

# 古斯—汉欣位移的发现与发展\*

温积森 王立刚<sup>†</sup>

(浙江大学物理系光学研究所 杭州 310027)

2016-04-08收到

<sup>†</sup> email: sxwlg@yahoo.com

DOI: 10.7693/wl20160801

## The discovery and development of the Goos-Hänchen shift

WEN Ji-Sen WANG Li-Gang<sup>†</sup>

(Institute of Optics and Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

**摘要** 目前古斯-汉欣位移泛指有限束宽光束在界面处反射或透射时, 在入射平面内会出现偏离几何光学预言的一小段横向移动量。古斯—汉欣位移的研究可追溯至牛顿时代, 但直到1947年才在实验上发现了该位移, 此后人们开始对其逐步深入研究。作为一种基本的物理现象, 它已延伸到声学、量子力学和物质波等领域。文章作者结合自身研究经历与认识, 从古斯—汉欣位移的发现、理论解释及最新的研究进展等方面对其进行介绍。

**关键词** 古斯—汉欣位移, 反射, 透射

**Abstract** Nowadays the Goos-Hänchen shift is generally referred to as a tiny lateral shift in the incident plane, displaced from the prediction of geometrical optics, for the reflected or transmitted light of a finite beam at an interface. Research on this shift can be traced back to the time of Newton, but it was only in 1947 that it was observed experimentally, after which interest gradually increased and research developed. As a basic physical phenomenon, the Goos-Hänchen shift has been extended to the fields of acoustics, quantum mechanics, matter waves, and so on. In this paper we present a review on its discovery, theoretical explanation, and some latest advances.

**Keywords** Goos-Hänchen shift, reflection, transmission

## 1 引言

谈及古斯—汉欣位移(Goos—Hänchen shift), 我们不妨从几何光学讲起。1621年, 荷兰物理学家斯涅尔(W. Snell)发现光在两种介质界面发生折射现象的折射定律, 该定律也适用于反射现象, 即反射可看作是折射的一种特殊情况。众所周知, 光在界面的反射和折射现象也可以用著名的

唯象理论——惠更斯原理来解释: 当入射光到达界面时, 激发第二种介质电偶极子振荡, 诱发出子波相干叠加, 向前部分进入第二种介质传播且遵守折射定律, 向后部分则形成反射。可见, 光的反射与透射并不像看起来那么“简单”, 它们具有深刻的物理内涵, 其实质是光和界面物质相互作用的结果。

当光由光密介质入射至光疏介质, 且入射角大于临界角时, 则会发生全反射。从几何光学的观点看来, 发生全反射时入射光在介质表面的入射点位置与出射点位置相同。然而早在17世纪,

\*国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB921602)、国家自然科学基金(批准号: 11274275, 61078021)和中央高校基础研究经费(批准号: 2016FZA3004)资助项目

牛顿在他的光学著作中猜想：光束全反射并不在两种介质的界面上产生，不像皮球那样，打到墙上马上弹回，光束的路径可能是先从光密介质绕到光疏介质，然后再回到光密介质，并且“拐点”在光疏介质里，这样大家可以想象光束入界面位置和出界面位置之间就会有一段距离，光束就会横向移动(图1)。1929年，Picht在理论上提出光束在界面发生全反射时，能流由光密介质流入光疏介质，然后再返回至光密介质<sup>[1]</sup>。1943年，古斯(F. Goos)和汉欣(H. Hänchen)设计实验研究光在全反射时的渗透深度现象。显然，若入射光是进入光疏介质，而后再度出现在光密介质，那么反射光将会发生什么。如图1所示，I为入射光束，反射光束 $R_1$ 是几何光学预言路径， $R_2$ 是实验预期路径， $d$ 则是预期出现的横向位移。最终，他们在实验上成功地观察到并且论证了该现象，同时巧妙地设计出实验来测得横向位移量。到1947年，他们正式发表论文讲述首次在实验中发现光束在两种不同折射率界面发生全反射时有一段横向的位移<sup>[2]</sup>，后来人们就以他们的名字来命名这一光学现象，称其为古斯—汉欣位移。

简言之，古斯—汉欣位移是指在发生全反射时，反射光束在入射面内偏离几何光学路径的一小段横向位移。古斯—汉欣位移的发现，迅速引起学界的广泛关注。无论是对其理论解释、实验上的测量和实际中的应用，还是发生在不同材料、不同光子系统上的古斯—汉欣位移，人们都开展了卓有成效的研究。在古斯—汉欣位移发现

