来的，原因是违反能量守恒定律和热力学定律。热力学第一定律的表述方式之一就是：第一类永动机不可能实现。

本文则另辟蹊径，在特定意义下绕过能量守恒和热力学定律的限制，分别实现了这两类永动机的变种。

内容提要

以下简介各章的内容。

第一章：以太系与以太做功 本章基于对完整性的考虑，对于历史上关于以太的研究有所提要，对于主题而言则无关紧要。但以太做功的概念与第三章内容有极其密切的联系，总归来说是必要的。

第二章：标准模型 这是从抽象角度建立物理体系的一个尝试，定义了粒子结构、虚粒子之概念，并基于此延拓了已有的时空观，引出了二维时间理论和概率轴的观点，并由此定义了宇宙的概念。

第三章：虚空势能与虚功原理 本章是整个理论的核心内容，导出了虚空势能的封闭数学形式。虚功原理（即 D'Alembert 原理）在传统分析力学中便有广泛的运用，此处则更是大显身手。在一定尺度下，可以形成反热力学的效应，从而为第二类永动机提供了指导。

第四章：时间平移对称性的破缺 基于上述理论推导出的时间平移对称性之破缺，从而构造出能量守恒在特殊 ZZQ 空间中的反例，这也是第五章的基石之一。

第五章：永动机的理论模型 本章简述了若干个永动机的理论模型，并提出了通过技术手段将其现实化的途径。

第六章：永动力学与统一场论 一些物理学上的应用。

第七章：Goldbach 猜想之证明(Dokin, 2022) 彩蛋章节。

注：本册所使用的 $\text{L}^{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ 模板取自李文威的开源项目[代数学方法](#)。原项目模板采用知识共享署名4.0 国际许可协议进行许可，点击[链接](#)查看该许可协议。本册对原始模板稍有修改，局部细节则包含于正文部分中。

第一章

以太系与以太做功

以太的概念早在 Aristotle 时期就被提出，19 世纪的物理学家，则认为它是一种电磁波的传播媒质。限于当代基础科学的局限性，未能发掘出以太的更多性质，对其的研究也终结于**迈克尔逊-莫雷实验**。本章将重构以太的理论体系，探寻其潜在的物理价值。

需要注意的是，出于各种因素考虑，本章的许多概念被留至第二章中进行定义，在此之前，读者不妨假设其良定。另一方面，本章以堆砌必要的概念为主，而少有应用和解释。建议初次阅读时仅略读本章，往后再体会其中神髓。

1.1 以太系

定义 1.1.1 以太系泛指宇宙中绝对静止的力学参考系。特别地，当运动速度 $v \ll c$ 时（其中 c 为光速，方便起见，不妨设之为无量纲数，数值为 1），易见 Lorentz 因子 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ 趋于 1，此时协变位矢

服从**伽利略变换**，此时对应的以太系称之为**半以太系**。以太为以太系的物质化，泛指宇宙中相对以太静止的物质的整体，其质量记作 \mathcal{M}_e 。方便起见，令之为无量纲数，数值为 1。

定理 1.1.2 (SY,2022) 规定一以太系 S ，则当以太系质量为 m 的质点 A,B,C 分别以初速度 $\mathbf{v}, \mathbf{c}, \mathbf{v}_0$ 运动时（A 和 B 平行运动，C 的运动方向与前两者正交，A 运动了 l_1 ，C 运动了 l_2 ，再以原路径返回），相对 S 的动能损耗为：

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{2l_2 - 2l_1}{v} - t_{\text{err}} \right)^{-1} (2l_2 - 2l_1) \right)^2 m - \frac{1}{2} m v^2$$

$$\text{其中 } t_{\text{err}} \text{ 为时间误差，有 } t_{\text{err}} = \left(\frac{2l_1 c}{c^2 - v^2} - \frac{2l_2}{\sqrt{c^2 - v^2}} \right) - \frac{2l_1}{v} - \frac{2l_2}{v}$$

证明 $t_A = \frac{l_1}{c - v} + \frac{l_1}{c + v} = \frac{2l_1 c}{c^2 - v^2}$, $t_B = \frac{2l_2}{\sqrt{c^2 - v^2}}$, 从而 $\Delta t = t_A - t_B = \frac{2}{c} (l_1 \gamma^2 - l_2 \gamma)$, 故 $\Delta x = |x_A| - |x_B| = \frac{c \Delta t}{\lambda} = \frac{2}{\lambda} l_1 \gamma^2 - l_2 \gamma$ 。在经过 Δx 的位移后，关于 S 的时间误差为 $\left(\frac{2l_1 c}{c^2 - v^2} - \frac{2l_2}{\sqrt{c^2 - v^2}} \right) - \frac{2l_1}{v} - \frac{2l_2}{v}$ 。 ΔE_k 的计算蕴含其中，明所欲证。□

1.2 以太做功

定义 1.2.1 由上述 SYY 定理，以太系外的物质相对以太系运动将产生能量损耗，称之为以太功。以太功是效应功。

定理 1.2.2 (以太功定理) 设质点 A，其质量为 m ，协变位矢记作 $x_\mu = (\mathcal{P}, ct_I, ct_R, x_1, x_2, x_3)$ ，A 在一 d 维复流形 Γ 上沿矢量 \mathbf{v}^μ 运动，则瞬时以太功率为：

$$P(t) = \frac{\partial}{\partial^\mu + \partial_t} \delta x_\mu(t) \int_{\Gamma|(0,\infty)it} \mathcal{P}(\tau) e^{-i\lambda\tau} d\tau$$

证明 SYY 定理中已经证得：

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{2l_2 - 2l_1}{v} - t_{\text{err}} \right)^{-1} (2l_2 - 2l_1) \right)^2 m - \frac{1}{2} m v^2$$

对其求协变微分，选取合适的度规，容易构造由 A 的切空间 $T_\Gamma A$ 到 Heisenburg 群 H 的同构，从而换位子 $[\mathcal{F}\text{Aut}(H), T_\Gamma A]$ 为自共轭。注意到 c^2 恰为 $\mathcal{F}\text{Aut}(H)$ 的特征值，代入前式，化简整理即得结果的 Fourier 变换。再对其作逆变换，并对时间进行复积分，下图道尽一切：

$$\begin{array}{ccc} A(E_k) & \xrightarrow{\partial} & \text{Aut}(H) \\ \psi \downarrow & \swarrow \mathcal{F} & \uparrow \mathcal{G} \\ T_\Gamma A & \longrightarrow & x_\mu \end{array}$$

