

光子静质量及检测方法

石东平^{1,2)} 龙炳蔚¹⁾ 代洪霞^{1,3)}

(1. 重庆大学 400044 2. 重庆渝西学院 402168 3. 重庆工商大学 400013)

一、检测光子静质量的意义

首先,这对狭义相对论是一个很好的检验。我们知道,比起“惯性系地位等价”来说,“光速不变原理”在狭义相对论的理论基础中显得有些突兀,好像是爱因斯坦(Einstein)为使麦克斯韦(Maxwell)方程满足洛伦兹(Lorentz)协变而直接塞入的。不过非常凑巧的是,麦克斯韦电磁场方程刚好能够预言所有的电磁辐射在真空中都以相同的速度 c 传播,且与其频率无关。

其次,如果光子具有非零静质量,量子电动力学(QED——目前最精确最成功的量子场理论)将因失去规范不变性而不能被重整化,这时电磁势将具有实在的物理(可观测)意义。而电荷守恒将要求必须选择洛伦兹规范,换句话说,电荷守恒等价于洛伦兹规范条件。“光速最大”也因此不再成立。这些由光子非零静质量带来的后果,对现有的经典及量子电磁理论——可以毫不夸张地说——是毁灭性的。正是量子电动力学获得的巨大成功,才使得零质量光子成为物理学中默认的事实。但是,光子静质量为零始终不能由令人信服的更基本的原理导出,如果能够设计出一个精巧的实验来精确光子的零质量那就再好不过了。

第三,如果光子有非零静质量,则库仑静电力平方反比律就会发生偏差,由此而来的一系列结果是:麦克斯韦方程组必须做重大修改,电磁波具有真空色散效应,狭义相对论中的“光速不变原理”会被动摇,甚至由其建立起来的物理理论基础也会因此而受到怀疑。因此,检测光子静质量实际上是物理理论上的重大问题之一。

然而,要从实验中精确地得到光子静质量绝对等于零,或者说静电力平方反比律中的偏差值绝对等于零,那是不容易的,因为在实验中,任何检测仪器都有精度界限,由此启发我们如何改进测试手段,提高测试仪器的精度界限,同时也启发我们扩展领域,寻找新的实验验证途径和理论,从而不降低光子静质量测量值和库仑平方反比偏差值的数量级。如

果光子的静质量果真为零的话(但目前我们不知道),那么验证光子静质量为零的实验会永远进行下去。因为实验精度虽然随着科学技术的发展而提高,但永远不可能没有误差!目前一般认为,如果能将光子静质量实验上限降低到 $10^{-65} \sim 10^{-70} \text{g}$ 的量级,就可以得出光子静质量不会对现有理论产生有意义影响的结论。

二、检测光子静质量的理论假设

在量子场论中,麦克斯韦场是自旋为 1 的无质量中性矢量场。如果光子具有静质量,一个最直接的方案就是把麦克斯韦场改造成有质量的中性矢量场,也就是将麦克斯韦场的拉格朗日(Lagrange)密度添加上一个形如 $\mu^2 A_\alpha A^\alpha$ 的质量项,由此可得到“重”电磁场方程为

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} - \mu^2 \mathbf{A} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi\rho - \mu^2 \varphi \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}\end{aligned}\quad (1)$$

该方程最先由普罗卡(Proca)在上世纪 30 年代(1930,1936)提出,因此称为普罗卡方程,几乎所有的检测光子静质量的实验均是以此作为理论依据的。很明显,当 $\mu = 0$ 时,方程(1)即简化为麦克斯韦方程。需要注意的是,式中的光子静质量 μ 是用康普顿波长的倒数表示的,换算成用克为单位表示后的光子静质量 m_μ 与 μ 的关系为

$$\mu = m_\mu c / \hbar \quad (2)$$

三、光子静质量的检测方法

1. 利用真空色散效应检测

与由麦克斯韦方程导出真空的电磁波波动方程一样,由普罗卡方程也可类似地导出真空中的“重”电磁波波动方程

$$\begin{aligned}\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{E} &= \mu^2 \mathbf{E} \\ \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{H} &= \mu^2 \mathbf{H}\end{aligned}\quad (3)$$