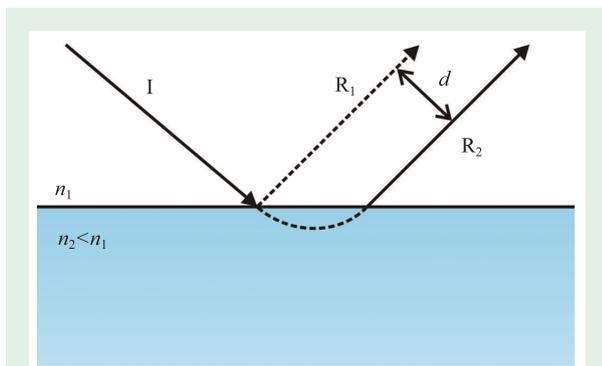


图1 光在界面处的全反射及古斯—汉欣位移示意图

之初，人们着眼于对产生该位移的物理机理进行解释。到20世纪七八十年代，人们提出了一些实验上测量古斯—汉欣位移的新方法，并且开始思考将该现象应用于实际。到了21世纪，随着新技术、新材料等不断涌现，对古斯—汉欣位移的研究进入了崭新阶段。古斯—汉欣位移的概念已扩展到光子器件中部分反射和透射的情形，泛指光束在入射面内反射与透射过程中偏离几何光学路径的横向位移。

## 2 理论解释

通常地讲，新物理现象的发现途径主要有两种情况：一是先有理论做出科学的预言，继而研究者在理论的指导下用实验证实该物理现象；二是在科学实验中“意外”发现的物理现象，然后研究者给出合理的理论解释并不断完善。对于古斯—汉欣位移的研究，不外乎如是。当古斯和汉欣在实验中发现该位移后，许多研究者尝试给出更为合理的理论解释。在诸多理论中，主要有两种解释，分别是稳态相位法(stationary-phase method)和能流法(energy-flux method)。除了这两种理论解释外，还有角谱法、高斯光束法等理论，这些解释也被研究者普遍接受并在不同情况下使用。

早期对古斯—汉欣位移的研究主要集中在如何定量地描述它。1948年，Artmann利用入射光和反射光的相位差，成功地解释了古斯—汉欣位移<sup>[3]</sup>，并给出了不同偏振光下该位移的两个表达式。1949年，古斯和汉欣在实验上做了新的测量，确认该位移和光的偏振方向有关<sup>[4]</sup>。Artmann的理论解释就是后来的稳态相位法。该方法认为，产生古斯—汉欣位移的原因在于入射的实际光束并不是理想平面波，而是有限束宽的光束，它可看作是一系列具有不同波矢方向的单色平面波的叠加。当光束发生全反射后，每一列单色平面波都会产生不同的相移。这些单色平面波叠加成实际的反射光束后，就会引起反射光束在空间上的横向移动。Artmann通过理论推导得到了古

斯—汉欣位移表达式如下:

$$d_i = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi_i(\theta)}{\partial \theta}, \quad (1)$$

其中  $i$ =TE(transverse electric), TM(transverse magnetic)为两种偏振态,  $\lambda$ 是光的波长,  $\varphi_i(\theta)$ 是反射系数的相位,  $\theta$ 是入射角。该公式一直被广泛运用至今。

能流法并不像稳态相位法那样发展一帆风顺, 中间经过一段曲折的认识过程。能流法基于能量守恒思想解释了产生古斯—汉欣位移的原因, 由 Renard 在 1964 年提出<sup>[5]</sup>, 该能流法一般被称作传统能流法。Renard 认为, 当光束在界面发生全反射时, 一部分入射光的能量随着倏逝波(evanescent wave)从光密介质进入光疏介质, 且该部分能流沿着平行于界面方向流动一定距离, 后又返回至反射光中, 所以导致古斯—汉欣位移的出现。能流法在物理图像上更好地解释了古斯—汉欣位移, 但其计算结果和稳态相位法并不一致, 因此在一段时间内引起人们的争论。1983 年, Yasumoto 和 Ōishi 指出, Renard 的能流法中存在不恰当的近似, 提出了改进后的能流法<sup>[6]</sup>。新的能流法不仅考虑了倏逝波中的能流, 还包括入射与反射重叠区域相干叠加的光场, 该部分光场的能流也沿界面方向。改进后的能流法与稳态相位法计算结果一致。而后人们进一步讨论了能流法的适用范围, 使能流法得到广泛接受。近来, 上海大学陈玺教授等人利用新的能流法分析了对称双棱镜全反系统中的古斯—汉欣位移, 发现在该系统中新的能流法计算位移的理论值与稳态相位法一致, 即传统能流法计算的位移值加上自干涉位移, 自干涉位移就是由入射光与反射光在重叠区域干涉产生的<sup>[7]</sup>。

