PPT 写法

利用已有主题实现自己的主题

吴昭

Email: 5706@qq.com

重庆科技学院 电气工程学院

2020-08-01

目录

前言

- **Prerequisitesheight 预修课程:**
  - 电磁场
  - 电机学
- **Textbook 教材:**
  - 周衍柏 《理论力学》
  - 郭硕鸿 《电动力学》
- **Reference Books 参考书:**
  - 朗道 理论力学
  - Griffiths Introduction to Electrodynamics

前言

- **Prerequisitesheight 预修课程:**
  - 电磁场
  - 电机学
- **Textbook 教材:**
  - 周衍柏 《理论力学》
  - 郭硕鸿 《电动力学》
- **Reference Books 参考书:**
  - 朗道 理论力学
  - Griffiths Introduction to Electrodynamics

前言

- **Prerequisitesheight 预修课程:**
  - 电磁场
  - 电机学
- **Textbook 教材:**
  - 周衍柏　《理论力学》
  - 郭硕鸿　《电动力学》
- **Reference Books 参考书:**
  - 朗道　理论力学
  - Griffiths　Introduction to Electrodynamics

Contents

使用已有主题的方法

可以直接点击该链接已有的主题样式和主题颜色。横栏表示主题颜色，纵栏表示主题样式。将想套用的主题样式和颜色放到 usethemeSzeged 和 usecolorthemebeaver 中即可。

带编号的公式

现在展示一个带编号的公式：

$$f(x) = \frac{\mathrm{e}^{2x}}{\sin x} \tag{2.1}$$

不带编号的公式

另外再展示一个不带编号的公式。

$$e^{i\pi} + 1 = 0$$

行内公式

以及一个行内公式 $a^2 + b^2 = c^2$.

列表

这是无序列表的样式，及逐条展示的功能。

- 无序列表标号 1
- 无序列表标号 2

列表

这是无序列表的样式，及逐条展示的功能。

- 无序列表标号 1
- 无序列表标号 2

有序列表

这是有序列表的样式及一次性的逐条展示功能。

1. 这是 1
2. 这是 2

有序列表

这是有序列表的样式及一次性的逐条展示功能。

1. 这是 1
2. 这是 2

块环境

Beamer 介绍

Beamer 是 LaTeX 的一个文档类，主要用于学术报告幻灯片的制作，优点是跨平台性好，支持 Windows， Mac 等。导出的格式就是 PDF。

Beamer 介绍

$$\begin{cases} f(x) = 2x + b \\ g(x) = x + 9 \end{cases} \tag{4.1}$$

MATLAB 代码

```
^^I% 绘制图形
^^Ix = 1 : 0.01 : 5;
^^Iy = sin(x);
^^Iplot(x, y)
^^I
```

MATLAB 代码

```
import tensorflow as tf
 x = 1 : 0.01 : 5;
```

Contents

- 背景与存在问题
- 解决办法

背景，问题

- 惯性参照系：使牛顿力学成立的参照系
- 牛顿力学的时空观：伽利略变换

$$t' = t, \tag{7.1}$$
$$x' = x + vt, \tag{7.2}$$
$$y' = y, \tag{7.3}$$
$$z' = z. \tag{7.4}$$

- 伽利略相对性原理：

背景，问题

- 惯性参照系：使牛顿力学成立的参照系
- 牛顿力学的时空观：伽利略变换

$$t' = t, \tag{7.1}$$

$$x' = x + vt, \tag{7.2}$$

$$y' = y, \tag{7.3}$$

$$z' = z. \tag{7.4}$$

- 伽利略相对性原理：

背景，问题

- 惯性参照系：使牛顿力学成立的参照系
- 牛顿力学的时空观：伽利略变换

$$t' = t, \tag{7.1}$$
$$x' = x + vt, \tag{7.2}$$
$$y' = y, \tag{7.3}$$
$$z' = z. \tag{7.4}$$

