

# 物理光学的若干进展

黄志洵

(中国传媒大学信息工程学院, 北京 100024)

**[摘要]** 就物理光学方面的一系列理论和实验研究, 如 Goos-Hänchen 位移、FTIR 现象、负折射率、太赫超光速实验、光子静质量测量等做了评述和讨论。指出近年来的研究显示了消失波现象的重要性, 例如消失波可造成超光速传播, 且常有新方法和新测量结果; 介绍了物理光学在相关领域的技术创新和应用实例; 讨论了光子有静止质量的可能性及光频标准和光频测量的历史和新的进展。

**[关键词]** 物理光学; 负波速; 负折射率; GH 位移; 消失波; 光子静质量

**[中图分类号]** O431; O436 **[文献标识码]** A **[文章编号]** 1009-1742(2006)02-0018-12

物理光学是相对几何光学而言的, 是微波专家和光学家都关注的学科。从 20 世纪末到 21 世纪初, 物理光学有一些惊人的进展。1996—1999 年, 英国伦敦帝国学院 (Imperial College) 的 J. Pendry 等发表了在微波人为地造成负介电常数和负导磁率的方法<sup>[1,2]</sup>。2000 年, 美国加州大学圣迭戈分校 (UCSD) 的 D. R. Smith 等公布了首例人工制做的阵列, 形成一种  $\epsilon$ ,  $\mu$  同时为负的介质系统<sup>[3]</sup>, 于同年春季召开的美国物理学会大会上做了报告, 指出微波波束从负折射率媒质出来时其方向与 Snell 定律所指示的方向不同。2001 年 4 月 6 日, Science 发表了题为“负折射率的实验证明”的论文<sup>[4]</sup>; 此后, 国际上出现了研究负折射率问题的热潮。

另一方面, 在量子力学问世前由印度物理学家 J. C. Bose 所完成的微波双棱镜实验, 近年来被国际科学界重复实验和研究<sup>[5,6]</sup>, 使对消失波 (模) 的理解和对超光速现象的认识再次成为讨论的热点。近年来的二维受阻全内反射 (FTIR) 研究, 可以溯源到 Bose 的原始实验。另外, 太赫技术的发展, 又使英国 Strathclyde 大学的 K. Wynne 等完成了一批超光速实验<sup>[7-9]</sup>。

此外, 对光子的静止质量作测量和研究, 仍然

是在多国的实验室内进行研究的重要课题; 由此又引起了对粒子质速关系和 Maxwell-Proca 方程组的更深入的探讨。

20 世纪最后 30 年的技术发展, 已使作为计量学基准之一的光频标准达到不低于  $10^{-13}$  的精确度, 但该领域仍存在一些固有的缺点和问题。近几年, 由于飞秒锁模激光器与光频测量的奇妙结合, 使这个领域实现了重大的突破, 发明者 T. W. Hansch 因此获得 2005 年的诺贝尔物理学奖。

凡此种种, 都表明作为光学学科基石的物理光学已进入一个全新的发展阶段。有关的研究工作是在微波、太赫波、光频这 3 个波段进行的, 深刻理解这些理论和实验工作已成为一个急迫的任务。

## 1 消失波 (场) 的特点和应用

evanescent wave 通常译为消失波, 也有人译作倏逝波、迅衰波和凋落波。由于它是一种准静态的场分布, 也常称为 evanescent field, 即消失场。它受到多学科 (物理学、电子学、计量学) 专家的重视不是偶然的, 在文献 [10] 中有详细的论述。这里仅对这种波 (场) 的特点做简单描述。

假定有一根金属壁波导 (横截面形状不做限

制)沿  $z$  轴安放, 波导内场对坐标与时间的关系(即时间相位因子)为

$$E = E_0 e^{j\omega t - \gamma z} \quad (1)$$

$\gamma = \alpha + j\beta$  是传播常数, 是描述波导传输电磁波状况的最重要参量。假定波导壁无损耗(即金属电导率  $\sigma = \infty$ ), 那么在一个特征频率(叫截止频率)  $f_c$  以上, 即  $f > f_c$  时,  $\gamma = j\beta$ , 是纯虚数, 故有

$$E = E_0 e^{j\omega t - j\beta z} \quad (2)$$

$\beta$  是相位常数。式(2)表示一个正常的沿波导传输的行波。在微波技术中, 波导正是作为传输线而获得了最广泛的应用。实际的波导, 金属壁电导率为有限值( $\sigma \neq \infty$ ), 造成  $\alpha \neq 0$ ; 但在传输区( $f > f_c$  的频段),  $\alpha$  很小。在  $f < f_c$  的情况下, 无损耗波导  $\gamma = \alpha$ , 是实数, 故有

$$E = E_0 e^{j\omega t - \alpha z} \quad (3)$$

这时波导中已没有波动存在, 只有能量的贮存, 没有能量的传输。这种情况下, 称波导为“截止波导”, 其中的电磁状态为消失场, 亦即在  $f < f_c$  时,  $\beta = 0$ , 表示沿  $z$  轴各点的相位相同(无变化)。在不同时刻, 沿  $z$  轴的场分布都符合指数下降规律( $e^{-\alpha z}$ ), 惟起始振幅不同。这种情况很像一个驻波, 场的变化在各处同时发生。当然, 实际的金属电导率是有限值( $\sigma \neq \infty$ ), 故  $\beta \neq 0$ , 电磁状态不是纯驻波;  $\beta$  不为零代表有行波的成分, 但很小。

可以把截止波导内的消失波状态的主要特点归结为: 高电抗性(电感性或电容性), 并呈现一种强反射; 高衰减常数( $\alpha$  比传输区大几个量级), 而这是强反射造成的, 故场按指数率迅速下降; 高通滤波器的性状; 几乎没有相移; 储能性。

根据式(3), 在省写  $e^{j\omega t}$  时, 可用下式表示波幅按指数率沿波导长度方向衰减:

$$E = E_0 e^{-\alpha l} = E_0 e^{-A} \quad (4)$$

式中  $E_0$  为起始点场强,  $E$  为距起始点  $l$  处的场强,  $A$  为衰减量:

$$A = \alpha l \quad (5)$$

$A$  的单位是 Np 或 dB。如取  $\alpha = 1$  dB/mm, 可以证明经过 20 mm 场降为起始值的 1/10, 下降很快。故用很短的截止波导就能获得大衰减。实例很多, 例如, 用截止波导作为电磁屏蔽室的通风口(或网眼); 用截止波导对微波超导谐振腔实施微波封闭; 用截止波导作为从米波到毫米波信号源的输出衰减器, 等等。另外, 由于圆截止波导在  $f \ll f_c$  时衰减常数的计算式可有很高的精确度, 因而可用在计量

学实验室(以截止波导衰减器作为衰减标准)。

在电磁理论和微波理论中, 在研究微波结构的不连续性问题或渐变性问题时, 消失波(场)的出现常常是不可忽视的。另外, 介质波导的表面也存在沿  $r$  向指数下降的消失场。在光纤的理论分析中, 也要考虑消失波(场)的问题。

在物理学中, 消失波(场)是广泛存在的, 电磁波通过具有复数波阻抗介质是一种有普遍意义的情况, 这种介质可以是波导, 可以是半导体, 也可以是等离子体<sup>[10]</sup>; 它们对应导波模式、色散介质、电离气体中的波传播问题。重要之点在于, 当考虑电磁波量子(光子)可能具有静质量时, Maxwell 方程组将被 Proca 方程组取代<sup>[11]</sup>。这时, 即使在自由空间(真空)条件下, 相速( $v_p$ )和群速( $v_g$ )都有色散性, 即与频率( $\omega$ )有关。因而, 出现了波传播的特征频率(即截止频率  $\omega_c$ ); 当  $\omega < \omega_c$ , 电磁波不能传输, 又出现了指数衰减因子  $e^{-kz}$ , 即电磁波呈消失波性状(振幅按指数衰减)。由此, 可以看出研究消失波(场)的意义。