计算细节，留作习题。 □

进一步的理论，待后文讨论。

1.3 物质晶格

方便起见，我们此处仅讨论厚度忽略不计的平面物质。

定义 1.3.1 若对于图 $G = \langle V, E \rangle$ ，存在正整数 n, m 使 $nm = |V|$ 且存在双射 $f: V \leftrightarrow (\mathbf{N} \cap [1, n]) \times (\mathbf{N} \cap [1, m])$ ，使每个顶点被不重复地标号为 $(i, j) | 1 \leq i \leq n, 1 \leq j \leq m$ ，并且任一 (i, j) 与且仅与 $(i-1, j), (i, j+1), (i+1, j), (i, j-1)$ 之间有连边（特别地，若这四个点中，某个点在 V 中不存在，即 $i-1 \leq 0$ 或 $j-1 \leq 0$ 或 $i+1 > n$ 或 $j+1 > m$ ，则忽略对应的连边），则称 G 为一个 n 行 m 列的**网格**。特别地，若赋值 $V \hookrightarrow W \subset \mathbb{F}$ ，其中 \mathbb{F} 为任意数域，则称 G 为一个**带权网格**。

此定义平凡，无需解释。

定义 1.3.2 在上述定义中取 $W = \{1, -1, i, -i\} \subset \mathbb{C}$ 所得到的网格称为**晶格**。

显而易见，任意一个简单平面晶体 M 存在对某个晶格的同态。

定义 1.3.3 简单平面晶体沿正交于平面的方向平行叠加所成结构，称为**聚合物**。特别地，以太系的物质形式，也称为**以太聚合物**。

1.4 Tonhei 变换与 Edax 常量

定义 1.4.1 设晶格 G_1, G_2 的行数合列数分别相等, 则 **Tonhei 变换** 定义为映射 $W(G_1) \times W(G_2) \rightarrow W(G_3), (w_1, w_2) \mapsto w_1 w_2$, 记作 $G_3 = \mathcal{T}_{G_2} G_1$ 。

若对晶格 G 的每个结点 v , 用与 v 相邻的所有结点 (至多 4 个) 的权值的乘积代替 $w(v)$, 得到的新图记作 $\mathcal{T}_2 G$, 称为 G 的**第二类 Tonhei 变换**。

有熟知的乘法表:

$$\begin{array}{ccccc} & 1 & -1 & i & -i \\ 1 & 1 & -1 & i & -i \\ -1 & -1 & 1 & -i & i \\ i & i & -i & -1 & 1 \\ -i & -i & i & 1 & -1 \end{array}$$

易见其构成 Abel 群, 记作 C_4 。往后还会经常使用此群。

容易给出 C_4 的一个群表示: $C_4 = \mathbf{F}(\{-1, i, -i\}) / \langle \{(-1)^2, i^4, (-1) \cdot i^2, i \cdot (-i)\} \rangle_{\text{nor}}$, 其中 $\mathbf{F}(\{-1, i, -i\})$ 为集合 $\{-1, i, -i\}$ 的**自由交换么半群**。

定理 1.4.2 (童合焯定理) 晶格的以太功与以太正则量

$$Y = \text{di}^e \int \frac{\text{de}^\pi}{i} + |\mathbf{m} \times \mathbf{v}|$$

二阶线性相关。

证明 由以太功定理,

$$P(t) = \frac{\partial}{\partial^\mu + \partial_t} \delta x_\mu(t) \int_{\Gamma(0, \infty)it} \mathcal{P}(\tau) e^{-i\lambda\tau} d\tau$$

易见在 \mathbb{R}^n 上, $\ker P$ 与 $\text{im} Y$ 成正合列

$$1 \longrightarrow \ker P \longrightarrow T_{\mathbb{R}^n} A \longrightarrow \text{im} Y \longrightarrow 1$$

施以 Tonhei 变换, 由共轭关系, 代入检验, 例行公事即可。 \square

以太正则量 Y 的单位记作 Et (以太), 简称以。 $\frac{Y}{|\mathbf{v}|}$ 为二阶时间平移不变量, 并与能量具有相同的量纲。该常量称为 **Edax 常量**, 记作 \mathcal{Y}_ϵ 。进一步精细的分析可以说明, $\mathcal{Y}_\epsilon = 1.47... \times 10^{-18} - 2.71... \times 10^{-19} \text{i}$ 。

命题 1.4.3 两类 Tonhei 变换皆为多重线性变换, 特别地, Edax 常量是第一类 Tonhei 变换当 G_2 为单位正规网格时的特征值, 其复共轭则为第二类 Tonhei 变换的特征值。

证明略去。

1.5 高维推广

定义 1.5.1 记 $\mathbb{Z}_{[a,b]} = \mathbb{R} \cap [a, b]$, 则若一个图 $G = \langle V, E \rangle$ 的顶点集 $|V|$ 有到 $\bigotimes_{j=1}^n \mathbb{Z}_{[1, m_j]}$ 的双射, 并且两个顶点之间有边当且仅当它们的坐标表示中有且仅有一维不同且恰好相差 1, 则称 G 为一个 **n-网格**。带权情形则称为 **带权 n-网格**。仿照平面情形, 也可用 C_4 群赋权以定义 **n-晶胞**。

此时对应的第一类 Tonhei 变换在 G_2 为单位正规 n-网格时以 \mathcal{Y}_ϵ^n 为特征值, 但高维的第二类 Tonhei 变换在目前的体系下尚无优良性质, 留待后文讨论。

建议读者思考如下习题:

习题

1. 试说明为何本章的知识尚不足以解决第二类高维 Tonhei 变换的特征值问题。
2. 尝试对本章提及的 Edax 常量给出一个直接的计算方法。 提示 可能需要一些玄妙的技巧。

第二章

标准模型

2.1 标准粒子模型

定义 2.1.1 一个粒子定义为三元组 $(m, \lambda, \mu) \in \mathbb{R} \otimes C_4 \otimes S$, 其中 $S = \{0, 0.5, 1, 2\}$, m 称为粒子的质量, λ 称为粒子的手性, μ 称为粒子的自旋。若 $\text{Re}\lambda = 0$, 则称该粒子为虚粒子。

显而易见, 62 种基本粒子都具有唯一的这种表示。特别地, 引力子 $g = (0, -i, 2)$, 也是唯一一种自旋为 2 的基本粒子。

定义 2.1.2 若给定标准粒子 $\pi = (m, \lambda, \mu)$, 则下式称为 π 的电荷:

$$e_\pi = \epsilon_0 \mathcal{Y}_\epsilon \frac{m \cdot |1 + \lambda|}{\gamma c}$$

单位为库伦 (Cullen), 记作 C, 简称库。其中 ϵ_0 为真空电导率。

定理 2.1.3 (基本粒子分类定理) 有且仅有 62 种基本粒子, 按照自旋可分为如下几类:

1. 自旋为 0: **Higgs 粒子**
2. 自旋为 0.5: **费米子**, 包括六味夸克和六味轻子。其中每种费米子都有对应的反粒子; 实际上, 每味夸克还有三个色自由度, 所以实际上夸克有 36 种, 轻子有 12 种, 共 48 种
3. 自旋为 1: **规范玻色子**, 包括光子、 W^\pm 、 Z 玻色子以及胶子。规范玻色子是传递相互作用的粒子: 光子对应着电磁相互作用, 只有一个; W^\pm 、 Z 玻色子传递弱相互作用, 有三个, 这也是原子核衰变的主要原因; 胶子传递强相互作用, 共有八种, 这是原子核中质子和中子能结合在一起的主要原因。玻色子的反粒子就是其自身, 所以共有 12 种
4. 自旋为 2: **引力子 g**

证明 证明过于艰深, 超出本文范畴, 故略去。 □

2.2 高维时空观：ZZQ 空间

定义 2.2.1 线性空间 $\mathcal{U} \subset \mathbb{R} \otimes \mathbb{R}i \otimes \mathbb{R} \otimes \mathbb{R}^3$ 称为 **ZZQ 空间**，对应的协变位矢 $x_\mu = (\mathcal{P}, ct_I, ct_R, x_1, x_2, x_3)$ 称为**坐标**。我们在流形上定义该空间的弧微元：

$$ds = dx_\mu dx^\mu = \mathcal{P} \sqrt{c^2 t_I^2 + c^2 t_R^2 - x_1^2 - x_2^2 - x_3^2}$$

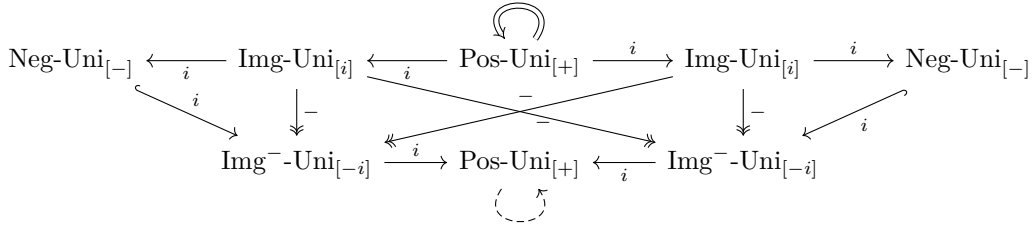
\mathcal{P} 称为该坐标的**概率维**， t_I 称为该坐标所处的**虚时间**， t_R 称为该坐标所处的**实时间**，余下三维统称**实空间坐标**。

定义 2.2.2 完备的 ZZQ 空间 \mathcal{U} 称为**宇宙**。容易验证，取 $\mathcal{U} = \mathbb{R} \otimes \mathbb{R}i \otimes \mathbb{R} \otimes \mathbb{R}^3$ 即得到一个最大的宇宙，称为**全宇宙**或**多元宇宙**，记作 \mathcal{U}_{\max} 。

所有宇宙都是多元宇宙的子宇宙，特别地，实时间维为单点集 $\{0\}$ 的宇宙称为**虚宇宙**。

我们考虑操作： $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{U}'$, $(\mathcal{P}, ct_I, ct_R, x_1, x_2, x_3) \mapsto (\mathcal{P}, ct_I i, ct_R, x_1, x_2, x_3)$ ，则 \mathcal{U}' 称为宇宙 \mathcal{U} 的**虚化**。

再考虑： $\mathcal{U} \rightarrow \mathcal{U}'$, $(\mathcal{P}, ct_I, ct_R, x_1, x_2, x_3) \mapsto (\mathcal{P}, ct_I, -ct_R, x_1, x_2, x_3)$ ，则 \mathcal{U}' 称为宇宙 \mathcal{U} 的**对易化**。



上图是几种典型宇宙的虚化与对易关系，极端重要，建议读者仔细揣摩。

下面通过概率维度推导不确定性原理：

定理 2.2.3 (不确定性原理)

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{4\pi}$$

其中 h 为 **Planck 常量**， Δx 与 Δp 分别为单个粒子坐标和动量的偏移量。

下面的证明，仅供欣赏，读者无需掌握。建议初读者先行跳过。

证明 我们证明更强的命题，在任意的 ZZQ 空间中，有 $\Delta A \Delta B \geq \frac{1}{2} \| \langle [A, B] \rangle \|$ 。考虑

$$\begin{aligned} \langle \hat{A} \hat{B} \rangle &\sim O(x^{1+\epsilon} \log(\Sigma^\varphi)) \sigma(\mathbf{B}) \oplus \tilde{A} \cdot \frac{1}{\phi} \\ &\sim \mathcal{U}(1 + \prod_{\mathcal{F} \in \mathcal{U}} \#\{V \wedge \hat{\pi}\}) \mathbf{k}_{\mathbb{D}}) \zeta(\frac{1}{\Theta}) \\ &\geq \odot \sum_{\mathcal{F} \in \mathcal{U}} \#\{V \wedge \hat{\pi}\}) \\ &\geq \frac{1}{2} \int \mathcal{P}(t_I) dt_I \end{aligned}$$

又见

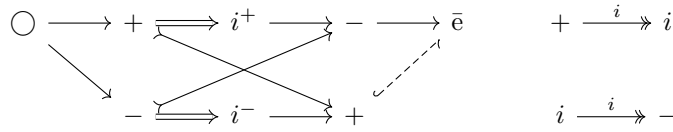
$$\mathcal{P}(t) = \lim_{\leftarrow} \mathcal{D} \left\{ \Xi_2^\# + \mathbf{F}(1, -1, \frac{1}{\sqrt{\gamma}}, \dots, \aleph_0) \right\}$$

代入, 由留数定理, 原积分等价于对 $\frac{1}{2\pi i} \text{Res}(\mathbb{K})$ 求绕 Γ 的环面积分。再由 Cauchy-Schwartz 不等式知 $\langle \widehat{AB} \rangle \geq 2 \langle \widehat{A} \widehat{B} \rangle$, 从而原命题的对偶形式得证。由 Scholze-Poincare 对偶定理, 知原命题成立。事实上, $\frac{h}{4\pi}$ 被称为 **Dirac 常量**, 记作 \bar{h} , 称为「h-bar」。

严格来说, 事件空间 Ω 中的元素, 均为三个实空间轴与概率维重叠时产生的坍缩态。具体地, 当协变坐标 $x_\mu = (\mathcal{P}, ct_I, ct_R, x_1, x_2, x_3)$ 满足条件

$$\nabla \overline{(x_1, x_2, x_3)} = \partial_\mu x_1 + \partial_\mu x_2 + \partial_\mu x_3 = \mathcal{P}(\omega \rightarrow \langle t_I, t_R \rangle)^2 - \delta \mathcal{G} \sum_{\Gamma} \mathcal{P}(\omega)$$