- 伽利略相对性原理：

HISTORY

- 惯性系问题
- 速度无穷大问题
- 电磁波：波动介质问题，波速问题

$$\left.\begin{array}{l}\nabla\cdot\boldsymbol{E}=\frac{\rho}{\epsilon_0}\\ \nabla\times\boldsymbol{B}=\mu_0\boldsymbol{J}+\mu_0\epsilon_0\frac{\partial E}{\partial t},\\ \nabla\cdot\boldsymbol{B}=0\\ \nabla\times\boldsymbol{E}=-\frac{\partial B}{\partial t}\end{array}\right\}\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0\cos(kx-\omega t), \tag{7.5}$$

$$c=\frac{\omega}{k}=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}$$

History

- 惯性系问题
- 速度无穷大问题
- 电磁波：波动介质问题，波速问题

$$\left.\begin{aligned} &\nabla\cdot\boldsymbol{E}=\frac{\rho}{\epsilon_0}\\ &\nabla\times\boldsymbol{B}=\mu_0\boldsymbol{J}+\mu_0\epsilon_0\frac{\partial E}{\partial t},\\ &\nabla\cdot\boldsymbol{B}=0\\ &\nabla\times\boldsymbol{E}=-\frac{\partial B}{\partial t}\end{aligned}\right\}\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0\cos(kx-\omega t), \tag{7.5}$$

$$c=\frac{\omega}{k}=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}$$

History

- 惯性系问题
- 速度无穷大问题
- 电磁波: 波动介质问题, 波速问题

$$\left.\begin{array}{l}\nabla \cdot \boldsymbol{E}=\frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla \times \boldsymbol{B}=\mu_0 \boldsymbol{J}+\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \boldsymbol{B}=0 \\ \nabla \times \boldsymbol{E}=-\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}\end{array}\right\} \boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0 \cos (k x-\omega t), \tag{7.5}$$

$$c=\frac{\omega}{k}=\frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$$

如何解决?

- 光速不变原理
- 狭义相对性原理: 一切物理规律在不同惯性系下形式相同

如何解决?

- 光速不变原理
- 狭义相对性原理：一切物理规律在不同惯性系下形式相同

Contents

- 光速不变性导致间隔不变性
- 由间隔不变，导出洛伦兹变换

事件，由光信号联系着的事件

- 事件 (ct, x, y, z). 两个由光联系着的事件，在 Σ 与 Σ' 中分别有

$$c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0 = c^2t'^2 - x'^2 - y'^2 - z'^2. \tag{8.1}$$

- 一般情况下，$c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 \neq 0$, then what is the relationship between them?
- So we still have

$$c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = c^2t'^2 - x'^2 - y'^2 - z'^2.$$

事件，由光信号联系着的事件

- 事件 (ct, x, y, z). 两个由光联系着的事件，在 Σ 与 Σ' 中分别有

$$c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0 = c^2t'^2 - x'^2 - y'^2 - z'^2. \tag{8.1}$$

- 一般情况下，$c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 \neq 0$, then what is the relationship between them?
- So we still have

$$c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = c^2t'^2 - x'^2 - y'^2 - z'^2.$$

事件，由光信号联系着的事件

- 事件 (ct, x, y, z). 两个由光联系着的事件，在 Σ 与 Σ' 中分别有

$$c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0 = c^2t'^2 - x'^2 - y'^2 - z'^2. \tag{8.1}$$

- 一般情况下，$c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 \neq 0$, then what is the relationship between them?
- So we still have

$$c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = c^2t'^2 - x'^2 - y'^2 - z'^2.$$

某个空间下最重要的不变性/标量：间隔

- 因为 $c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2$ 这个量的特殊性、重要性，我们将它起个名字，叫间隔，记为

$$ds^2 = c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \tag{8.2}$$

- 逆变矢量 $x^\mu = (ct, x, y, z)$,
  协变矢量 $x_\mu = (ct, -x, -y, -z)$,
- 所以我们可得

$$ds^2 = dx^\mu dx_\mu.$$

某个空间下最重要的不变性/标量：间隔

- 因为 $c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2$ 这个量的特殊性、重要性，我们将它起个名字，叫间隔，记为