在光学界, 人们利用消失波(场)的特点发展了多种应用<sup>[12]</sup>。例如, 利用消失场以记录及转换光学图像, 把全息摄影摄在极薄的区域内。又如, 根据消失波的与界面平行传播的性质, 把光能量耦合到另一材料上以形成电磁表面波, 等等。

## 2 消失波(场)状态下的相速与群速

在截频以下的经过波导的波传播, 和在光子晶体中带隙中频率点上的波传播, 都是消失波(场)性质的。消失波(场)的主要特点是, 场幅在一个(或多个)空间方向上随距离增加而下降。消失波(场)的量子力学类比, 是经过位(势)垒的隧穿过程, 在垒内波函数亦呈指数下降。消失波(场)现象在科学技术中越来越显示出其重要性; 在许多情况下, 波(场)的消失性造成了超光速波传播。在理想情况下, 消失波(场)没有交变振荡的行波成分, 没有相移, 时延为零; 这就是在用截止波导的研究中常常发现相速、群速为超光速的原因。

关于消失波(场)条件下的相速与群速, 可以证明, 在金属壁规则柱波导内的波传播中有:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} \quad (6)$$

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (7)$$

理想的无损耗波导, 在  $\omega < \omega_c$  时相位常数为零( $\beta$

=0), 故  $v_p$  为无限大。实际上波导壁电导率是有限值 ( $\sigma \neq \infty$ ), 损耗不可避免, 故截频以下有一个数值很小的相位常数。令传播常数  $\gamma = \alpha + j\beta$ , 在截频处 ( $f = f_c$ ),  $\alpha, \beta$  均发生突变——在截止区 (阻带,  $f < f_c$ ), 衰减常数  $\alpha$  很大, 截止区  $\beta \neq 0$ 。此外, 注意到波导 (无论何种截面、何种场与波的模式) 具有高通滤波器特性, 是很重要的。

由于实际上不可能保持零相位常数, 故不会有无限大波速。尽管如此, 却会出现超光速的波速度。笔者曾做过计算, 得到两种模式下  $v_p/c$  与频率的关系<sup>[10]</sup>, 显示了超光速的相速度。

不仅如此, 在消失波 (场) 条件下, 有可能出现负相速。1960年, 美国标准局的科学家 C. M. Allred 和 C. C. Cook 给出圆波导内  $TE_{11}$  模的相位常数算式为<sup>[13]</sup>

$$\beta_{11} = \frac{\alpha_{11}}{1 - \frac{a}{\tau} \left[ 1 - \left( \frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^2 \right]} \quad (8)$$

式中,  $a$  是圆波导内半径,  $\tau$  是金属壁内超肤深度。由于  $a/\tau \gg 1$ , 当  $\alpha_{11} > 0$  时实际上有  $\beta_{11} < 0$ 。如果  $\lambda \gg \lambda_c$ , 就有下述的近似式成立:

$$\beta_{11} \approx -\alpha_{11} \frac{\tau}{a} \quad (8a)$$

考查他们采用的时间相位因子, 不是  $e^{-j(\omega t - \gamma z)}$ , 而是  $e^{j(\omega t - \gamma z)}$ , 因而笔者过去对  $\beta_{11}$  出现负值的可能性存在疑问, 觉得“难以解释”。

另外, 取一根横截面为圆形的金属壁波导 (内径 25 mm), 根据其相频特性可研究群速在不同频率时的情况。笔者曾根据  $TM_{01}$  模时的相频特性曲线计算出群速与频率的关系, 证明只有  $v_g > 0$  及  $v_g = 0$  两种情况。又根据  $TE_{11}$  模时的相频特性曲线计算出群速与频率的关系, 这里有  $v_g > 0$ ,  $v_g = 0$ , 以及  $v_g < 0$  这样 3 种情况。

近年来, 上述一些特殊怪异的观点已有了实验上的证明。例如德国的 G. Nimtz 小组分别于 1992 年和 1997 年用微波脉冲通过截止波导时测出了超光速群速<sup>[14,15]</sup>; 英国的 K. Wynne 小组于 2000 年用单周太赫脉冲通过截止波导时测出了负相速<sup>[8]</sup>。

### 3 从 GH 位移的发现到 FTIR 现象的研究

荷兰人 W. van R. Snell (1591—1626) 曾由几何光学出发推导出光线从媒质介面折射的定律; 由

图 1a 可证

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}} = n \quad (9)$$

式中  $n$  是折射率:

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (10)$$

假定  $n_1$  小 (例如介质 1 为空气,  $\epsilon_1 \approx \epsilon_0, \mu_1 \approx \mu_0$ ),  $n_2$  大 (介质 2 为固体或液体), 即  $n_1 < n_2$ , 则  $n > 1$ ; 由于

$$\sin \theta_1 = n \cdot \sin \theta_2 \quad (9a)$$

故  $\theta_1 > \theta_2$ ; 这是光由疏介质进入密介质时的情况。反之, 如介质 1 是密介质, 光由 1 区进入 2 区 (疏介质), 按以上定义时  $n_1 > n_2, n < 1$ , 故  $\theta_1 < \theta_2$ , 见图 1b; 不过, 折射率  $n$  应为比 1 大的参数; 故可按图 1c 来理解, 即取 2 为光密介质, 1 为光疏介质; 物理原理不变。

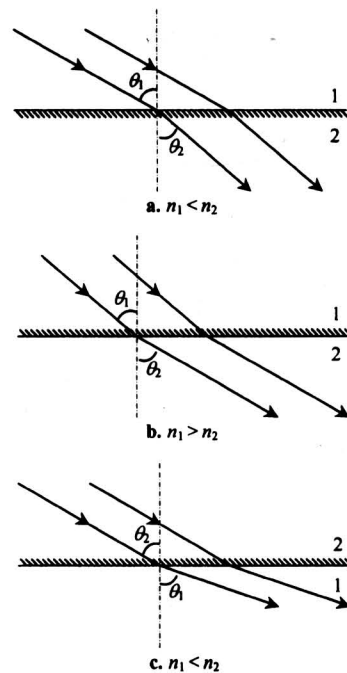


图 1 光线向不同介质界面斜入射

Fig.1 The incident lines of light toward the surface of contact between two medias

从严格的物理光学角度看, Snell 定律不是一个精确的定律。但是, 它提示出下述规律则是正确的——当光线从光疏介质进入光密介质时, 射线会向法线方向偏转, 而从光密介质进入光疏介质时, 射线会趋于远离法线方向。

式 (9a) 可写作

$$\theta_2 = \arcsin\left[\frac{1}{n}\sin\theta_1\right] \quad (9b)$$

当  $\theta_1 = \pi/2$ ,  $\sin\theta_1 = 1$ ; 故有  $\theta_2 = \arcsin \frac{1}{n}$ ;

如  $\theta_2$  比上述临界值还大:

$$\theta_2 > \arcsin \frac{1}{n} \quad (11)$$

则成为全反射状态 (见图 2)。

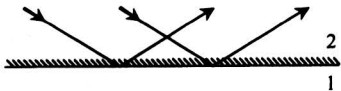


图 2 光线在界面上全反射

Fig.2 Total reflection on the interface of two medias

20 世纪 20 年代, 印度科学家 J. C. Bose 做了一个微波实验。这是从经典物理 (电磁学) 出发而设计的实验, 说明了消失波的物理机制。实验中使用 2 个玻璃棱镜 (图 3), 中间有宽为  $d$  的气隙。当波束由左方入射 (与法线夹角  $\theta_2$ ), 波被折射和反射。但在全反射时有少数波穿越气隙进入另一棱镜, 亦即发生全反射时在光疏介质中会发生消失场。量子力学问世以后, 人们认识到这其实就是量子理论中的隧穿过程。2001 年, A. Haibel 和 G. Nimtz 等曾重做 Bose 的双棱镜实验<sup>[6]</sup>, 使用微波频率 8.345 GHz 和 9.72 GHz, 得到气隙变化时 ( $d = 0 \sim 50$  mm) 消失场按指数下降的规律, 对应的  $\alpha$  值分别为 0.73 dB/mm 和 0.93 dB/mm。