根据波动方程(3)可进一步写出其平面波解 $E \sim e^{i(k \cdot r - \omega t)}$ 、 $H \sim e^{i(k \cdot r - \omega t)}$,再代入波动方程中,就可以得到平面波解中的波数 k 、圆频率 ω 和光子静质量 μ 之间满足的约束方程为

$$\omega^2/c^2 = k^2 + \mu^2 \quad (4)$$

由(4)式可得到自由电磁波的群速度为

$$v_g = \frac{d\omega}{d|k|} = c \left(1 - \frac{\mu^2 c^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \quad (5)$$

由(5)式可以看出,不同频率的电磁波在真空中传播的速度是不同的,只有在 $\omega \rightarrow \infty$ 的极限情况下,电磁波的传播速度才趋于常量 c ,这就是电磁波在真空中的色散,利用该效应理论上可以确定出光子的静质量。迄今为止,已经有很多科学家使用过各种不同的方法(例如空腔共振、雷达、无线电干涉仪、光谱仪及晶体调制器等)对各种频率的电磁辐射在真空中的传播速度做了越来越精密的测量。实验结果表明,在 10^8 Hz 到 10^{15} Hz 频率范围内,光速是常数,实验精度为 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 。在精度达到 10^{-5} 的实验中,最低的频率是 1.73×10^8 Hz;这就是说,在 1.73×10^8 Hz 到 10^{15} Hz 的范围内,在 10^{-5} 的精度下没有观测到光的色散,由此可算得光子静质量的上限为 $\sim 10^{-42}$ g,即是说,如果光子有静质量,静质量也应该小于 10^{-42} g。

如果不同频率光的速度有差异,那么它们通过相同路程的时间也就不一样。通过相同距离 L 的两种不同频率的光的时间差

$$\Delta t = \frac{L}{v_{g1}} - \frac{L}{v_{g2}} \approx \frac{L}{8\pi^2 c} (\lambda_2^2 - \lambda_1^2) \mu^2 \quad (6)$$

上式表明, Δt 与 L 成正比。路程 L 越长,效应就越大。因此,我们可以测量远方星体在同一时刻发射的不同频率的电磁辐射到达地球的时间差,比如利用双星和脉冲星就可做这类观测。

德布罗意(De Broglie)在 20 世纪 40 年代提出了利用双星来确立光子静质量的方法。双星是在一个椭圆轨道中不停旋转的两颗星体(比方说,将它们分别叫做 S_1 和 S_2)。在某一时刻, S_1 星把 S_2 星挡住,使我们看不到 S_2 星。随后, S_2 星从 S_1 星背后显露出来,此刻测量 S_2 星发射的不同频率的光波到达地球的时间之差。德布罗意使用的数据是 $\lambda_2^2 - \lambda_1^2 \approx 0.5 \times 10^{-8} \text{ cm}^2$ (例如,红光 $\lambda_2 \sim 800 \text{ nm}$,蓝光 $\lambda_1 \sim 400 \text{ nm}$),双星到达地球的距离 $L \sim 10^3$ 光年;这两种颜色的光到达地球的时间差 $\Delta t \leq 10^{-3} \text{ sec}$ 。如果光子静质量的贡献不能忽略的话,那么,由方程(6)便得到

$$\mu \approx \left[\frac{8\pi^2 c \Delta t}{L(\lambda_2^2 - \lambda_1^2)} \right]^{1/2} \leq 2.3 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \equiv 0.8 \times 10^{-39} \text{ g}$$

虽然我们可以在这种背景中对更宽的频谱进行观测,但这种方法却有一个很重要的限制。星光的色散效应除了用光子静质量来解释外,还可以用等离子体色散效应来解释。在远方星体与地球之间的巨大星际空间里存在着极其稀薄的星际介质(等离子体),这些等离子体引起的色散与光子的有限质量引起的色散完全类似。这是利用星光色散确立光子静质量的主要障碍。理论上可以得到,麦克斯韦电磁波在等离子体中的色散效应为

$$v_g = \frac{d\omega}{d|k|} = c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \quad (7)$$