$$ds^2 = c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \tag{8.2}$$

- 逆变矢量 $x^\mu = (ct, x, y, z)$，
  协变矢量 $x_\mu = (ct, -x, -y, -z)$，
- 所以我们可得

$$ds^2 = dx^\mu dx_\mu.$$

某个空间下最重要的不变性/标量：间隔

- 因为 $c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2$ 这个量的特殊性、重要性，我们将它起个名字，叫间隔，记为

$$ds^2 = c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \tag{8.2}$$

- 逆变矢量 $x^\mu = (ct, x, y, z)$,
  协变矢量 $x_\mu = (ct, -x, -y, -z)$,
- 所以我们可得

$$ds^2 = dx^\mu dx_\mu.$$

不同时空具有不同的度规

- 我们引入以下二阶对称张量

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}, \tag{8.3}$$

称为度规,

- 就可将间隔进一步表为

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu .$$

- 度规在广义相对论中，具有更重要的作用.

不同时空具有不同的度规

- 我们引入以下二阶对称张量

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}, \tag{8.3}$$

称为度规,

- 就可将间隔进一步表为

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu .$$

- 度规在广义相对论中，具有更重要的作用.

不同时空具有不同的度规

- 我们引入以下二阶对称张量

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}, \tag{8.3}$$

  称为度规,
- 就可将间隔进一步表为

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu .$$

- 度规在广义相对论中, 具有更重要的作用.

事件变换的一般关系

- 简单分析，不难得知，两个惯性坐标系中看同一个事件的坐标关系为

$$
\begin{aligned}
ct' &= act + bx, && (8.4)\\
x' &= Act + Bx, && (8.5)\\
y' &= y, && (8.6)\\
z' &= z. && (8.7)
\end{aligned}
$$

- 利用间隔不变性 $c^2t'^2 - x'^2 = c^2t^2 - x^2$，即有

$$
\left.\begin{array}{r}
a^2 - A^2 = 1 \\
b^2 - B^2 = -1 \\
ab - AB = 0
\end{array}\right\} \Rightarrow \left\{\begin{array}{l}
a = B, A = b, \\
a^2 - b^2 = 1.
\end{array}\right.
$$

事件变换的一般关系

- 简单分析，不难得知，两个惯性坐标系中看同一个事件的坐标关系为

$$
\begin{aligned}
ct' &= act + bx, && (8.4)\\
x' &= Act + Bx, && (8.5)\\
y' &= y, && (8.6)\\
z' &= z. && (8.7)
\end{aligned}
$$

- 利用间隔不变性 $c^2t'^2 - x'^2 = c^2t^2 - x^2$，即有

$$
\left.\begin{aligned}
a^2 - A^2 &= 1\\
b^2 - B^2 &= -1\\
ab - AB &= 0
\end{aligned}\right\} \Rightarrow \left\{\begin{aligned}
a = B, A = b,\\
a^2 - b^2 = 1.
\end{aligned}\right.
$$

洛伦兹变换

- 由前述结果，可将变换进一步整理作

$$ct' = act + bx, \tag{8.8}$$

$$x' = bct + ax; \tag{8.9}$$

注意其中 $a^2 - b^2 = 1$.

- Σ' 中看自己原点的坐标恒为 0，Σ 中看它是 $-vt$，于是我们有

$$0 = bct - avt; \tag{8.10}$$

即

$$\frac{b}{a} = \frac{v}{c} := \beta.$$

洛伦兹变换

- 由前述结果，可将变换进一步整理作

$$ct' = act + bx, \tag{8.8}$$
$$x' = bct + ax; \tag{8.9}$$

注意其中 $a^2 - b^2 = 1$.

- Σ' 中看自己原点的坐标恒为 0，Σ 中看它是 $-vt$，于是我们有

$$0 = bct - avt; \tag{8.10}$$

即

$$\frac{b}{a} = \frac{v}{c} := \beta.$$

洛伦兹变换

- 由前述结果，我们最终解得

$$a = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} := \gamma, \tag{8.11}$$

$$b = \frac{v/c}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \beta\gamma. \tag{8.12}$$

洛伦兹变换

- So at last, we get the final form of the Lorentz transformation:

$$\begin{cases} ct' = \dfrac{ct + \frac{v}{c}x}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \\ x' = \dfrac{vt + x}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \\ y' = y, \\ z' = z; \end{cases} \tag{8.13}$$

- Lorentz boost.