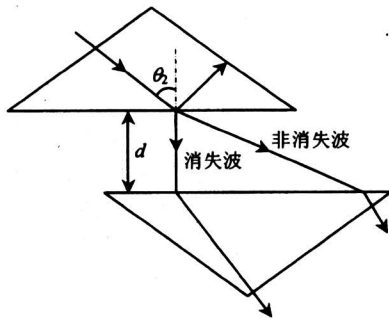


图 3 双棱镜实验示意

Fig.3 Experiments of the double-prisms

1947 年, 发现了新的物理光学效应。Snell 定律已提出 300 多年, 这时人们认识到, 它的成立是有条件的。实际上, 只有介质界面为无限大, 入射光波束为无限宽时, 该定律才是正确的。在现实

中, 介质界面为有限尺寸, 入射光波束是有限宽时, 就会偏离 Snell 定律。这种情况如图 4 所示, 加粗的短横线代表反射光束实际发生的平移量。由于这现象是德国物理学家 G. Goos 和 H. Hänchen 发现的, 称为 Goos-Hänchen 位移, 简称 GH 位移, 位移量是波长量级。由于它发生在入射面内, 称为纵向位移。因此, 严格的表述为: 当线极化的入射光束入射到界面并满足全反射条件时, 反射光束将产生微小的纵向位移, 称为 Goos-Hänchen 位移; 它体现了在实际的物理光学条件下真实情况与 Snell 定律之间的偏差。1968 年 C. Imbert 针对圆极化光束入射发现了横向位移<sup>[12]</sup>。

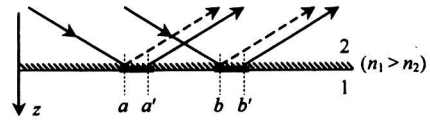


图 4 GH 位移示意

Fig.4 The Goos-Hänchen shift

之所以会产生 GH 位移, 原因是在全反射时在光疏介质中形成了消失波; 其传播方向与界面平行, 在图 4 中是由  $a$  到  $a'$  和  $b$  到  $b'$ , 因为在此图中是以两根入射光线代表一个入射光波束。消失波 (或说消失场) 则随相对于界面的垂直距离 (即沿  $z$  向) 迅速地衰减, 遵循指数下降规律。消失波 (消失场) 在介质 1 当中只存在于极薄的区域。

表面上看图 3 与图 4 是不一致的, 甚至是矛盾的。问题不仅在于图 3 是用一根入射光线代表入射光束, 还在于未表现出 GH 位移的存在。如果用图 5 描写 Bose 的双棱镜实验, 则更确切, 虽然仍用一根射线代表入射光束。取  $\tau$  为隧穿时间, 则有

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 \quad (12)$$

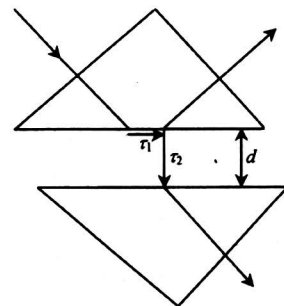


图 5 双棱镜实验中的 GH 位移

Fig.5 The Goos-Hänchen shift in double-prisms experiment

$\tau_1$  是 GH 位移造成的时间,  $\tau_2$  是穿过两表面之间隔 (即空气隙) 的时间。该过程称为“二维受阻全内反射” (frustrated total internal reflection, FTIR)。关于 FTIR 中的隧穿时间问题的研究, 近年虽有许多论文发表<sup>[16,17]</sup>, 但仍可溯源于多年前的 Bose 实验。

从图 5 可以看出, 消失波既可以与界面平行传播, 因而形成特殊的表面波场, 又可以按照典型的隧穿方式穿过气隙  $d$ , 因而可借用量子力学中粒子穿过位 (势) 垒的理论。可见只有结合运用经典的 Maxwell 电磁理论和现代量子理论, 才能分析和处理以 Bose 实验原理为基础的 FTIR 现象。

#### 4 负折射率研究进展

1964 年, 前苏联的物理学家 V. G. Veselago 发表题为“物质的  $\epsilon$  和  $\mu$  同时为负时的电动力学”论文。1968 年该文译成英文后在美国刊登<sup>[18]</sup>。Veselago 指出, 在平面电磁波的传播中, 如介质的  $\epsilon, \mu$  同时为负值, 波方程并无变化。但是, 在 Maxwell 旋度方程中, 即在

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (\text{普遍形式})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad (\text{简谐形式})$$

之中, 情况就有不同。电场旋度方程为  $\mathbf{E}, \mathbf{H}$  和波矢  $\mathbf{k}$  三者的方向提供了明确的右手 (RH) 规则, 而能流方向由  $(\mathbf{E} \times \mathbf{H})$  决定, 仅在  $\mu > 0$  条件下才形成右手系统。当  $\mu < 0$ , 波传播方向将改变, 这时  $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k}$  形成左手系统, Veselago 称这种物质为左手化媒质 (LHM)。

当空间不含电荷源及传导电流时, 电磁波方程可写作  $\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$

对于单色波  $e^{j\omega t}$ ,  $\partial^2/\partial t^2 \rightarrow -\omega^2$ , 故得

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \epsilon\mu \mathbf{E} = 0;$$

亦即

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (13)$$

式中  $k = \omega \sqrt{\epsilon\mu}$ , 亦即  $k^2 = \omega^2 \epsilon\mu$

如  $\epsilon, \mu$  两者之一为负,  $k^2 < 0$ ,  $k$  为虚数, 方程式 (13) 没有正常的波解; 如  $\epsilon, \mu$  两者均为负,  $k^2 > 0$ , 方程式 (13) 有正常的波解。但是, Poynting 矢量为  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$

$\mathbf{S}, \mathbf{E}, \mathbf{H}$  三者始终遵循右手规则, 故  $\mathbf{k}$  的方向 (相速  $\mathbf{v}_p$  的方向) 与  $\mathbf{S}$  的方向 (能流的方向) 是

相反的。至于折射率, 一般条件下

$$n^2 = \epsilon_r \mu_r \quad (14)$$

故有

$$n = \pm \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (14a)$$

式 (14a) 中的负号不能随便丢掉<sup>[16]</sup>; 在  $\epsilon_r < 0$  和  $\mu_r < 0$  同时存在时, 应取负号, 即  $n < 0$ ; 这一作法的正确性已获得了实验证明<sup>[3,4]</sup>。

按照 Veselago 的理论, 在负折射率条件下, Snell 定律仍然正确。但画射线图时, 负折射射线的方向处在法线的另一侧, 即图 6 中的射线  $b$ ; 一个实验例为,  $\theta_2 = 27^\circ$ ,  $\theta_3 = -61^\circ$ <sup>[19]</sup>; 故  $\theta_2 + |\theta_3| = 88^\circ$ , 接近  $\pi/2$ 。

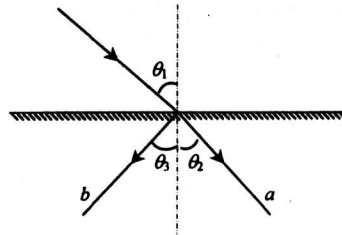


图 6 光线由光疏介质向光密介质入射  
( $a$  正折射,  $b$  负折射)