将(7)与 Proca 重电磁波的真空色散方程(5)比较,可以发现,等离子体的特征频率 ω_p 引起的电磁色散效应,与光子静质量 μ 引起的色散效应是一样的。这就是说, ω_p 的效果同 μc 的效果完全一样。因此,如若不能用另外的方法获知星际等离子体的密度,就无法分辨星光的色散究竟是等离子体产生的还是光子静质量 μ 的效应。这就使得我们在利用星光色散效应确立光子静质量上受到了限制。

费伯格(Feinberg)在 20 世纪 70 年代初对脉冲星的观察资料进行分析,给出了最有效的光子静质量的“动态”检验。脉冲星是一种周期性射电源,它以周期性的形式辐射能量,虽然脉冲星在同一个脉冲里发射的两列光波频率比较相近,因而可能的色散效应很小,但是脉冲星到地球的距离很远,这两列光波到达地球的时间差大得足以观测到。脉冲星发射的无线电波的色散效应,通常被认为是由星际等离子体密度 \bar{n}_e 引起的。对于脉冲星 NPO532,斯坦利等人给出 $\bar{n}_e \leq 2.8 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ 。Feinberg 指出,如果观察到的 NPO532 脉冲星的色散效应有光子有限质量的贡献,则比较(7)和(5)可以得到光子的静质量上限为

$$\mu = \frac{4\pi e^2 \bar{n}_e}{mc} \leq 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-1} \equiv 10^{-44} \text{ g}$$

2. 检验库仑定律

在麦克斯韦电磁理论中,两个点电荷 q_1 和 q_2 之间的相互作用力与它们之间的距离 r 的平方成反比。这就是静电场的平方反比定律,即库仑定律

$$F \sim \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

如果光子静质量不等于零,电荷间的作用力将

与库仑定律有所不同,所以检验库仑定律的正确程度将为确立 μ 提供另一种手段。历史上,对上述方程的检验是通过下述方法进行的。假设平方反比律有如下形式的偏离

$$F \sim \frac{q_1 q_2}{r^{2+\delta}}$$

如果在实验中测量 δ 值,就可以达到检验库仑定律的目的。实验的基本构架是由两个同心导体球组成,半径为 R_1 的内导体球被固定在一个绝缘架上,半径为 R_2 的外导体球壳是由两个半球壳合并而成的。导体球之间用一根金属丝相连,另有一条丝带拴住这根金属丝。用一个电源给外部球壳充电,由一个静电计测量其电位。然后拉那条丝带,弄断金属丝,再拿走外部的导体球壳。这时,用静电计测量内部导体球上的电位,根据测量值可以计算出内部导体球上的电荷,然后可算得偏差值 δ 。我们知道,由麦克斯韦静电场的高斯(Gauss)定理,可导出内部导体球上的电荷应严格为零。如果测量到了内部导体球上的电量,就能够反推出静电力不满足严格的平方反比律,从而计算出偏差值 δ 来。

当在实验中采用交变电压时,两导体之间的相对电位差为

$$\frac{V(R_2) - V(R_1)}{V(R_1)} = -\delta M(R_1 - R_2) \quad (8)$$

其中,

$$M(R_1, R_2) = \frac{1}{2} \left[\frac{R_1}{R_2} \ln \left(\frac{R_2 + R_1}{R_2 - R_1} \right) - \ln \left(\frac{4R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \right) \right] \quad (9)$$

这是 δ 与电位差之间的关系。经过一系列理论推算,可以得到光子静质量与相对电压的关系是

$$\frac{V(R_2) - V(R_1)}{V(R_1)} = -\frac{1}{6} \mu^2 (R_2^2 - R_1^2) \quad (10)$$