洛伦兹变换

- So at last, we get the final form of the Lorentz transformation:

$$\begin{cases} ct' = \dfrac{ct + \frac{v}{c}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \\ x' = \dfrac{vt + x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \\ y' = y, \\ z' = z; \end{cases} \tag{8.13}$$

- Lorentz boost.

洛伦兹变换

- 我们还可将上述变换用矩阵形式表为

$$\begin{bmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & \beta\gamma & 0 & 0 \\ \beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix}; \tag{8.14}$$

Contents

- 动尺收缩，车库佯谬；动“程”延缓，孪生子佯谬
- 时空图，因果律，同时的相对性
- 抵达宇宙尽头；与过去人与未来人互动

动尺收缩

- 洛伦兹变换，将使我们发现一个全新的世界观；同时，像两个铁球同时落地一样，它将再一次更深刻地警醒我们：感官体验是粗浅的，更精确的规律依赖于更精确的现象的获得.
- 我们假设，Σ' 系上有一根棍，长为 L'，问，在 Σ 上看来，它长 L 是多少？

$$x_1' = \gamma\beta ct + \gamma x_1, \tag{9.1}$$

$$x_2' = \gamma\beta ct + \gamma x_2, \tag{9.2}$$

两式相减即得

$$L' = \gamma L, or\ L = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} L'.$$

动尺收缩

- 洛伦兹变换，将使我们发现一个全新的世界观；同时，像两个铁球同时落地一样，它将再一次更深刻地警醒我们：感官体验是粗浅的，更精确的规律依赖于更精确的现象的获得.
- 我们假设，Σ' 系上有一根棍，长为 L'，问，在 Σ 上看来，它长 L 是多少？

$$x_1' = \gamma\beta ct + \gamma x_1, \tag{9.1}$$
$$x_2' = \gamma\beta ct + \gamma x_2, \tag{9.2}$$

两式相减即得

$$L' = \gamma L, or\ L = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} L'.$$

关于长度的几个佯谬

- 车库到底能不能装下车子？两端下雨的同时/不同时性；
- 长棍到底会不会掉下冰缝？重力改成两个人拉（重力想象成两个一直拉，下四同）；拉的同时/不同时性；
- 电路到底会不会被接通？光传播有时间；
- 潜水艇是上浮还是下沉？重力全向心或无重力下，无浮力；地面上（海洋不下坠情况下）：浮力不基本，是由大量水分子向下运动产生的，光速穿行的飞船，水分子来不及下移，浮力规律不再是老样子．前面说的，有待商榷．浮力对上下面的作用，可以看成是瞬时的．实现情况，水在艇推动下产生形变与力，不构成疑难；在水是理想水的情况下，这意思就是，推开静之水/阻碍物，却不受到任何反作用，假设错误．所以即便存在理想水（被压不爆炸），也不存在这种理想移动．

关于长度的几个佯谬

- 车库到底能不能装下车子？两端下雨的同时/不同时性;
- 长棍到底会不会掉下冰缝？重力改成两个人拉（重力想象成两个一直拉，下四同）；拉的同时/不同时性;
- 电路到底会不会被接通？光传播有时间;
- 潜水艇是上浮还是下沉？重力全向心或无重力下，无浮力；地面上（海洋不下坠情况下）：浮力不基本，是由大量水分子向下运动产生的，光速穿行的飞船，水分子来不及下移，浮力规律不再是老样子．前面说的，有待商榷．浮力对上下面的作用，可以看成是瞬时的．实现情况，水在艇推动下产生形变与力，不构成疑难；在水是理想水的情况下，这意思就是，推开静之水/阻碍物，却不受到任何反作用，假设错误．所以即便存在理想水（被压不爆炸），也不存在这种理想移动．