### 3 研究进展

从古斯—汉欣位移的理论解释中, 人们可以发现影响古斯—汉欣位移的因素包括: 光束的偏振状态、入射角, 以及介质的介电常数、磁导率等。若是平板或多层结构, 则还有介质层厚度等

因素。这些因素往往与光子器件的材料、结构等密切相关。因此通过不同参数来改变古斯—汉欣位移, 可获得不同的效果。人们由研究单界面上的古斯—汉欣位移, 发展到研究平板结构(即双界面), 以及多界面(如周期性结构)上的位移等等。同时, 伴随新型人工超材料、微纳材料等成功研制, 人们关注的焦点转移至这些材料(诸如负折射率材料、各类光子晶体等)上发生古斯—汉欣位移的物理机制。下面我们仅根据自己的一些认识与理解, 介绍这一领域主要的研究进展。

#### 3.1 古斯—汉欣位移的正、负值问题

在全反射系统中, 早期研究的古斯-汉欣位移通常为正值。随着人们对古斯-汉欣位移的研究逐渐深入, 人们意识到材料参数会对古斯—汉欣位移产生很大影响。20 世纪 50 年代, Wolter 在研究全反射过程中注意到古斯—汉欣位移可以为负的现象<sup>[8]</sup>。随后, Tamir 和 Bertoni 明确阐述了在后向漏波(leaky-wave)结构中(或负介电常数的介质表面)可能发生负的古斯—汉欣位移的想法<sup>[9]</sup>, 类似的现象也可在能激发表面波的波纹状金属表面或磁性等离子体表面发生。1982 年, Wild 和 Giles 理论上发现了在部分反射情形中对 TM 偏振光而言, 其反射光在吸收介质表面的布儒斯特角(Brewster angle)附近会产生较大的负古斯—汉欣位移<sup>[10]</sup>。然而这一物理现象的根源直到 2002 年才由香港中文大学的 Lai 和 Chan 揭示: 从稳态相位法的观点看, 由于反射介质具有弱吸收的特点, 导致反射相位在布儒斯特角附近急剧增加, 从而导致负的古斯—汉欣位移的增大。如图 2 所示, 随着吸收的减少, 在布儒斯特角附近的反射相位的斜率变得越来越大, 因此古斯—汉欣位移为负值, 并且负得越来越大<sup>[11]</sup>。从能流法的观点看, 负的古斯—汉欣位移是由沿表面的后向能量流引起的。2007 年, Leung 等人进一步发现, 当 TM 偏振光以接近掠射角照射在单界面的强吸收金属表面时也会发生大的负古斯—汉欣位移<sup>[12]</sup>。由于负古斯-汉欣位移与正古斯—汉欣位移方向相反,