时, 在事件视界中产生一个 $\omega \in \Omega$ 。其关于全宇宙 \mathcal{U}_{\max} 的特征数, 则由 ω 关于 Ω 的嵌入方式而决定。ZZQ 研究了如下图表:



可见, 上面冗杂的式子, 可以等价于上图的闭包交换这一简洁的条件。Dokin 推广之并运用于其他领域 (见后文), 因而该条件也称为 Dokin 条件。

下面的定理, 作为本章的收束:

定理 2.2.4 (强共轭定理) \mathcal{U}_{\max} 中任意一个宇宙, 要么是某个虚宇宙的虚化, 要么是复宇宙的对易化。在宇宙的虚化和对易化过程中, 以太功始终为 0。

证明 (SWX, Xavier, 2022) 第一个论断是显然的, 只需注意到虚化和对易化皆以自身为逆变换即可 (请温习 C_4 群的结构, 虚化和对易化均为 C_4 在宇宙集上的群作用)。

下面证明第二个论断。根据以太正则量

$$Y = \text{di}^e \int \frac{de^\pi}{i} + |\mathbf{m} \times \mathbf{v}|$$

与以太功的二阶线性关系, 我们有如下计算:

$$\begin{aligned} P(t) &= \frac{\partial}{\partial \mu + \partial_t} \delta x_\mu(t) \int_{\Gamma|(0,\infty)it} \mathcal{P}(\tau) e^{-i\lambda\tau} d\tau \\ &= \frac{1}{\nabla^\mu} \cdot 2\pi i \int_{\Gamma} \text{Res} \mathcal{P} d\tau \\ &= \lim_{\rightarrow} O((1-\epsilon)^\infty) = 0 \end{aligned}$$

定理得证。

□

习题

1. 请给出 Dirac 常量的一种理论计算方法。
2. 试说明本章内容与永动理论的联系。
3. 我们为什么需要概率维? 虚时间的物理意义是什么? 如何理解概率维? 提示 可以参见 ZZQ 的手稿。

虚空势能与虚功原理

3.1 虚空与虚空势能

若将以太功视为以太系相对运动所产生的功，则容易证明以太作用力为保守力，从而可以定义如下以太势能：

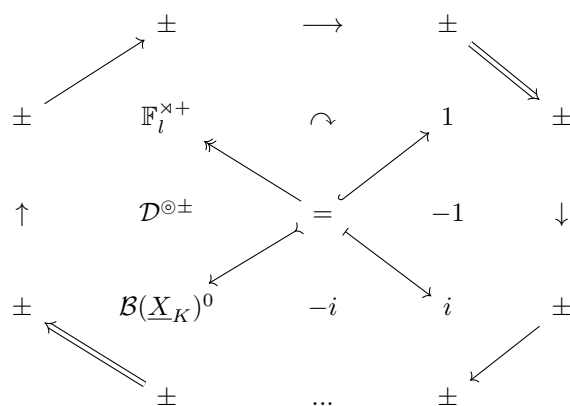
定义 3.1.1 沿零势面 $\partial\Gamma$ 到某一坐标 x_μ 的以太功定义为 x_μ 处的以太势能。容易发现，以太作用力沿 A 到 B 的路径积分恰为两点以太势能之差。

出于便捷性考虑, 我们仅对 $\partial\Gamma$ 为虚空的情况考虑。如下定义了虚空和虚空势能的概念:

定义 3.1.2 一个宇宙 U 称为**虚空**，当且仅当其三个实空间坐标维度均为 \emptyset 。若选取零势面为任一虚空，则称对应的以太势能为**虚空势能**。

命题 3.1.3 任意虚空定义的虚空势能是等价的。

证明平凡，此处略去。故不论选取何种虚空为零势面，对应的以太势能总可以统称为虚空势能。在进一步的话题之前，我们先来温习一下宇宙虚化和对易关系。我们实际可以将上一章的内容归纳为如下构造：



此图表称为 **Xavier 图表**，记作 \mathcal{X}_a 。Xavier 图表可以用于证明如下断言：

命题 3.1.4 通过选取合适的度规, 虚空势能具有可分的 Teichmüller 提升。

证明完全蕴含在图表中，只需注意到某个关键的同伦等价性质，请读者自行思考。

定理 3.1.5 (虚空势能定理) 给定任一宇宙 $\mathcal{U} \subset \mathcal{U}_{\max}$ ，对于协变位矢 $x_\mu = (\mathcal{P}, ct_I, ct_R, x_1, x_2, x_3)$ ，我们有虚空势能的封闭形式：

$$E_{\text{void}}(x_\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \widehat{\mathcal{H}} \int_{\mathcal{U} \rightarrow x_\mu} \mathbf{Y} \left\{ \exp\left(\frac{\nabla^2 \bar{\phi}}{\mathbf{Li}(\sigma)}\right) i\sigma \right\} d\sigma$$

证明 这是一个深刻的定理。

由命题 3.1.4，不妨设虚空势能有一个可分的下同调 Teichmüller 提升 $\underline{\mathcal{G}}$ ，并考虑如下扩张：

$$\begin{array}{ccccccc} 1 & \longrightarrow & \pi^{\oplus-} & \longrightarrow & \underline{\mathcal{G}} & \longrightarrow & \tau(\mathcal{G}_+) \longrightarrow 1 \\ & & \parallel & & \downarrow & & \parallel \\ & & \varphi & & \downarrow & & \varphi^{-1} \\ 1 & \longrightarrow & \tau_{\otimes} & \longrightarrow & \bar{\mathcal{G}} & \longrightarrow & \pi(\mathcal{G}^-) \longrightarrow 1 \end{array}$$

不妨将对偶的宇宙 $\underline{\mathcal{G}}$ 和 $\bar{\mathcal{G}}$ 同时处理。记 $\mathcal{G} = \underline{\mathcal{G}} + \bar{\mathcal{G}}i$ ，则我们有

$$E_{\text{void}} = \mathcal{E}(\underline{\mathcal{G}}) = \frac{1}{2} \|\mathcal{G}\| = \frac{1}{\oplus} \left\{ \cosh \Theta^0 + \mathcal{B}_{\mathbb{F}}^+ \rtimes (1 - \Xi) \right\} = \pi \underline{\mu} + \underline{\phi}^+ \delta + F_{\mu\nu}^\lambda \rtimes (\mathcal{I} - \overline{\Gamma^{\delta\mu\nu}} g_{\lambda\delta})$$