关于长度的几个佯谬

- 车库到底能不能装下车子？两端下雨的同时/不同时性;
- 长棍到底会不会掉下冰缝？重力改成两个人拉 (重力想象成两个一直拉，下四同); 拉的同时/不同时性;
- 电路到底会不会被接通？光传播有时间;
- 潜水艇是上浮还是下沉？重力全向心或无重力下，无浮力; 地面上 (海洋不下坠情况下): 浮力不基本，是由大量水分子向下运动产生的，光速穿行的飞船，水分子来不及下移，浮力规律不再是老样子．前面说的，有待商榷．浮力对上下面的作用，可以看成是瞬时的．实现情况，水在艇推动下产生形变与力，不构成疑难; 在水是理想水的情况下，这意思就是，推开静之水/阻碍物，却不受到任何反作用，假设错误．所以即便存在理想水 (被压不爆炸)，也不存在这种理想移动．

关于长度的几个佯谬

- 车库到底能不能装下车子？两端下雨的同时/不同时性；
- 长棍到底会不会掉下冰缝？重力改成两个人拉 (重力想象成两个一直拉，下四同)；拉的同时/不同时性；
- 电路到底会不会被接通？光传播有时间；
- 潜水艇是上浮还是下沉？重力全向心或无重力下，无浮力；地面上 (海洋不下坠情况下)：浮力不基本，是由大量水分子向下运动产生的，光速穿行的飞船，水分子来不及下移，浮力规律不再是老样子．前面说的，有待商榷．浮力对上下面的作用，可以看成是瞬时的．实现情况，水在艇推动下产生形变与力，不构成疑难；在水是理想水的情况下，这意思就是，推开静之水/阻碍物，却不受到任何反作用，假设错误．所以即便存在理想水 (被压不爆炸)，也不存在这种理想移动．

动“程”延缓，孪生子佯谬

- 我们假设在 Σ 系上某固定点处，发生一段进程，如吸烟，则有

$$ct_1' = \gamma c t_1 + \beta\gamma x, \tag{9.3}$$

$$ct_2' = \gamma c t_2 + \beta\gamma x, \tag{9.4}$$

进而得知

$$\Delta t' = \gamma \Delta t. \tag{9.5}$$

- 到底谁更年轻，谁更老？
- 双引信爆炸问题：会不会炸？

动“程”延缓，孪生子佯谬

- 我们假设在 Σ 系上某固定点处，发生一段进程，如吸烟，则有

$$ct'_1 = \gamma ct_1 + \beta\gamma x, \tag{9.3}$$
$$ct'_2 = \gamma ct_2 + \beta\gamma x, \tag{9.4}$$

进而得知

$$\Delta t' = \gamma \Delta t. \tag{9.5}$$

- 到底谁更年轻，谁更老？
- 双引信爆炸问题：会不会炸？

动“程”延缓，孪生子佯谬

- 我们假设在 Σ 系上某固定点处，发生一段进程，如吸烟，则有

$$ct_1' = \gamma ct_1 + \beta\gamma x, \tag{9.3}$$
$$ct_2' = \gamma ct_2 + \beta\gamma x, \tag{9.4}$$

进而得知

$$\Delta t' = \gamma \Delta t. \tag{9.5}$$

- 到底谁更年轻，谁更老？
- 双引信爆炸问题：会不会炸？

其它诸事件与某事件的间隔的分类

- 类光间隔 $ds^2 = 0$，光锥面
- 类时间隔 $ds^2 > 0$，光锥内：绝对未来，绝对过去
- 类空间隔 $dx^2 < 0$，光锥外：回到未来，突破因果？

其它诸事件与某事件的间隔的分类

- 类光间隔 $ds^2 = 0$，光锥面
- 类时间隔 $ds^2 > 0$，光锥内：绝对未来，绝对过去
- 类空间隔 $dx^2 < 0$，光锥外：回到未来，突破因果？

其它诸事件与某事件的间隔的分类

- 类光间隔 $ds^2 = 0$，光锥面
- 类时间隔 $ds^2 > 0$，光锥内：绝对未来，绝对过去
- 类空间隔 $dx^2 < 0$，光锥外：回到未来，突破因果？

因果律，相对与绝对

- 因果律不可破：有因果关系的事次序必不可变；同时相对
- 四维量的三维分量观察：长度，时间相对
- 四维间隔标量，四维坐标矢量，四维速度/动量矢量，绝对.