Fig.6 A beam of incident light from the tight-medium towards the sparse medium

群速  $\mathbf{v}_g$  给出能流的方向和大小; 而与  $\mathbf{v}_g$  对应的参数是群折射率  $n_g$ 。2002 年, P. M. Valanju 等人指出<sup>[20]</sup>, 与相速对应的折射率为负 ( $n < 0$ ) 时, 群折射率却可能为正 ( $n_g > 0$ )。根据对文献 [4] 中在 10.5 GHz 的实验数据, Valanju 等算出  $n = -3.665 + j0.0906$ ,  $n_g = 186.443 - j6.996$ 。……前已述及, 发生负折射时  $\mathbf{k}$  的方向与  $\mathbf{v}_p$  的方向相反; 故对图 6 而言, 射线  $b$  中标示的箭头方向应为  $\mathbf{k}$  的方向,  $\mathbf{v}_p$  的方向则与之相反; 对射线  $a$  而言, 标示的箭头方向则是  $\mathbf{v}_g$  的方向。

Valanju 等认为, 由于相速  $\mathbf{v}_p = \omega/\mathbf{k}$ , 群速  $\mathbf{v}_g = d\omega/d\mathbf{k}$ , 故二者的折射角反号。按群 Snell 定律, 其群折射率为

$$n_g = \frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_g} \quad (15)$$

这里  $n_g > 0$ , 即无论右手化媒质 (RHM) 或左手化媒质 (LHM), 总给出正的群折射率, 与群波前垂直的物理射线是正折射 (向前走)。即使相折射呈负性, 群折射却是正的, 前者不代表反映因果律的

能流。对于 Valanju 等的见解，笔者认为，其对群折射率的论述正确，否定负折射率则不妥<sup>[20]</sup>。

现在，负折射率材料的研究已成为国际科技界的前沿领域。据分析，它可以构成特殊的透镜，提高光存储器的容量；或用于医学成像、微型分光仪等方面。还有可能用于磁谐振成像设备，以及高方向性天线的设计，并且可以构造各种微波元件。美国国防部则关注其在军事上的应用<sup>[21]</sup>。中国也开始了相关研究并取得初步的成果<sup>[22,23]</sup>。

## 5 在太赫波段的超光速实验

太赫是  $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$ ，故太赫波也叫 T 射线。太赫波段是指  $(10^{11} \sim 10^{13}) \text{ Hz}$  的频段，亦即  $0.1 \sim 10 \text{ THz}$  区域，波长  $3 \sim 0.03 \text{ mm}$ ，或  $3000 \sim 30 \mu\text{m}$ 。取中间值便于记忆，太赫波是波长约为  $300 \mu\text{m}$  的波，过去叫亚毫米波或远红外波。正是这种波，近几年来其应用获得了飞速的发展，相关研究小组在全世界有 100 个以上。

可见光波长分布为  $(7.6 \sim 3.9) \times 10^{-7} \text{ m}$  (红、橙、黄、绿、蓝、紫)，而  $1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$ ，故可见光波长范围可写作  $760 \sim 390 \text{ nm}$ ，中间值是  $500 \text{ nm}$  (绿光)。现有  $\frac{300 \mu\text{m}}{500 \text{ nm}} = \frac{3 \times 10^{-4} \text{ m}}{5 \times 10^{-7} \text{ m}} = 600$ ，就是说太赫波比可见光 (绿光) 波长大 600 倍。与微波相比，取  $\lambda = 3 \text{ cm}$ ，有  $\frac{3 \text{ cm}}{300 \mu\text{m}} = \frac{3 \times 10^{-2} \text{ m}}{3 \times 10^{-4} \text{ m}} = 100$ ，即微波 (厘米波) 的波长比太赫波大 100 倍。故有一种看法认为太赫波是微波与可见光之间的桥梁，兼有两者的特点和优点，应用十分广阔。

2003 年 2 月 1 日，美国发生了航天飞机爆炸的事故。用 THz 成像技术对绝热泡沫材料做检查，发现了几十个缺陷——空洞和脱胶<sup>[24]</sup>。当然对材料的无损探伤只是太赫波的众多应用之一。

近年来，K. Wynne 领导的研究组在太赫波段进行了一系列关于电磁波波速的实验研究<sup>[5,7-9]</sup>，现分述如下。

### 5.1 近场成像超光速实验

1999 年初，K. Wynne 和 D. A. Jaroszynski 发表了题为“超光速太赫脉冲”文章<sup>[7]</sup>，说使用近场实验设备 (图 7) 观察到太赫射线脉冲以超光速传播的现象，负延时的最大值达  $-110 \text{ fs}$ ，且“脉冲在进入装置前就出现在孔径处了”。

THz 信号源是宽  $120 \text{ fs}$ 、重复频率  $250 \text{ kHz}$  的脉冲，波长  $800 \text{ nm}$ ；探测晶体可测出 THz 电场的振

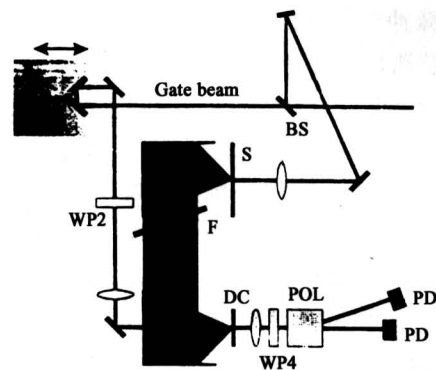


图 7 THz 近场成像实验装置

Fig.7 Schematic diagram of the near-field T-ray imaging setup

幅和相位。测量结果是在字母缝隙中发现负相移，最大  $-110 \text{ fs}$ ；负相移表示对应波速比真空中光速大，并且 THz 波在进入狭缝前就已从狭缝中出来。

使用同一套装置对金属丝 (直径  $100 \mu\text{m}$  的镀锡导线) 进行实验，在把导线放置得与 THz 波极化方向平行时，负的位相延迟有两个峰，分别位于铜线的两个边缘。因此，超光速传播现象再次出现； $v_p = (1.05 \sim 1.43) c$ 。

为了探究是否有超光速信息传输存在，假定实验用 THz 波的每一个脉冲中只含有一个周期，因此脉冲的长度与波长相等。于是，能够使用下式：

$$\tau_c = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} tI(t)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I(t)dt} \quad (16)$$

其中  $I(t) \propto E(t)^2$ ，表示瞬时光强，它与能量成正比；用上式来计算能量的时间延迟。由于有上述假定，计算出来的时间延迟不是通常意义下的波包的性质，而是真正意义下的能量的延迟性质，不妨称它为脉冲重心时延。

用直径为  $100 \mu\text{m}$  的镀锡铜线分别平行和垂直于 THz 波的极化方向放置使 THz 波通过，取得了实验结果。利用这些数据计算出能量的延迟分别是  $\tau_c + 32 \text{ fs}$  (金属线平行极化时) 和  $\tau_c - 47 \text{ fs}$  (金属线垂直极化时)。这个结果与相位的时延符号相反。但是，不论怎样，能量的超光速传播在实验中是存在的。

### 5.2 截止波导超光速实验

2000 年 K. Wynne 等发表“单周太赫脉冲的波导隧穿”文章说，在近场太赫装置中产生了  $120 \text{ fs}$

的太赫脉冲<sup>[8]</sup>,用以研究小尺寸金属圆波导的传播,实验测量频段为0~3 THz。实验发现相速超光速甚至为负值,故脉冲进入样品前就从样品输出端出现了,认为这只在表面上与因果律有矛盾。