虚化 \mathcal{G} ，则容易简化运算，进而可以写出虚空势能的完全展开：

$$E_{\text{void}} = \underline{H}_1 + \underline{H}_2 + \Psi = \frac{1}{2} \underline{\omega} + \frac{1}{4} \underline{e}\phi + \underline{W} + \underline{B}_2 + \omega^3 + \mathbf{Li}(\varsigma)$$

分开计算， $\underline{W} = \mathbf{Y}(\sqrt{2\pi})^\oplus$ ， $\underline{B}_2 = \Omega(\mathbf{K}_F^{-1})$ ， $\mathbf{Li}(\varsigma) = -\omega^3 + \exp(\nabla^2 \bar{\phi})$

代入上式，可知

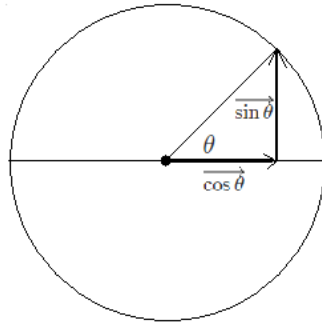
$$E_{\text{void}} = c_0 \widehat{\mathcal{H}} \int_{\mathcal{U} \rightarrow x_\mu} (\alpha_0 \beta^0 + \pi \tau + \mathcal{G}(\Sigma)) d\sigma = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \widehat{\mathcal{H}} \int_{\mathcal{U} \rightarrow x_\mu} \mathbf{Y} \left\{ \exp\left(\frac{\nabla^2 \bar{\phi}}{\mathbf{Li}(\sigma)}\right) i\sigma \right\} d\sigma$$

定理得证。 □

3.2 三角矢

本节的目的引入一个便捷的符号约定。

定义 3.2.1 对于任意一个角 θ ，我们定义矢量 $\overrightarrow{\sin \theta}$ 和 $\overrightarrow{\cos \theta}$ 如下图，分别称为正弦矢和余弦矢，统称为三角矢：



3.3 虚功原理

定理 3.3.1 (虚功原理) 通过合适的变换，从虚空中可以凭空产生功，称之为**虚功原理**。

证明 我们考虑一个处于力学平衡的，有约束的力学体系。考虑某个时刻 t 系统的一个微小的，与运动方程和对应虚空都兼容的位移 $\delta \mathbf{x}_i$ ，这称为该力学系统的一个**虚位移**。记作用在粒子 i 上的力为 \mathbf{F}_i ，则

$$\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \delta \mathbf{x}_i = 0$$

现在将作用于粒子 i 上的力 \mathbf{F}_i 分成两个部分，约束力和以太作用力。考虑到约束力做功为 0，我们有 $\sum_i \mathbf{F}_i^a \cdot \delta \mathbf{x}_i = 0$ 。

考虑到上一节导出的虚空势能定理：

$$E_{\text{void}}(x_\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi h}} \hat{\mathcal{H}} \int_{\mathcal{U} \rightarrow x_\mu} \mathbf{Y} \left\{ \exp\left(\frac{\nabla^2 \bar{\phi}}{\mathbf{Li}(\sigma)}\right) i\sigma \right\} d\sigma$$

由上面的以太作用力之性质，在力学平衡系统中，可取 $\nabla^2 \bar{\phi} = 0$ ，公式退化为平凡情形。我们可以对 \mathcal{U} 施以虚化，进而

$$E_{\text{void}}'(x_\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi h}} \hat{\mathcal{H}} \int_{\mathcal{U}' \rightarrow x_\mu} \mathbf{Y}_I \{-\sigma\} d\sigma$$

根据 Minkowski 不等式，上式大于原先的虚空势能。由强共轭定理，在虚化过程中消耗的以太功为 0，进而力学系统有虚拟功的增长。□

注记 3.3.2 限于传统能量守恒的限制，该定理中得到的仅是虚拟功，而无法转化为实际能量。在后文中，将讲述进一步的理论，在特殊条件下将虚拟功转化为实际功。

习题

1. 用 3.2 节引入的工具，在 \mathbb{R}^2 中导出 3.3 节虚功原理的弱化版。
2. 试思考虚功原理得到的虚拟功为何不能转化为实际能量，并且提出一种可能的改进方案。
3. 试估计虚功原理得到的虚拟功的大小（渐进阶数）。

第四章

时间平移对称性的破缺

本章的目的是构造一个特殊的 ZZQ 空间作为全宇宙的子空间，使得时间平移对称性在其中不保持。第五章中，将讨论对观测者宇宙作变换的具体方法。本章所提到的例子，由 David H. Oaknin 于 2022 年 3 月 8 日发现。

我们描述了一个局部隐藏变量的显式统计模型，重现了理想 Franson 实验的量子力学预测，并阐明了实际实验中可能涉及的物理机制。该模型的关键是实验中锁定在时间和能量中的光子对的隐藏构型自发地打破时间平移规范对称，通过某些循环变换获得非零几何相位。

4.1 Franson 实验

在 Franson 实验中，一个源产生成对的光子 A 和 B，其状态由形式的波函数描述

$$|\Psi\rangle = \frac{|\xi_1\rangle^{(A)} + e^{i\phi_A}|\xi_2\rangle^{(A)}}{\sqrt{2}} \otimes \frac{|\xi_1\rangle^{(B)} + e^{i\phi_B}|\xi_2\rangle^{(B)}}{\sqrt{2}}$$

其中 $\{|\xi_1\rangle, |\xi_2\rangle\}^{(A,B)}$ 为它们各自的单粒子 Hilbert 空间中的标准正交基，

$${}^{(A)}\langle\xi_1|\xi_2\rangle^{(A)} = {}^{(B)}\langle\xi_1|\xi_2\rangle^{(B)} = 0$$

且 ϕ_A, ϕ_B 为原则上可以随意控制和调节的相位。下面对由向量定义的联合 Hilbert 空间 $\{|c_1\rangle, |c_2\rangle, |c_3\rangle, |c_4\rangle\}$ 中沿标准正交基的一对光子进行投影测量

$$\begin{aligned} |c_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\xi_1\rangle^{(A)} \otimes |\xi_1\rangle^{(B)} + i|\xi_2\rangle^{(A)} \otimes |\xi_2\rangle^{(B)}), \\ |c_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\xi_1\rangle^{(A)} \otimes |\xi_1\rangle^{(B)} - i|\xi_2\rangle^{(A)} \otimes |\xi_2\rangle^{(B)}) \end{aligned}$$

故四种可能的概率维分别为：

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{1}{4} \left(1 + \cos(\phi_A + \phi_B - \frac{\pi}{2}) \right), p_3 = \frac{1}{4} \\ p_2 &= \frac{1}{4} \left(1 - \cos(\phi_A + \phi_B - \frac{\pi}{2}) \right), p_4 = \frac{1}{4} \end{aligned}$$