因果律，相对与绝对

- 因果律不可破：有因果关系的事次序必不可变；同时相对
- 四维量的三维分量观察：长度，时间相对
- 四维间隔标量，四维坐标矢量，四维速度/动量矢量，绝对.

因果律, 相对与绝对

- 因果律不可破: 有因果关系的事次序必不可变; 同时相对
- 四维量的三维分量观察: 长度, 时间相对
- 四维间隔标量, 四维坐标矢量, 四维速度/动量矢量, 绝对.

抵达宇宙尽头；与过去人与未来人互动

抵达宇宙尽头；与过去人与未来人互动

back

Contents

- 相对论力学：从四维协变量到质能等价
- 电磁学天生相对论协变

四维速度矢量

- 除了坐标四维矢量外，最简单的是速度四维矢量后者定义为

$$V^{\mu} := \frac{dx^{\mu}}{d\tau} = \gamma \frac{dx^{\mu}}{dt} = \gamma(c, \boldsymbol{V}). \tag{10.1}$$

- 为什么这样做？验证：两个矢量合成一个标量：

$$V^{\mu} V_{\mu} = \gamma^2 c^2 - \gamma^2 V^2 = c^2.$$

四维速度矢量

- 除了坐标四维矢量外，最简单的是速度四维矢量后者定义为

$$V^\mu := \frac{dx^\mu}{d\tau} = \gamma\frac{dx^\mu}{dt} = \gamma(c, \boldsymbol{V}). \tag{10.1}$$

- 为什么这样做？验证：两个矢量合成一个标量：

$$V^\mu V_\mu = \gamma^2 c^2 - \gamma^2 V^2 = c^2.$$

四维动量矢量

- 于是，动量四维矢量我们定义如下

$$
\begin{aligned}
p^{\mu} :=& m_0 V^{\mu} = (\gamma m_0 c, \gamma m_0 \boldsymbol{V}) \\
=& (\frac{\gamma m_0 c^2}{c}, \boldsymbol{p}) = (\frac{E}{c}, \boldsymbol{p});
\end{aligned}
\tag{10.2}
$$

- 上式中取 $E = \gamma m_0 c^2$ 的原因，是作泰勒展开可以发现 $\gamma m_0 c^2 = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2 + \cdots$.

四维动量矢量

- 于是，动量四维矢量我们定义如下

$$
\begin{aligned}
p^\mu :=& m_0 V^\mu = (\gamma m_0 c, \gamma m_0 \boldsymbol{V}) \\
=& (\frac{\gamma m_0 c^2}{c}, \boldsymbol{p}) = (\frac{E}{c}, \boldsymbol{p});
\end{aligned}
\tag{10.2}
$$

- 上式中取 $E = \gamma m_0 c^2$ 的原因，是作泰勒展开可以发现 $\gamma m_0 c^2 = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2 + \cdots$.

伟大的质能等价现身

- 于是我们发现，当物体静止时，仍有

$$E_0 = m_0 c^2 \tag{10.3}$$

的能量，这称为质能等价；

- 而 $\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m_0^2 c^2$，即

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4,$$

称为能动关系.

伟大的质能等价现身

- 于是我们发现，当物体静止时，仍有

$$E_0 = m_0 c^2 \tag{10.3}$$

的能量，这称为质能等价；

- 而 $\frac{E^2}{c^2} - \boldsymbol{p}^2 = m_0^2 c^2$，即

$$E^2 = \boldsymbol{p}^2 c^2 + m_0^2 c^4,$$

称为能动关系.

麦克斯韦方程的洛伦兹协变形式

- 问：电磁学规律，即麦克斯韦方程，是否洛伦兹协变？
- 麦克斯韦方程可写为

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = \mu_0 J^\nu, \tag{10.4}$$

$$\partial_\mu F_{\nu\rho} + \partial_\nu F_{\rho\mu} + \partial_\rho F_{\mu\nu} = 0; \tag{10.5}$$

即电磁学规律天生是四维协变的.