实验布置仍如图7,将波导置于THz发射晶体上。作者使用金属圆柱形针孔波导,波导的直径分别为50,100,200和400  $\mu\text{m}$ ,波导的长度就是用于钻孔的金属片的厚度,从40  $\mu\text{m}$ 到250  $\mu\text{m}$ 不等。图8是直径50  $\mu\text{m}$ 的情况下获得的测量结果,用折射率作为纵坐标,比值 $f/c$ 作为横坐标。由于 $f_c/c = \lambda_c^{-1}$ ,故其量纲为 $\text{cm}^{-1}$ ;而在圆波导直径为50  $\mu\text{m}$ 时, $f_c/c = 117 \text{ cm}^{-1}$ ,故 $f/c < 100 \text{ cm}^{-1}$ 时为波导的截止频域。测量显示,相速可以超光速甚至为负,故实验发现了截止波导中的负折射率。对此的解释是,截止波导内消失波的多次反射是造成负相速的原因。从而造成脉冲进入样品前就从样品出现了。虽然在WBCO中 $v_p > c$ 不是新鲜事(早已用理论计算证明)<sup>[10]</sup>,但在Brillouin的一般波速理论中未曾有过负相速<sup>[25]</sup>,这一点应引起注意。此外,K. Wynne是在文献[26]前即已实验发现:入射脉冲还未进入前即在输出口浮现输出脉冲的有趣现象。

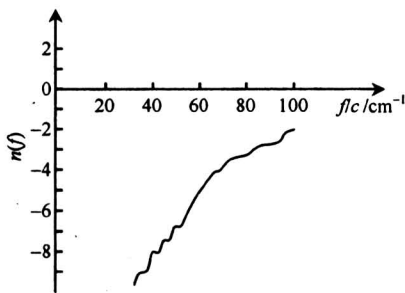


图8 直径50  $\mu\text{m}$ 的圆波导的太赫频区测量结果

Fig.8 Measurement results of the 50  $\mu\text{m}$  diameter circular waveguide in T-ray region

Wynne等对单周太赫脉冲在波导中的传播的研究,证明相速可为超光速甚至为负值。那么,以超光速传送信息是否可能?Wynne等认为,以比光速更快的速度交流信息在原则上是可能的,但在实际上受到限制。只要有效抑制大于截止频率的频率成分,超光速信息传递是可能的。在一个能够维持 $10^5$ 年不被打断和移动的通信系统内,透射的消失波几乎与非消失波具有相同的功率。但是这是理想

情况,任何通信系统都是有开和关的,信号的脉宽不会如此长,消失波的衰减就无法避免。因此无论非消失波多么弱,最终都将成为透射信号的主导。

### 5.3 双棱镜实验

2000年,K. Wynne的博士生J. J. Carey在太赫波段用Bose原理进行了双棱镜实验(图9)<sup>[5]</sup>,其目的和结果可概述为:用单周飞秒脉冲在时域研究了FTIR中光子的隧穿,观察到脉冲的相位和能量以超过真空中光速的速度传送。理论分析后指出,对于在气隙中传播的电磁波而言,时间响应函数是非因果性的。然而,由于信号波束不可避免的衍射展宽,这种情况不能实现超光速的信号传播。

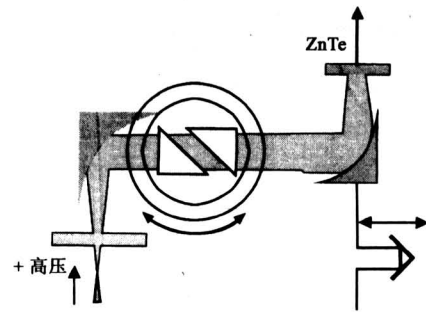


图9 太赫波段的全反射超光速实验装置

Fig.9 Total-reflection superluminal experimental setup in T-ray region

THz发生器使用GaAs晶体加2000V偏压,得到THz的脉冲脉宽为0.85 ps、波长1 mm。双棱镜设在一个平移台(精度1 nm)上,使两棱镜间的距离 $d$ 可以变化。棱镜的材料是Teflon, $n = 1.43$ ,故全反射临界角为 $44.4^\circ$ 。消失波与非消失波的光路见图3。

Carey取 $d = 0 \sim 20 \text{ mm}$ ,入射角 $\theta = 35^\circ \sim 55^\circ$ ,做了一系列实验。结果是脉冲重心时延和群时延均可以为负值,是超光速传输的证明。Carey说,如信号以接近并稍大于临界角的入射角入射,信号可以基本上无衰减地以超光速传播;但这要求光信号严格准直、棱镜为无限大。严格而论,以全反射实现超光速信息传输是可能的,但 $d$ 足够大时信号主要是非消失波,其脉冲重心速度(在气隙中)为 $0.99c$ ,是亚光速。这些问题尚待深入研究。

## 6 反向GH位移和负群时延的分析

2000年,上海大学的李春芳和王奇研究量子粒子穿越位(势)阱时发现,在一定条件下群时延

为负<sup>[27]</sup>。2年后李春芳发表了进一步的理论分析文章，讨论光束穿过光密介质板时所需的群时延<sup>[28]</sup>。考虑厚度  $d$ 、折射率  $n$  的光密介质板（如玻璃板），如图 10 所示，按 TE 波进行分析，导出了透射光束 GH 位移的表达式，并给出了该位移 ( $\Delta y$ ) 为负的条件。例如，波长取  $\lambda = 3.28 \text{ cm}$ （微波）材料为 Perspex 玻璃 ( $n = 1.605$ )，则可算出入射角  $\theta = 80.2^\circ$  时，若  $a = 14.2 \text{ mm}$ ，则  $\Delta y = -64.1 \text{ mm}$ ；若  $a = 27.4 \text{ mm}$ ，则  $\Delta y = -49 \text{ mm}$ 。

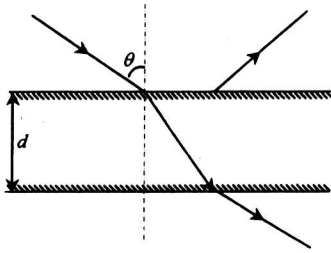


图 10 光线向光密介质板入射后的情形

Fig.10 Schematic diagram of a beam of light passing through a plate of glass

穿过玻板的群时延由两部分组成——相移  $\Phi$  随频率变化造成的项 ( $\partial\phi/\partial\omega$ )，和 GH 位移造成的项 (与  $\Delta y$  成正比)。这就可以推出使群时延为负的条件，即得到负群速。李春芳的分析是用电磁理论完成的；与 Bose 的双棱镜相比，两者似乎互成反问题（双棱镜问题是两个光密介质间的一层光疏介质，玻璃板问题是两个光疏介质间的一层光密介质）。2001 年，德国科隆大学的 Nimitz 小组发表的文章，可以看成是一种实验验证<sup>[29]</sup>。

## 7 光子静止质量测量的进展

光具有波粒二象性的概念已被普遍接受，成为一种常识。因此，物理光学不仅仅从波动的角度去研究，还应从粒子性的方面进行研究。光子静止质量通常假定是精确地等于零。假如存在与零的偏离，也一定是非常小的。这是因为 Maxwell 电磁理论在经典领域已充分证明其正确性并广泛地应用。光子静质量如不是零，将产生一系列的影响——真空中光速将与频率（或说波长）有关；电磁波可能产生纵波；规范变换失去意义；光速不变原理不再正确，等等<sup>[30,31]</sup>。因而近年来，对光子静质量的测量和对 Proca 方程组的回顾与思考，引起了科学界很大的关注。

为理解静止质量的概念，必须了解动体的质量与运动速度的关系。牛顿力学认为质量是物体所含物质的多少，是一个常数。在 19 世纪末发现电子以后，这一观念开始改变。1904 年，H. A. Lorentz 针对电子导出了以下公式<sup>[32]</sup>：

$$\text{纵质量 } m = \frac{m_0}{\left(\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}\right)^3} \quad (17)$$

$$\text{横质量 } m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (18)$$

式 (18) 常被人们称为狭义相对论 (SR) 质速公式，是不确切的。1905 年，爱因斯坦导出<sup>[33]</sup>：

$$\text{纵质量 } m = \frac{m_0}{\left(\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}\right)^3} \quad (17a)$$

$$\text{横质量 } m = \frac{m_0}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (19)$$