这种被认为“反直觉”的新奇现象一开始就备受关注。

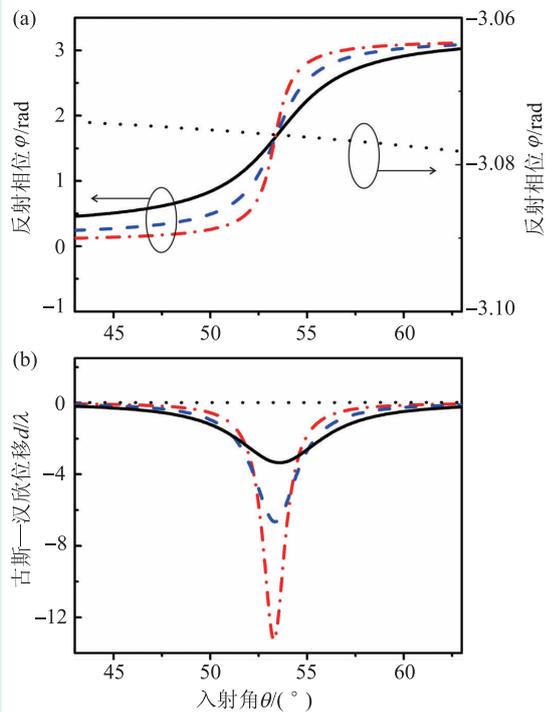


图2 弱吸收介质表面在布儒斯特角附近的古斯—汉欣位移 (a)反射相位随入射角变化关系图；(b)古斯—汉欣位移随入射角变化关系图，其中不同反射介质的介电常数分别为  $\epsilon = 1.8 + 0.09i$  (TM波，红色点划线)， $\epsilon = 1.8 + 0.18i$  (TM波，蓝色虚线)， $\epsilon = 1.8 + 0.36i$  (TM波，黑实线)， $\epsilon = 1.8 + 0.09i$  (TE波，黑点线) (图2(b)引自文献[11])

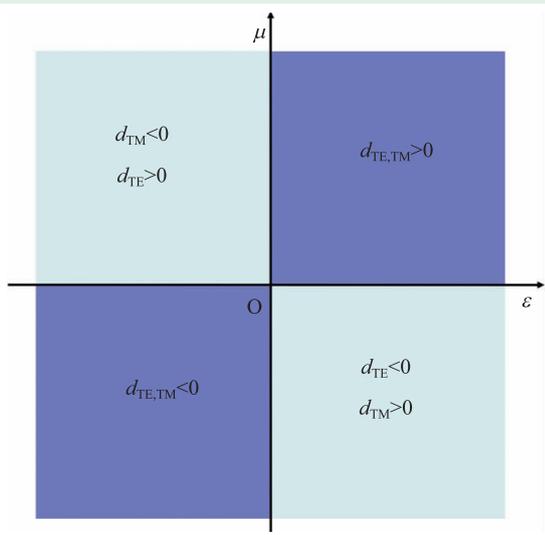


图3 古斯—汉欣位移的符号与反射介质的电磁参数的依赖关系(这里入射介质为无吸收的正折射率材料)

目前实现负古斯—汉欣位移有多种方法，且引起位移为负的物理机制也不尽相同。前面提到的是在普通材料的表面发生的负古斯—汉欣位移现象，但只对TM偏振光而言。由于新型人工电磁材料(如负折射率材料)的出现，人们可以人为地改变材料的相对介电常数 $\epsilon$ 和磁导率 $\mu$ 。2002年，Berman研究了当光束从正折射率材料入射到负折射率材料的交界面上发生全反射时的古斯—汉欣位移。由于负折射率材料具有同为负的 $\epsilon$ 和 $\mu$ ，导致可同时产生TE和TM偏振光的负古斯—汉欣位移，其物理机制是在负折射率材料中存在(与正折射率材料中能流方向比较)反向表面能流<sup>[13]</sup>。2003年Lakhtakia研究了当光从正折射率材料入射到具有负相速度(negative phase-velocity)材料表面上发生全反射时的古斯—汉欣位移<sup>[14]</sup>。在总结前人的研究结果后<sup>[15, 16]</sup>，人们自然地发现，对无吸收介质表面发生的全反射，不同偏振光的古斯—汉欣位移的符号与反射介质的电磁参数依赖关系如图3所示：在第一象限内，两种偏振光的位移都为正值( $d_{TE, TM} > 0$ )；在第二象限内，TM偏振光的位移 $d_{TM}$ 为负值，TE偏振光的位移 $d_{TE}$ 为正值；在第三、四象限内的情况则刚好与第一、第二象限相反。若反射介质具有吸收性(即 $\epsilon$ 和 $\mu$ 为复数)，则古斯—汉欣位移的符号要复杂得多。在上面的图2中，事实上只考虑 $\epsilon$ 为复数，最近发表的文献[17]也是这样的情况。

除了材料参数对光束的横向移动有影响外，人们逐渐发现光子系统结构参数的变化也会极大地影响古斯—汉欣位移。2003年，上海大学李春芳教授研究光束通过简单的无吸收介质板时，发现在入射角 $\theta$ 满足一定条件时，即  $\cos \theta < \sqrt{(n^2 - 1)/2}$  ( $n$ 为介质板的折射率)，透射光束可具有负的古斯—汉欣位移<sup>[18]</sup>。究其原因，当反射介质由简单的单界面变为双界面的平板结构时，由于双界面内光的干涉作用，反射光束和透射光束则会出现振荡变化的古斯—汉欣位移。随后，人们在各类材料的介质板(如负折射率平板<sup>[19-21]</sup>、弱吸收介质板<sup>[22]</sup>、狄拉克介质平板<sup>[23]</sup>、手性特异材料平板<sup>[24]</sup>等)上发现了古斯—汉欣位移可正、可负的各类新