麦克斯韦方程的洛伦兹协变形式

- 问：电磁学规律，即麦克斯韦方程，是否洛伦兹协变？
- 麦克斯韦方程可写为

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = \mu_0 J^\nu, \tag{10.4}$$

$$\partial_\mu F_{\nu\rho} + \partial_\nu F_{\rho\mu} + \partial_\rho F_{\mu\nu} = 0; \tag{10.5}$$

即电磁学规律天生是四维协变的.

麦克斯韦方程的洛伦兹协变形式

- 万有引力如何?
- Welcome to the lessons of 童校长!

麦克斯韦方程的洛伦兹协变形式

- 万有引力如何?
- Welcome to the lessons of 童校长!

Contents

- 能动关系：量子化的出发点
- 自旋与场的关系

非相对论量子力学

- 一般所谓的量子力学，指的是非相对论量子力学. How to get the Schrodinger's equation?
- 替换原则：在经典能动关系 $T+V=E$ 中作代换 $\boldsymbol{p}\to -i\hbar\nabla$，$E\to i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$，并作用在波函数上，就得

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2+V\right)\psi(\boldsymbol{r},t)=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\boldsymbol{r},t) \tag{11.1}$$

此即薛定谔方程.

非相对论量子力学

- 一般所谓的量子力学, 指的是非相对论量子力学. How to get the Schrodinger's equation?
- 替换原则: 在经典能动关系 $T+V=E$ 中作代换 $\boldsymbol{p} \to -i\hbar\nabla$, $E \to i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$, 并作用在波函数上, 就得

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2+V\right)\psi(\boldsymbol{r},t)=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\boldsymbol{r},t) \tag{11.1}$$

此即薛定谔方程.

相对论量子力学

- 相对论能动关系，我们再次写出为

$$p^2 = p^\mu p_\mu = m^2c^2, or\ p^2 - m^2 = 0. \tag{11.2}$$

- 仍按之前的替换原则，或现在紧凑地写为 $p^\mu = i\partial^\mu$，$p_\mu = i\partial_\mu$，并作用在波函数上，就得

$$(\partial^2 + m^2)\phi = 0. \tag{11.3}$$

此即 Klein-Gordon 方程.

相对论量子力学

- 相对论能动关系，我们再次写出为

$$p^2 = p^\mu p_\mu = m^2c^2, or\ p^2 - m^2 = 0. \tag{11.2}$$

- 仍按之前的替换原则，或现在紧凑地写为 $p^\mu = i\partial^\mu$, $p_\mu = i\partial_\mu$，并作用在波函数上，就得

$$(\partial^2 + m^2)\phi = 0. \tag{11.3}$$

此即 Klein-Gordon 方程.

自旋与场的关系：群表示论

- 双曲三角函数有

$$\begin{aligned} \cosh x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}, \ \sinh = \frac{e^x - e^{-x}}{2}; \\ \cosh^2 x - \sinh^2 x = 1; \end{aligned} \tag{11.4}$$

- 而我们恰有 $\gamma^2 - (\beta\gamma)^2 = 1$, 所以若我们令

$$\gamma = \cosh\zeta, \ \beta\gamma = \sinh\zeta,$$

就可得

自旋与场的关系：群表示论

- 双曲三角函数有

$$\begin{aligned} \cosh x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}, \ \sinh = \frac{e^x - e^{-x}}{2}; \\ \cosh^2 x - \sinh^2 x = 1; \end{aligned} \tag{11.4}$$

- 而我们恰有 $\gamma^2 - (\beta\gamma)^2 = 1$, 所以若我们令

$$\gamma = \cosh\zeta, \ \beta\gamma = \sinh\zeta,$$

就可得

自旋与场的关系：群表示论

$$
\begin{bmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh\zeta & \sinh\zeta & 0 & 0 \\ \sinh\zeta & \cosh\zeta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix}
$$

$$
= \exp \begin{bmatrix} 0 & \zeta & 0 & 0 \\ \zeta & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix}.
$$