即纵质量公式与 Lorentz 导出的相同，横质量公式则不同。1907 年，爱因斯坦在“相对性原理及其结论”中<sup>[34]</sup>，认识到公式 (19) 与当时的对电子进行的实验结果符合得不好，但未能推出与式 (18) 相同的式子。另外，1921 年爱因斯坦在 Princeton 大学演讲相对论时，也没有提及式 (18) 形态的证明内容<sup>[35]</sup>。因此，称式 (18) 为“Lorentz 质速公式”更为确切。只是由于爱因斯坦后来默认了这个公式，逐渐地把它作为 SR 的组成部分，人们才称其为 Lorentz-Einstein 质速公式。

这里存在两个问题：首先，运动都是纵向的，而科学界后来都只使用 Lorentz 的横质量公式，从来不用纵质量公式，是令人奇怪的；其次，自 20 世纪初以来虽然有多个实验声称证实了式 (18)，但其实它们都是测量电子荷质比 ( $e/m$ ) 与速度  $v$  的关系。只有在  $e$  为不变量（恒定的常数）的条件下，才能说  $m$  随  $v$  变化。然而，关于电子电荷  $e$  是否为不变量，科学界存在争论<sup>[36]</sup>。因此可以理解，为什么时至今日还有人 Lorentz-Einstein 质速公式的正确性提出疑问。

尽管如此，主流物理学界早已接受 SR 理论关于质量的观点，即质量不是恒定的物理量，它与物质（物体）的运动速度及所蕴含的能量有关。这是与牛顿力学不同的。此外，上述情况亦不影响静止质量的定义，该定义可写为



$$m_0 = m|_{v=0} \quad (20)$$

这个定义连同式 (18), 不仅适用于电子, 也被认为适用于一切物质 (物体)。

笔者认为, 对光子来讲还需另作考虑。式 (18) 是否适用于光子这种物质 (物体), 其实是不确定的。SR 的第二公设说, 光在真空中相对于一切惯性系都以不变速度  $c$  传播, 不存在光子的静止系, 故光子静质量必须是零。或者说, 如把光子也看成经典粒子, 由于它以光速运动 ( $v = c$ ), 式 (18) 的分母为零,  $m_0$  如为有限值则  $m$  为无限大, 这是不可能的, 光子静质量只能为零 ( $m_0 = 0$ )。因此, SR 理论实际上认为, 任何以光速运动的物质, 其静质量都必须为零<sup>[30]</sup>。但这样一来就产生了问题, 对光子而言  $v = c$ , 质量  $m$  成为  $0/0$ , 即不定式。这结果并不比发生  $m = \infty$  更好!

对光子静质量的测量, 其实是在理论的逻辑自治性尚存在问题的情况下自 20 世纪 30 年代开始的, 一直延续到现在。不可否认, 确有一些科学家相信光子具有静质量。美国 Wisconsin-Madison 大学的物理学家 R. Lakes 近年来在测光子静质量方面做了许多研究, 他于 1998 年发表了“光子质量和宇宙磁矢位 (势) 的实验极限”论文<sup>[37]</sup>, 提供了良好的实验设计和工作。他在一次讲学中明确地说: “In fact the photon is massive!”

Lakes 的方法是考虑宇宙中星系和星系团的磁场造成的磁矢位 (势) 的影响, 故称为 galactic experiment of photon mass。如果光子有静质量, 该位 (势) 将与一组仪器产生的磁场相互影响。Lakes 的实验布置核心是一个用导线缠绕的悬浮铁环, 并通入直流电流; 线圈吊在一根细钨丝上, 其上有反光镜, 可以反映很小的扭矩变化。这个方法是基于静态扭转平衡, 测量结果是  $m_0 = 2 \times 10^{-50}$  g。中国科学家也在进行研究, 例如华中科技大学的罗俊等, 于 2003 年发表光子静质量测量上限为  $m_0 = 1.2 \times 10^{-51}$  g<sup>[38]</sup>, 方法与 Lakes 相似 (见图 11), 但是基于动态扭转平衡。实际上是对下述参量作测量:

$$\kappa^2 A_e = \left( \frac{m_0 c}{\hbar} \right)^2 A_e \quad (21)$$

$A_e$  是周围的宇宙矢位 (势)。罗俊等的测量结果可表为  $\kappa^2 A_e < 1.1 \times 10^{-11}$  Tm/m<sup>2</sup>。

如取  $A_e = 10^{12}$  Tm, 则可求出光子静质量上限  $m_0 = 1.2 \times 10^{-51}$  g。铁磁线圈处于真空室中, 整个实验装置是在山洞内, 以避免外界的影响。总之, 罗俊

等的实验比 Lakes 提高了一步, 目前还在改进中。

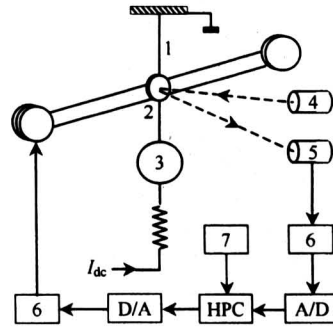


图 11 罗俊等的光子静质量测量装置

1—钨丝; 2—反射镜; 3—载流线圈; 4—激光器  
5—传感器; 6—放大器; 7—方波

Fig. 11 The experimental setup of the rotating torsion balance by J. Luo, et al

对“光子静质量上限”的测量, 其前景应怎样估计? 罗俊认为, 在分辨本领上未见明显信号, 就只能“静质量上限”。但这种测量也有一个限度, 根据测不准关系式有

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{\Delta t} \quad (22)$$

该式表示时间的最大测不准量 (不确定性) 对应静能量最小测不准量 (不确定性)。取  $\Delta E = m_0 c^2$ , 又取  $\Delta t = 10^{10}$  a (宇宙年龄估为 100 亿年), 可估算最小可能的  $m_0$  为<sup>[38]</sup>:

$$m_0 |_{\min} = 10^{-66} \text{ g} \quad (23)$$

这说明任一能量子最小可能的静质量是  $10^{-66}$  g! 目前, 实验物理学家提供的测量结果越来越小, 但距离  $10^{-66}$  g 尚远。将来假如测到了这个值, 也还不能确定光子是否有静质量。再做下去已没有意义; 那时人们也许可以说, 光子无静质量 ( $m_0 = 0$ ) 已被证实。

笔者认为, 目前必须说“光子静质量为零”还只是理论家的一种观点或推论, 尚未被实验所确证。而且, 研究中微子的历史 (原来认定中微子为无质量的粒子, 几年前证明是错误的<sup>[39]</sup>), 也给人们以启示——对光子静质量的测量研究不能到此为止, 还要继续下去。实际上, 关于光子质量的研究已成为一个重要的方向<sup>[40]</sup>。

## 8 光频测量的重大进展

真空中光速  $c$  是一个重要的基本物理常数, 在实现光频测量之前国际上一直沿用 K. D.