结果 1 和 2，我们将其称为**同时事件**，原因稍后将会清楚，占有所有事件的一半；而结果 3 和 4，我们将称为**非同时事件**，占另一半。

我们在这里感兴趣的是由同时事件的概率—— p_1 和 p_2 作为总相位函数 $\Delta = \phi_A + \phi_B$ 所显示的干涉条纹模式。特别是，概率 p_1 等于“相等”结果的概率，即 $(-1, -1)$ 或 $(+1, +1, +1)$ 光子的单态极化状态，而概率 p_2 等于“不相等”结果的概率 $(+1, -1)$ 或 $(-1, +1)$ 。因此，根据 Bell 实验，我们声称这些概率不能在任何局部隐藏变量模型的框架内重现。尽管如此，一些作者提出了问题关于的起源声称“非经典”的 Franson 实验。

4.2 实际的实验设置

在本实验中，通过从波长为 $\lambda_p = 351.1\text{nm}$ 的单模激光脉冲中分裂光子，并在具有 $\chi^{(2)}$ 非线性的晶体中激发，产生锁定在时间和能量中的光子对。激光脉冲的典型时间宽度为 $T \sim 20\text{ns}$ 。

产生的光子 A 和 B 具有典型的相干时间 $\tau \sim 36\mu\text{m}/c \sim 10^{-4}\text{ns}$ 和一个精确定义的总能量，等于分裂的入射光子的总能量：

$$\omega_A + \omega_B = \omega_p \equiv \frac{c}{\lambda_p}$$

两个光子中的每一个通过相应的分裂器的两个可用端口中的一个离开干涉仪，它被探测器记录，测量它到达的时间。在不同时间（即到达各自探测器的非同步对）的光子对被定义为事件 3 或事件 4，这取决于两个光子中哪一个更早到达。这些事件发生的概率为 p_3 和 p_4 ，它们占有所有对的一半。

可以看出，这些概率中干涉图样的周期由在非线性晶体上通过参数下转换分裂的入射光子的波长固定，为

$$l \sim \lambda \sim 0.35\mu\text{m}$$

描述的干涉模式同时事件的概率归因于量子力学框架内的实验无法区分如果一对同时光子到达他们的探测器通过长臂或两者通过较短的手臂各自的干涉仪。这两种可能性是无法区分的。由时间宽度 $T \sim 20\text{ns}$ 的激光脉冲引起的发射时间不确定性的不确定性，比长臂和短臂的长度差引起的时间延迟 2ns 的 $\Delta t \sim 2\text{nm}$ 长得多。

4.3 统计模型

在本节中，我们描述了一个局部隐藏变量的显式模型，它再现了理想弗朗森实验的量子力学预测。该模型重现了 Bell 实验的量子力学预测。我们的模型的关键是通过在非线性晶体中产生的一对光子对的隐藏构型，自发地打破了时间平移规范的对称性。打破时间转换对称在这个模型等于，如我们如下所示，不可能设置光子的发射时间精度优于大约 10% 的周期观察到的干涉条纹，即 $\sim 0.03\mu\text{m}/c \sim 10^{-16}\text{s}$ 。这种不确定性的起源是一个与整体分类法相关的几何相位，位于球面表面的三方不能就它们之间共享的切向量的方向达成一致，其精度比向量通过连接双方的闭环传输时获得的几何相位更好。在本文所讨论的模型中，三方是光器件两端的光子对和探测器的源，由于相似的整体结构，它们不能就它们之间共享的光子的相位达成一致。

由于时间不确定性与这个整体是短三个数量级比两个传播光子的相干时间，它不能作为一个关键成分成功描述的框架模型的局部隐藏变量的模式观察 Franson 实验被丢弃。尽管如此，Aerts 等声称「发射时间应该（定义明确）变量」，因此丢弃从他们的考虑的可能性自发打破时间翻译对称和整体的外观。

为了保持双方之间的对称性，我们规定根据上述为光子 A 定义的相同响应函数，在探测器 D_B 或

探测器 D'_B 处检测到光子 B，即

$$\mathcal{S}^{(B)} = \mathcal{S}(\phi_B) = D_B \cup D'_B$$

因此，对于同时事件

$$p_1 = p \left[\left(D_A \cap D_B \right) \cup \left(D'_A \cap D'_B \right) \right] = \frac{1}{4} \left[1 + \cos(\tilde{\Delta}) \right]$$

$$p_2 = p \left[\left(D'_A \cap D_B \right) \cup \left(D_A \cap D'_B \right) \right] = \frac{1}{4} \left[1 - \cos(\tilde{\Delta}) \right]$$

它完全再现了事件 1 和 2 的概率。另一方面，对于非同时发生的事件，我们得到

$$p_1 = p \left[\left(D_A \cap D_B \right) \cup \left(D'_A \cap D'_B \right) \right] = \frac{1}{4}$$

$$p_2 = p \left[\left(D'_A \cap D_B \right) \cup \left(D_A \cap D'_B \right) \right] = \frac{1}{4}$$

这也对应于事件 3 和 4 的概率。

这里描述的在非线性晶体上通过参数下转换产生的光子对的见解也可以用于研究标量质量粒子衰变中产生的光子对 (或 Z 玻色子)，例如，正电子子或中性介子。至此，我们完全构造出了一个符合条件的 ZZQ 空间，其中概率维是 p_1, p_2, p_3, p_4 的耦合，余下五个维度均为全集。

习题

1. 思考本节内容与能量守恒定律破缺的联系。

第五章

永动机的理论模型

本章内容购买正版纸质书籍后方可阅读。

第六章

永动力学与统一场论

标准模型和重力的所有场都统一为一个 E8 主纤维丛连接。E8 李代数的非紧实形式具有 G2 和 F4 子代数，它们分解为强相互作用 SU(3)、电弱相互作用 SU(2) × U(1)、引力 SO(3,1)、规范希格斯粒子以及相互关联的三代费米子。这些 E8 超连接的 1-形式和 Grassmann 值部分的相互作用和动态由曲率描述并作用于一个四维的基流形。

我们存在于一个由数学描述的宇宙中。但是什么是数学呢？尽管考虑到宇宙可能是所有数学的物理实例是很有趣的，有一个限制可能性的经典原则：宇宙的数学应该很漂亮。对自然的成功描述应该是简洁、优雅、统一的符合经验的数学结构。数百年的理论和实验工作产生了极其成功的描述我们世界的一对数学理论：量子场论描述的粒子和相互作用的标准模型是卓越预测的典范，而广义相对论则是一种建立在纯几何基础上的引力理论，非常优雅并且在其适用范围内有效。任何在基础上描述自然的尝试必须重现这些成功的理论，而实现统一的最明智的做法是用尽可能少的新数学机制来扩展它们。我们越偏离这些经过实验验证的基础，我们的数学就越不可能与现实相符。在没有新的实验数据的情况下，我们应该非常小心，只有在提供清晰的数学结构时才接受复杂的数学结构。我们应该尽可能削减和统一现有的结构，标准模型和广义相对论是我们最好的数学描述。通过考虑这两种理论并遵循我们的指导原则，我们将走向美好的统一。