自旋与场的关系：群表示论

于是一个一般的洛伦兹 boost 就是

$$\begin{bmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \exp \begin{bmatrix} 0 & \zeta_x & \zeta_y & \zeta_z \\ \zeta_x & 0 & 0 & 0 \\ \zeta_y & 0 & 0 & 0 \\ \zeta_z & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix}. \tag{11.5}$$

自旋与场的关系：群表示论

洛伦兹变换的连续变换，有六个，三个 boost，以及三个旋转；后者以绕 Z 轴正方向的旋转为例，为：

$$\begin{bmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \sin\theta & 0 \\ 0 & -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix}$$

$$= \exp \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \theta & 0 \\ 0 & -\theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix}.$$

自旋与场的关系：群表示论

所以全部六个洛伦兹变换就可写为:

$$\begin{bmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \exp \begin{bmatrix} 0 & \zeta_x & \zeta_y & \zeta_z \\ \zeta_x & 0 & \theta_z & -\theta_y \\ \zeta_y & -\theta_z & 0 & \theta_x \\ \zeta_z & \theta_y & -\theta_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix}; \tag{11.6}$$

自旋与场的关系：群表示论

- 洛伦兹变换的含义？对矢量的变换作用
- 群表示得出自旋与场的关系：洛伦兹变换对其它量的变换
- 狄拉克方程的严格导出.

自旋与场的关系：群表示论

- 洛伦兹变换的含义？对矢量的变换作用
- 群表示得出自旋与场的关系：洛伦兹变换对其它量的变换
- 狄拉克方程的严格导出.

自旋与场的关系：群表示论

- 洛伦兹变换的含义？对矢量的变换作用
- 群表示得出自旋与场的关系：洛伦兹变换对其它量的变换
- 狄拉克方程的严格导出.

末片

- 感谢大家!
- 你是你的大学，与万门一起进步!

末片

- 感谢大家！
- 你是你的大学，与万门一起进步！

Contents

- Basics
- Surface modes
- Ionospheric modes
- Direct modes

Basics

Radio waves propagation characteristics depends on both the medium structure characteristic and characteristic parameters of the waves. 电波传播特性同时取决于媒质结构特性和电波的特征参量。

In the atmosphere, radio propagation is affected by the daily changes of water vapor in the troposphere and ionization in the upper atmosphere, due to the Sun. Understanding the effects of varying conditions on radio propagation has many practical applications, from choosing frequencies for international shortwave broadcasters, to designing reliable mobile telephone systems, to radio navigation, to operation of radar systems. 在大气层中，电波的传播与对流层中的水蒸气浓度以及大气层上层的带电离子浓度有关。

Basics

Radio waves propagation characteristics depends on both the medium structure characteristic and characteristic parameters of the waves. 电波传播特性同时取决于媒质结构特性和电波的特征参量。
In the atmosphere, radio propagation is affected by the daily changes of water vapor in the troposphere and ionization in the upper atmosphere, due to the Sun. Understanding the effects of varying conditions on radio propagation has many practical applications, from choosing frequencies for international shortwave broadcasters, to designing reliable mobile telephone systems, to radio navigation, to operation of radar systems. 在大气层中，电波的传播与对流层中的水蒸气浓度以及大气层上层的带电离子浓度有关。

Main Mode of Radio Propagation

Wave of certain frequency and polarization matches medium with specific conditions, and will have a dominant mode of transmission. 一定频率和极化的电波与特定媒质条件相匹配，将具有某种占优势的传播方式。

Generally, radio waves propagate in the following modes:

- Surface modes (ground wave)
- Ionospheric modes (sky wave)
- Direct modes (line-of-sight)
- Tropospheric modes

Main Mode of Radio Propagation

Wave of certain frequency and polarization matches medium with specific conditions, and will have a dominant mode of transmission. 一定频率和极化的电波与特定媒质条件相匹配，将具有某种占优势的传播方式。

Generally, radio waves propagate in the following modes:

- Surface modes (ground wave)
- Ionospheric modes (sky wave)
- Direct modes (line-of-sight)
- Tropospheric modes

Free space propagation

back

Surface modes

back

IONOSPHERIC MODES

back

Direct modes

back

Tropospheric modes

back

坚持学习，不是为了输赢。