测得相对电压 $\Delta V/V$ 与导体球的几何参数后,就可以由上式算得光子的静质量了。人们对该实验的不断改进使得测量精度越来越高,目前 δ 的实验上限达到了 6×10^{-16} ,光子静质量上限达到了 $1.6 \times 10^{-47} \text{g}$ (由威廉斯等人在 1971 年测得),此后在该方面未见有公认的更好的报道。

3. 静磁场效应

光子静质量除了对静电力产生影响外,对静磁场也会产生影响。对于磁偶极产生的普罗卡静磁场,可以看作由两部分构成。一是类似麦克斯韦场的 H_D ($\mu = 0$),另一个是普罗卡电磁场特有的 H_{ext} ,

$$H_D = \frac{1}{r^3} [3(\mathbf{m}' \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} - \mathbf{m}']$$

$$\mathbf{m}' = e^{-\mu r} (1 + \mu r + \mu^2 r^2/3) \mathbf{m} \quad (11)$$

$$H_{ext} = -\frac{2}{3} \frac{e^{-\mu r}}{r^3} \mu^2 r^2 \mathbf{m}$$

(11)式可由普罗卡电磁势的波动方程导出,式中的 \mathbf{m} 为磁偶极矩, \mathbf{n} 为位置矢量 \mathbf{r} 的单位矢。注意 H_{ext} 与 \mathbf{m} 的方向是相反的。薛定谔(Schrödinger)提出,用光子静质量效应可以解释地磁分析中的外来磁场 H_{ext} 在地球表面($r = R$)是均匀的,如果选地球赤道上,则 $\mathbf{m} \cdot \mathbf{n} = 0$,根据(11)式有

$$\frac{H_{ext}}{H_D} = \frac{2}{3} \frac{\mu^2 R^2}{(1 + \mu R + \mu^2 R^2/3)} \quad (12)$$

根据地磁数据观测得到的资料可得到 $H_{ext}/H_D = 539/31089$,因此薛定谔算出光子静质量上限为 $2.0 \times 10^{-47} \text{g}$ (1943年,1955年)。1968年,戈德哈伯(Goldhaber)和尼托(Nieto)利用凯恩(Cain)得到的磁偶极子强度的外来场各个量的分析结果改写了这个上限,使精度提高到 $4.0 \times 10^{-48} \text{g}$ 。1994年菲斯克巴克(Fischbach)报道了光子静质量的新地磁极限是 $1 \times 10^{-48} \text{g}$,与前述结果相比,这当然不算是实质性的进步。

上述薛定谔的外来磁场方法同样适用于其他星体的磁偶极场。最好的对象是木星,它的半径大(比地球半径约大 11 倍)、磁场强,周围的磁层离开地球很远。因此,用卫星测量木星磁场其精度可以提高很多。1975年,戴维斯(Davis)、戈德哈伯和尼托把上述薛定谔外来场方法用于木星的磁场数据,得到新的上限 $7.0 \times 10^{-49} \text{g}$ 。1998年莱克(Lakes)报道,他利用扭秤对弱力(力矩)特别灵敏的特性,检验了一个环状螺线管与环境磁场矢势的相互作用,得到了光子静质量上限为 $4.0 \times 10^{-50} \text{g}$ 的新结果。目前华中理工大学的罗俊等人提出了用永久磁铁和调制扭秤法来检验光子的静质量,有望将光子静质量上限的实验精度至少提高到 $\sim 10^{-51} \text{g}$ 的数量级。

除了以上三种主要的方法外,还可利用磁流体力学(星际等离子体)效应来检测光子的静质量,1975年伯尼斯(Burnes)和斯卡格尔(Scargle)对蟹状星云中的磁声波资料进行分析,建立了光子静质量的另一个上限 $3 \times 10^{-54} \sim 3 \times 10^{-53} \text{g}$ 。另外还可以利用天体星系的磁场效应、纵光子效应、LC 电路的共振效应等来检测光子的静质量。但经过理论计算,人们发现纵光子效应和 LC 电路共振效应很难在实验室尺度的条件下得到理想结果。