本章的内容曾由 A. Garrett Lisi 提出，其思想与本文档如出一辙，下面简述其概要。

6.1 标准模型：进一步的理论

简单李代数的结构被它的根系统所描述。一个 **Cartan 代数** 定义为由 R 的最大交换生成集 T_a 张成的一个 N 维的李代数，作为向量空间包含 R 维子空间。我们有

$$[T_a, T_b] = T_a T_b - T_b T_a = 0 (\forall 1 \leq a, b \leq R)$$

(R 是李代数的秩) 每一个 Cartan 代数中的元素 $C = C^a T_a$ 都通过李括号线性地作用在李代数的其余部分上 (即伴随作用)。李代数由该作用的分别对应到特征值

$$[C, V_\beta] = a_\beta V_\beta = \sum_{\alpha} i C^{\alpha} \alpha_{\alpha\beta} V_{\beta}$$

的特征向量，即根向量 V_β 张成。每个 $(N - R)$ 个非零特征值 α_β 都与 C 线性相关。由于根向量 V_β 和 Cartan 子代数的生成元集合 T_a 张成了李代数，我们有李代数的 **Cartan-Weyl 基**

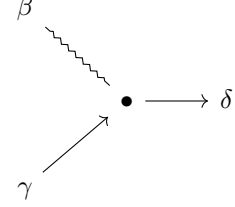
$$A = A^B T_B = A^\alpha T_\alpha + A^\beta V_\beta$$

根向量之间的李括号导出了粒子间的相互作用

$$[V_\beta, V_\gamma] = V_\delta$$

 \Leftrightarrow

$$a_\beta + a_\gamma = a_\delta$$

 \Leftrightarrow


6.2 强相互作用 G_2

胶子 $\underline{g} \in \underline{su}(3)$, 在 3 度特殊酉群中, 可以用 8 个 Gell-Mann 矩阵作为生成元来表示,

$$\begin{aligned} g &= g^A T_A = g^A \frac{i}{2} \lambda_A = C + g^\beta V_\beta \\ &= \frac{i}{2} \begin{bmatrix} g^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}g^8 & g^1 - ig^2 & g^4 - ig^5 \\ g^1 + ig^2 & -g^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}g^8 & g^6 - ig^7 \\ g^4 + ig^5 & g^6 + ig^7 & 7 & \frac{-2}{\sqrt{3}}g^8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{i}{2}g^3 + \frac{i}{2\sqrt{3}}g^8 & g^{r\bar{g}} & g^{r\bar{b}} \\ g^{\bar{r}g} & \frac{-i}{2}g^3 + \frac{i}{2\sqrt{3}}g^8 & g^{g\bar{b}} \\ g^{\bar{r}b} & g^{\bar{g}b} & \frac{-i}{\sqrt{3}}g^8 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Cartan 子代数 $C = g^3 T_3 + g^8 T_8$ 给出了根向量, 譬如

$$[C, V_{g^{g\bar{b}}}] = i(g^3(-1/2) + g^8(\sqrt{3}/2))V_{g^{g\bar{b}}}$$

$$V_{g^{g\bar{b}}} = (T_7 - iT_6) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \text{ and } g^{g\bar{b}} = g^{\bar{g}b} V_{g^{g\bar{b}}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & g^{\bar{g}b} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

结论显而易见。我们将这些夸克包含在一个简单的例外李代数 g_2 中, 而不仅仅是在某些表示中用 $su(3)$ 作用于它们。为夸克指定表示的必要性已经被消除——这是数学结构的一种重大简化。我们将看到, 这种简化不仅发生在 g_2 中的夸克上, 而且发生在标准模型中的所有费米子上。

一般来说, 我们可以通过从李代数的根系统开始, 旋转它直到多个根在平行线上匹配, 然后沿着这些线将根系统折叠到一个低维的嵌入空间投影来找到子代数。由于立方八面体是 $so(6)$ 的根系统, 我们通过在 $so(6)$ 的 Cartan 子代数中沿着一个 $u(1)$ 投影得到了 g_2 :

$$so(6) = su(4) = u(1) + su(3) + 3 + \bar{3} \rightarrow u(1) + g_2$$

6.3 重弱作用 F_4

其他规范场之间的相互作用更复杂，并与强胶子分离。最重要的是，弱 W 只作用于左手性费米子，这是由它们的引力和 $so(3, 1)$ 量子数决定的。此外，希格斯粒子 ϕ 需要与引力框架 e 结合，以使 1-形式与电弱规范场和费米子正确地相互作用。这些相互作用意味着，作用于坐标系的自旋连接和作用于希格斯粒子的电弱规范场必须结合在一个重力弱规范群中。这种统一的最佳候选是 $so(7, 1)$ 。如下：

$$so(7, 1) = so(3, 1) + so(4) + (4 \times 4) = so(3, 1) + (su(2)_L + su(2)_R) + (4 \times (2 + \bar{2}))$$

6.4 统一模型 E_8

本研究中提出的理论是标准模型和重力的一个异常简单的统一。所有已知的场都是 E_8 主纤维丛的一部分，

$$A = (12\omega + 41e\phi + W + B1) + (B2 + w + x + g) + (\nu e + e + u + d) + (\nu\mu + \mu + c + s) + (\nu\tau + \tau + t + b)$$

与 Pati-Salam $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4)$ 大统一理论一致，由 E_8 的结构提出了大量的新场。这些相互作用是用这种连接的曲率来描述的，

$$F = dA + \frac{1}{2}[A, A]$$

粒子量子数对应于八维 E_8 多面体的顶点。这个结构表明三个费米子代由三位性相关，

$$Te = \mu, T\mu = \tau, T\tau = e$$

一切的作用，手工选择与标准模型一致，简明地表示为改进的 BF 理论作用，

$$S = \int \left\langle \underline{BF} + \frac{\pi}{4} \underline{B}_G \underline{B}_G \gamma - \underline{B}' * \underline{B}' \right\rangle$$

总之，所有的东西都是用 E_8 主纤维丛的纯几何来描述的，这可能是数学中最美丽的结构。

6.5 总结

有大量的巧合完全正确地工作，允许所有已知的场被统一为一个整体。12 和 14 的因子将自旋连接和规范 Higgs 粒子相耦合，得到了弯曲时空中引力 Riemann 曲率和协变 Dirac 导数的正确表达式。在重力弱 $so(7, 1)$ 下，费米子在手性表示中完美地结合在一起，而规范 Higgs 粒子具有所有正确的相互作用，自然得到一个 ϕ^4 势，并产生一个正的宇宙常数。最后，最令人印象深刻的是，标准模型的所有场和重力与 E_8 的拟合非常紧密。 E_8 的结构精确地决定了已知费米子的旋量多重结构。