Froome 于 1958 年测得的值作为依据。采用自由空间微波干涉仪的技术, Froome 于 1958 年在 72 GHz 频率上得到  $c = (299\,792.5 \pm 0.1) \text{ km/s}^{[41]}$ 。到这时, 测量精度已达  $3.3 \times 10^{-7}$ 。1960 年发明了激光, 它为精密测量  $c$  值带来了全新的可能性。把激光波长乘每秒产生的波的数目, 就得到每秒内激光走过的距离 (光速  $c$ )。可见, 需要精测激光频率, 具体说, 需要完成一个光频测量链, 需要的人力、物力大, 技术要求高。美国标准局 (NBS) 以 K. M. Evenson 为首的小组于 1972 年宣布, 采用高度复杂的技术对甲烷 ( $\text{CH}_4$ ) 稳定激光完成了测频; 实验中采用了铯 (Cs) 原子频标出发的激光频率链, 其中包括 6 台不同的激光器和 5 个微波速调管。结果得到<sup>[41]</sup>:  $f_{\text{CH}_4} = 88.376\,181\,627 \times 10^{12} \text{ Hz}$ , 测量精度达  $6 \times 10^{-10}$ 。故可算出真空中光速

$$c = \lambda_{\text{CH}_4} f_{\text{CH}_4} = 299\,792\,456.2 \text{ m/s},$$

误差仅 1.1 m/s, 即精度  $3.6 \times 10^{-9}$ 。这样一来, 光速  $c$  的测量精度与 1958 年相比提高了 100 倍。

在实现了光频测量之后, 如何确定  $c$  的标准值 (也叫国际推荐值), 也经历了一个过程。最后定下来的值并不是 K. M. Evenson 于 1972 年报告的值, 而是 299 792 458 m/s。

众所周知, 计量学中的长度基准 (米定义) 自 1960 年以来是采用 Kr-86 的 605.7 nm 谱线作为基准, 但该谱线存在轮廓不对称性, 造成其重心点与光强最大点之间有  $1 \times 10^{-8}$  的波长差异。这一情况在研究光速  $c$  的问题时成为有价值的参考。甲烷 ( $\text{CH}_4$ ) 谱线的波长值约为 3.39  $\mu\text{m}$ ; 参照实测情况, 国际米定义咨询委员会 (CCDM) 于 1973 年 6 月决定, 采用以下数据作为甲烷谱线波长的标准值 (推荐值):  $\lambda_{\text{CH}_4} = 3.392\,231\,40 \mu\text{m}$ , 不确定度为  $4 \times 10^{-9}$ 。因而, 国际天文联合会 (于 1973 年)、国际计量大会 (于 1975 年) 都认可了这个值。这样, 现在终于有了  $c$  的真实值 (真值), 即 299 792 458 m/s, 其误差在  $\pm 1.2 \text{ m/s}$  以内。

精测真空中光速  $c$  的成功使这件事有了全新的科学上的意义。正如大家所知, 基本的计量单位有 7 个, 即米、千克 (公斤)、秒、安 [培]、开 [尔文]、摩 [尔]、坎 [德拉]。在这些基本物理单位中, 精度最高的是时间 (频率), 其次是长度。米定义方法早期用原器, 1960 年才开始按原子的辐射跃迁来定义, 即 “Kr-86 原子的  $2p_{10}$  和  $5d_5$  能级

之间跃迁所对应的辐射在真空中波长的 1 650 763.73 倍”; 相应的长度基准称为 Kr-86 基准。尽管按原子状态来定义比起过去优越, 但存在的问题也很明显。对同一辐射跃迁, 波长是一种单位, 频率又是一种单位, 二者互相独立, 建立计量基准的方法也不同。这就不合理。能否统一起来, 从而减少一个基本单位? 由于精测真空中光速  $c$  达到了高水平, 出现了用下式定义长度的可能

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (24)$$

式中,  $c$  是恒量, 频率  $f$  是基本单位, 波长  $\lambda$  成为导出单位。这样, 长度不再是基本单位, 而是导出单位, 解决了问题。1983 年, 国际上规定了新的米定义: 1 m 是平面电磁波在真空中  $(299\,792\,458)^{-1} \text{ s}$  内走过的距离。

从以上讨论可知, 基础科学 (物理学、计量学) 的发展必然要走到使用激光、改进激光稳频与测频技术上来, 即必须精测激光频率。其意义有三点: 首先是解决米定义的问题 (减少一个单位); 其次是把频率计量的高准确度定到比微波更高的光频上; 再次是把光谱学中的波长定标改为频率定标。故自 20 世纪后期一些国家把 “光频标与光频测量” 定为重要课题投资研究, 内容涉及光频链、激光光谱学、高稳定激光器、光的性质等方面。

20 世纪 70 年代, 美国标准局 (NBS)、英国物理研究所 (NPL), 以及法国、中国, 都曾制定光频测量方案, 并进行了全部或部分的实验。一个典型的光频测量链 (也叫光频标准链) 方案, 采用了超导腔稳频振荡器 (super-conducting cavity stabilized oscillator, SCSO)。这个方案的大意为, 采用铯 (Cs) 原子钟作为振荡源, 但不用其中的 5 MHz 高稳定晶振再倍频的方法, 而是用 SCSO 产生高质量的 9 192 MHz 谱线作为过渡到第一级激光器的桥梁。这样做可节省多次倍频的中间环节 (一般倍频 5 ~ 7 次, 用 SCSO 可高达 425 次; 因质量因数特别高, 425 次谐波仍旧足够幅度)。如能制成  $Q$  值高达  $1 \times 10^{10}$  的超导腔, 并在超高真空、超低温下工作, SCSO 具有非常高的频率稳定度 ( $t > 10 \text{ s}$  时, 短期稳定度达  $6 \times 10^{-16}$ , 长期稳定度达  $10^{-14}$ )。但超导腔的加工非常困难; 且要求在 4.2 K 以下 (例如 1.3 K) 工作, 低温、真空系统庞大复杂<sup>[42]</sup>。

1983—2003 的 20 年间, 各国共测量了 9 条谱线的绝对频率值。除了前述的 3.39  $\mu\text{m}$  波长 (约 88 THz) 之外, 还有从 10.3  $\mu\text{m}$  (约 29 THz) 到 243

nm (约 1 233 THz) 共 8 条谱线。但这只是一些孤立的点; 如何在宽广的波段实现测频? 这个问题一直未解决。1999 年光频测量有了重大突破, 主要是采用了光梳 (light comb) 技术。这一技术的发明者是德国的 T. W. Hansch, 他因此荣获 2005 年的诺贝尔物理学奖。他证明飞秒激光器稳定而均匀的频梳可以作为一把理想的尺子, 度量其复盖频段内的任何可测频率。简言之, 飞秒激光光频梳状发生器是新型光频段多频率发生器, 利用它可进行光频的精密测量 (精度达  $10^{-14}$ )。虽然早在 1989 年 Hansch 就提出了“用 fs 激光频梳测频”的思想, 但当时锁模激光器的水平低, 不足以实现其方法。

图 12 是频域图, 一个锁模脉冲链 (mode-locked pulse train) 的频梳的分量相互间距为  $f_r$ ,  $f_r$  是脉冲重复频率 ( $f_r = 1/\tau$ ,  $\tau$  是脉冲间距)。锁模激光器的频谱是下式表达的梳状谱线:

$$f_n = n f_r + \delta \quad (25)$$

$n$  为大于零的正整数,  $\delta$  为由相位关系决定的偏差修正。梳谱线的位置可通过专门技术加以控制。

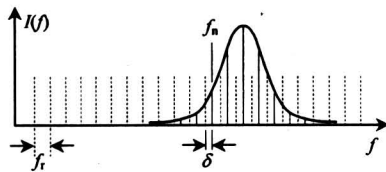


图 12 光梳技术频域图示意

Fig. 12 The frequency-domain diagram of the light-comb technology

1999 年, T. Hansch 等<sup>[43]</sup>采用 70 fs 的锁模激光器测量了间隔达 20 THz 的光频值, 并证实了一系列稳定频梳的存在。这样, 从 Cs 谱线到可见光的广阔区域可连接起来, 用 fs 锁模激光器造成的频梳复盖可见光区, 并由倍频技术达到红外区。这一突破对于物理光学、计量学等学科的贡献具有里程碑式的意义<sup>[44]</sup>, 获诺贝尔奖是当之无愧的。