物理思维特点谈

朱铁成

(浙江师范大学物理系 浙江金华 321004)



物理思维是指物理问题解决的间接和概括的认知过程。物理思维有一般思维的基本特点,也就是说,物理思维具有间接性和概括性特征。但是物理思维与客观物理世界及物理学学科特征是密切相关的,因而它有一些显著的特点。明确这些特点,有助于物理教学和学生思维能力的培养。

一、物理思维的问题性

1. 物理思维常始于观察和实验

众所周知,物理学是以观察和实验为基础的。人们对物理事物的理性认识是建立在观察和实验基础上的,物理思维起始于物理观察和实验。人们对自然界各种现象的感知,如太阳发光、月亮时缺时圆、刮风下雨、雷鸣闪电、扇子凉快、冬天穿棉毛衣服和等等,会产生“这些现象究竟是怎么回事”、“为什么有这些现象”的疑问。例如伽利略通过观察大教堂里吊灯的晃动情况,通过思维,发现了悬挂物体在摇动过程中的等时性,从而在此基础上发明了简单方便的计时器——钟表。在物理教学中,物理思维也是与观察实验联系在一起。如在演示电灯发光、电动机转动、发电机发电时,学生头脑中就会产生“电灯为什么会发光”、“电动机为什么会转动”、“发电机为什么会发电”等疑问。在教学中,学生通过口头语言或文字语言所引发的思维也是间接或直接地起源于观察或实验所发现的问题。物理思维与观察实验密切联系在一起,说明了思维活动是在实践活动中,在感性认识的基础上,以知识经验为中介开展的。

2. 物理思维产生于理论不融洽

需要说明的是,所有这些检测光子静质量的理论基础均来源于普罗卡重电磁波方程,而且有很大一部分具体检测方法均是在大尺度(天体物理范围)内进行的,这就非常有必要考虑引力场(波)的影响。虽然目前还没有检测到引力场(波),但广义相对论获得的巨大成功表明引力场(波)是存在的,如果光子有静质量,则光子在引力场中的运动方程就不再是零短程线

库恩(Thomas Kuhn, 1973)阐述了科学理论发展模式:理论正常阶段→理论危机阶段→理论革命阶段→新理论建立。在理论正常阶段,理论被大多数人所接受。然而,在一系列事实经验与理论不融洽时,理论面临危机。在理论的危机阶段,理论的支持者千方百计要解释这种不融洽,以保证这种理论能生存;理论的批判者却思索新的甚至是革命性的理论,以取代旧的理论。

纵观物理学史,理论的矛盾激发物理学家有意识地探究的例子比比皆是。例如对光现象的解释,在相当长的时期内,牛顿的微粒说占主导地位。因为微粒说很容易解释光的直线传播现象和反射现象。但光的微粒说在解释一束光射到两种媒质分界面处会同时发生反射和折射以及几束光交叉后相遇会彼此毫不妨碍地继续向前传播时,却发生了困难,更难以解释光的干涉、衍射现象。因此,波动说得到人们的公认。后来,又由于波动说不能解释光电效应等现象,人们又用光子说去解释这些新的现象,最终归纳了光的波动说和粒子说,而认为光具有波粒二象性。又如在近代物理中,由于电磁学和光学的研究结果与经典物理学的时空理论产生了尖锐的矛盾,促使了人们重新去审视原有的时空观念,去探索新的关于时间、空间和引力的理论,导致相对论的创立。

物理思维产生于物理理论的不融洽,说明了思维是一种对问题或经验的一种有意识的探究活动。

二、物理思维的精确性和近似性

物理思维精确性和近似性相统一的特点在物理

方程,而是一般自由粒子(质量不为零)的短程线方程。此时与光有关的广义相对论验证,比如光在引力场中的偏折、光的引力频移、雷达回波延迟等,其结果就应该与光子静质量 μ 有关,根据这些效应的观测结果就应该能够给出光子静质量的上限。笔者认为,当引力波被发现后,很有可能利用光子静质量的引力效应将光子静质量的实验值提高到一个新的档次。