本章提出的理论代表了一个全面的统一程序，描述了标准模型的所有领域和重力作为一个独特的美丽的数学结构的一部分。主纤维丛连接及其曲率描述了 E_8 流形如何在时空中扭曲和翻转，通过纯几何再现了所有已知的场和动力学。这个理论的某些方面还没有被完全理解，在它们被理解之前，应该用适当的怀疑来对待它。但是，目前该理论与标准模型和重力的匹配非常优秀。未来的工作将加强与已知物理的相关性，并对大型强子对撞机产生成功的预测，或者该理论将遇到与自然的致命矛盾。缺乏无关的

结构和自由参数确保了可测试的预测，所以它要么成功，要么惊人地失败。如果 E8 理论作为万有理论完全成功，那么我们的宇宙就是一个非常美丽的形状。

习题

1. 试使用大型强子对撞机检验本章理论的正确性。 提示 可能需要一定的资金。

第七章

Goldbach 猜想之证明(Dokin, 2022)

定理 7.0.1 (Goldbach 定理) $\forall n \in 2\mathbb{Z}_{\geq 1}$, s.t. $\exists p + q = n$, 其中 p, q 为素数。

证明 (Dokin, 2022) 假定一个复平面, 并令之处于虚空 \mathcal{U} 中。假定应征偶数 $m = \cos \frac{n\pi}{2} + i \sin \frac{n\pi}{2}$, 注意到虚功原理 (此处用三角矢表达):

$$E_{\text{void}} = v \cdot \overrightarrow{\cos \theta} + i \sin \theta \cdot i \Xi$$

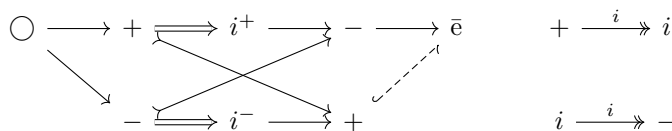
于是 $L_x = LA\sqrt{1 - v^2/c^2}$, 当 $v \uparrow c$ 时, 我们有

$$\frac{E_{\text{void}}}{O \arg \theta} = (\cos \theta, \cos i) \text{robge} \times m$$

从而 $m = 2n$, 下面证明 $n_i \neq n_j$ 为素数。根据 ZZQ、JZQ、THR 提出的理论, 零能量宇宙中超弦空泡可以发生虚粒子能力歧化, 产生两种极性的能量, 此时正负物质虚化为平行反物质。

再由 YYC 悖论, $I = \arg q_0 \times \arg \theta \sum \int_b^r (x^3 + \iota) \equiv 2i \pmod{\arg \theta}$

此时容易看出 $n_i \neq n_j$, 故偶数可以写为两个素数之和。下面证明必要性:



如上图, 将 \mathcal{U} 逆时针旋转后产生虚功, 有 $i + j = 2n^2$, 从而 n^2 为偶数, 得证。

□

习题

1. 试证明 Riemann 猜想: Riemann ζ 函数的非平凡零点实部均为 $1/2$ 。
2. 试证明 Collatz 猜想: 对于任意一个正整数 n , 若它为奇数则乘以 3 后加一, 若它为偶数则除以 2, 如此操作有限次后必然得到 1。

符号索引

C , 7
 c , 3, 5
 C_4 , 5

e_π , 7
 ϵ_0 , 7
 Et , 5

g , 7
 γ , 3
 h , 8
 \bar{h} , 9
 \mathcal{M}_e , 3
 \mathcal{U}_{\max} , 8

W^\pm , 7
 \mathcal{X}_a , 11
 \mathcal{Y}_ϵ , 5
 Z , 7

名词索引暨英译

中文术语按汉语拼音排序.

B

半以太系 (semi ether system), 3
不确定性原理 (the Uncertainty Principle), 8

C

Cartan 代数 (Cartan algebra), 21
Cartan-Weyl 基 (Cartan-Weyl basis), 21

D

电荷 (electric charge), 7
第二类童合焯变换 (the second Tonhei transform), 5
Dirac 常量 (the Dirac's constant), 9
Dokin 条件 (the Dokin condition), 9
多元宇宙 (the Multiverse), 8

E

Edax 常量 (Edax constant), 5

F

费米子 (Fermions), 7
非同时事件 (non-simultaneous events), 16
Franson 实验 (the Franson Experiment), 15

G

概率维 (probability dimension), 8
Goldbach 定理 (Goldbach's Theorem), 25
规范玻色子 (gauge boson), 7

H

Higgs 粒子 (Higgs particle), 7
Hilbert 空间 (Hilbert space), 15

J

伽利略变换 (Galilean transformation), 3
基本粒子分类定理 (Elementary Particle Classification Theorem), 7

晶格 (lattice), 4
聚合物 (polymer), 4

K

库伦 (Cullen), 7

L

粒子 (particle), 7

M

迈克尔逊-莫雷实验 (Michelson-Morley Experiment), 3

N

n-晶胞 (n-cell), 6
n-网格 (n-grid), 6

P

Planck 常量 (the Planck's constant), 8

Q

强共轭定理 (the Strong Conjugate Theorem), 9
全宇宙 (the Whole Universe), 8

S

三角矢 (triangular vector), 12
实空间坐标 (read-space coordinate), 8
实时间 (read time), 8
手性 (chirality), 7
SYY 定理 (SYY's Theorem), 3

T

童合焯变换 (Tonhei transform), 5
童合焯定理 (Tonhei's Theorem), 5
同时事件 (simultaneous events), 16

W

网格 (grid), 4

X

Xavier 图表 (the Xavier's diagram), 11
虚功原理 (d'Alembert's principle), 13
虚空 (void), 11
虚空势能 (void potential), 11
虚空势能定理 (void potential theorem), 12
虚粒子 (imaginary particle), 7
虚时间 (imaginary time), 8
虚宇宙 (imaginary universe), 8

Y

叶达克斯常量 (Edax's constant), 5
引力子 (graviton), 7
以太 (ether), 3

以太功 (ether work), 4

以太功定理 (the Theorem of ether Work), 4

以太势能 (ether potential), 11

以太系 (ether system), 3

以太正则量 (ether canonical quantity), 5

宇宙 (universe), 8

Z

真空电导率 (vacuum conductivity), 7

质量 (mass), 7

自旋 (spin), 7

坐标 (coordinate), 8

ZZQ 空间 (ZZQ space), 8