#### 参考文献

- [ 1 ] Pendry J B, et al. Extremely low frequency plasmons in metallic meso structures[J]. Phys Rev Lett, 1996, 76: 4773 ~ 4776
- [ 2 ] Pendry J B, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. IEEE Trans MTT, 1999, 47: 2075 ~ 2084
- [ 3 ] Smith D R, et al. Composite medium simultaneously negative permeability and permittivity [J]. Phys Rev Lett, 2000, 84(18): 4184 ~ 4187
- [ 4 ] Shelby R A, et al. Experimental verification of the negative refraction index [J]. Science, 2001, 292 (6 Apr.): 77 ~ 79
- [ 5 ] Carey J J. Noncausal time response in frustrated total internal reflection [J]. Phys Rev Lett, 2000, 84: 1431 ~ 1434
- [ 6 ] Nimtz G. On superluminal tunneling [J]. Prog Quant Elect, 2003, 27: 417 ~ 450
- [ 7 ] Wynne K, Jaroszynski D A. Superluminal terahertz pulses [J]. Optic Letters, 1999, 24(1): 25 ~ 27
- [ 8 ] Wynne K, et al. Tunneling of single-cycle terahertz pulses through waveguides [J]. Optic Communications, 2000, (1): 429 ~ 435
- [ 9 ] Wynne K. Causality and the nature of information [J]. Optics Communications, 2002, 209: 85 ~ 100
- [ 10 ] 黄志洵. 截止波导理论导论(第二版)[M]. 北京: 中国计量出版社, 1991
- [ 11 ] 黄志洵. Proca 电磁理论的若干问题[J]. 中国工程科学, 2005, 7(3): 6 ~ 12
- [ 12 ] 章志鸣. 物理光学发展近史[J]. 近代物理学史研究, 1986, (2): 89 ~ 100
- [ 13 ] Allred C M, Cook C C. A precision rf attenuation calibration system [J]. Trans IRE, 1960, I-9(2): 268 ~ 274
- [ 14 ] Enders A, Nimtz G. On Superluminal barrier traversal [J]. J Phys I France, 1992, (2): 1693 ~ 1698
- [ 15 ] Nimtz G, Heitmann W. Superluminal photonic tunneling and quantum electronics [J]. Prog Quant Electr, 1997, 21(2): 81 ~ 108
- [ 16 ] Balcou Ph, Dutriaux L. Dual optical tunneling times in frustrated total internal reflection [J]. Phys Rev Lett, 1997, 78(5): 851 ~ 854
- [ 17 ] Li C F (李春芳). Comment on “photonic tunneling time in FTIR” [J]. Phys Rev, 2002, A65: 066101
- [ 18 ] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$  [J]. Soviet Phys Achievements, 1968, 10(4): 509 ~ 514
- [ 19 ] 黄志洵. 微波异常传播中的负折射率问题[J]. 物理, 2001, 30(11): 689 ~ 692
- [ 20 ] Valanju P M, et al. Wave refraction in negative index media: always positive and very inhomogenous [J]. Phys Rev Lett, 2002, 88(18): 187401 ~ 1 ~ 4
- [ 21 ] Anaheim G B. Pentagon attempts to bend light to its will [J]. Nature, 2004, 428(18 Mar.): 245

- [22] 隋强,等. 负介电常数和负导磁率微波媒质的实验[J]. 中国科学(G), 2003, 33(5): 416 ~ 427
- [23] 张富利,等. 用于构成左手化材料(LHM)的开口谐振环的研究[J]. 北京广播学院学报(自然科学版), 2003, 10(4): 71 ~ 77
- [24] 沈京玲. 太赫技术与太赫波段的超光速研究[J]. 北京广播学院学报(自然科学版), 2004, 11(4): 5 ~ 11
- [25] Brillouin L. Wave propagation and group velocity [M]. New York: Academic Press, 1960
- [26] Wang L J(王力军), et al. A gain-assisted superluminal light propagation [J]. Nature, 2000, 406: 277 ~ 279
- [27] Li C F(李春芳), Wang Q(王奇). Negative phase time for particles passing through a potential well [J]. Phys Lett, 2000, A275: 287 ~ 291
- [28] 李春芳. 反向 Goos-Hänchen 位移及负群时延[J]. 北京石油化工学院学报, 2002, 10(4): 55 ~ 58
- [29] Vetter R M, et al. Negative phase time for scattering at quantum wells: A microwave analogy experiment [J]. Phys Rev, 2001, E63: 046701
- [30] 张元仲. 狭义相对论实验基础[M]. 北京: 科学出版社, 1979(初版), 1994(重印)
- [31] 陈秉乾, 舒幼生, 胡望雨. 电磁学专题研究[M]. 北京: 高等教育出版社, 2001
- [32] Lorentz H A. Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity less than that of light [J]. Konink Akad Wetenschap (Amsterdam), 1904, (6): 809 ~ 831
- [33] Einstein A. 论动体的电动力学[A]. 范岱年, 赵中立, 许良英译. 爱因斯坦文集[M]. 北京: 商务印书馆, 1983. 83 ~ 115
- [34] Einstein A. 关于相对性原理和由此得出的结论[A]. 范岱年, 赵中立, 许良英译. 爱因斯坦文集(第2卷) [M]. 北京: 商务印书馆, 1983. 150 ~ 209
- [35] Einstein A. 相对论的意义[M]. 郝建纲, 刘道军译. 上海: 上海科技教育出版社, 2001
- [36] 艾小白. 演化的精细结构常数是宇宙连续加速膨胀的证据[J]. 北京广播学院学报(自然科学版)增刊, 2004, 11: 63 ~ 70
- [37] Lakes R. Experimental limits on the photon mass and cosmic magnetic vector potential [J]. Phys Rev Lett, 1998, 80(9): 1826 ~ 1829
- [38] Luo J(罗俊), et al. New experimental limit on the photon rest mass with a rotating torsion balance [J]. Phys Rev Lett, 2003, 90(8): 081801, 1 ~ 4
- [39] 周国荣. 中微子的静止质量及其在物理学和宇宙学上的意义[J]. 物理, 1999, 28(5): 290 ~ 294
- [40] Tu L C(涂良成). The mass of the photon [J]. Rep Prog Phys, 2005, 68: 77 ~ 130
- [41] Evenson K M, Wells J S, et al. Accurate frequency of molecular transitions used in laser stabilization: the 3.39  $\mu\text{m}$  transition in  $\text{CH}_4$  and the 9.33 and 10.18  $\mu\text{m}$  transition in  $\text{CO}_2$  [J]. Appl Phys Lett, 1973, 22: 192 ~ 198
- [42] 黄志洵. 超光速研究的理论与实验[M]. 北京: 科学出版社, 2005
- [43] Udem T, Reichert J, Hansch T W, et al. Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser [J]. Opt Lett, 1999, 24: 881 ~ 883
- [44] 沈乃激, 魏志义, 聂玉昕. 光频标和光频测量研究的历史、现状和未来[J]. 量子电子学报, 21(2): 139 ~ 148

## Recent Advances in Physical Optics Research

Huang Zhixun

(Communication University of China, Beijing 100024, China)

**[Abstract]** This paper focuses on a series of theoretical and experimental studies of the physical optics, such as the Goos-Hänchen shift, the FTIR phenomena, the negative refraction index, the superluminal experiments of THz rays, and the measurement of photon rest mass. It indicates that the evanescent waves phenomena are becoming more important in physical optics research recently. For example, superluminal propagation is a result of the evanescent waves, i.e. the evanescent fields. The possibility of a finite photon rest mass remains one of the most important issues in physical optics, as it has a bearing on a series of fundamental questions. A discussion on the present situation in this area is given. Finally, the history and advances of optical frequency standard and optical frequency measurements are given in the article.

**[Key words]** physical optics; negative wave velocity; negative refraction index; GH shift; evanescent waves; photon rest mass