特点。正是这些研究工作，为后来利用多层结构或光子晶体结构来调控古斯—汉欣位移提供了新的思路。

### 3.2 古斯—汉欣位移的增强与调控

前面已经讲了古斯—汉欣位移的正负符号变化，然而从实验或应用的角度来看，古斯—汉欣位移的增强或调控效应往往与人为可控参数相关。近十多年来，纳米微加工技术的快速发展形成了各类新型人工微结构材料的研究热潮。正是在这样的背景下，实现古斯—汉欣位移的调控变得可行，人们对此现象的研究兴趣越来越浓。这其中重要的原因之一是：从光学角度讲，古斯—汉欣位移增强或符号的变化对于设计集成光子器件、光开关等方面的应用有重要意义。

2003年，法国 Felbacq 等人注意到在光子晶体带边会出现与全内反射系统的临界角附近类似的古斯—汉欣位移效应<sup>[25]</sup>，并由此说明了它在设计有限结构(实际情况都是如此)的光子集成器件上的重要性<sup>[26]</sup>。而后人们利用在含负折射率特异材料的 Otto 结构中激发表面极化波来获得增强的古斯—汉欣位移<sup>[27]</sup>。在棱镜耦合的 Kretschmann—Reather 结构中，当金属表面等离子体共振被激发时，也会出现极大的可正可负的古斯—汉欣位移<sup>[28]</sup>。我们当时研究了一维光子晶体中缺陷模附近的古斯—汉欣位移，发现缺陷模会导致古斯—汉欣位移的显著增强，这比光子晶体带边的情况增强一个量级以上；其物理原因在于光束的电磁场能量流在缺陷层中呈高度局域化并沿着缺陷层界面方向流动<sup>[29]</sup>。这些研究都说明，人们可以通过调控光子器件的结构来直接增强古斯—汉欣效应。

随后出现了一系列利用不同光子器件的光子能带结构来调控古斯—汉欣位移的研究。例如，2006年，人们利用在具有负有效折射率的二维光子晶体上加覆盖层来获得极大的负值古斯—汉欣位移，通过控制覆盖层的厚度或折射率来改变古斯—汉欣位移，这里产生极大的古斯—汉欣位移

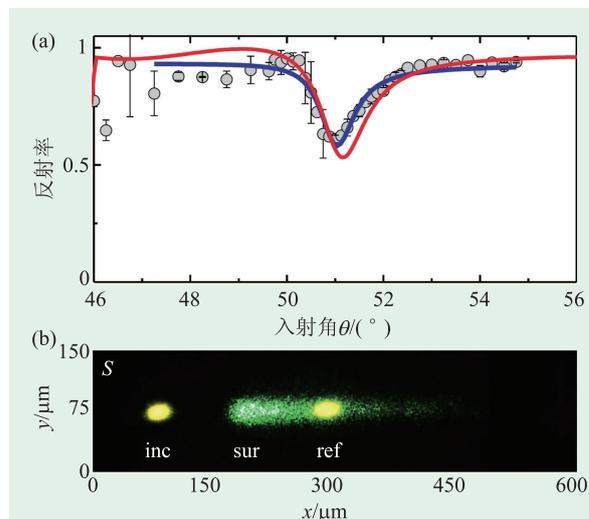


图4 (a)s极化波入射时实验测得的反射角谱，其中散点为实验测量值，蓝色和红色分别为法诺谱线及反射率角谱的拟合曲线；(b)当s极化波入射时，光子晶体表面的显微镜成像图，黄色光斑inc，ref分别代表入射光与反射光，绿色并具有彗星外形的光斑suf代表表面电磁波引起的散射光。实验样品为棱镜和由9个ZrO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>双层结构组成的一维光子晶体的复合体系(引自文献[32])

源于其向后的能流和光栅效应<sup>[30]</sup>。2007年，人们利用在一维光子晶体和左手性特异材料(left-handed metamaterials)之间能激发前向或后向的表面塔姆态(Tamm state)来产生正或负的巨大古斯—汉欣位移<sup>[31]</sup>。2012年，人们利用光子晶体里的法诺共振(Fano resonance)现象观察到巨大的古斯—汉欣位移<sup>[32]</sup>。如图4所示，反射角谱在51°附近的不对称谱线是由棱镜的表面波与光子晶体的表面波干涉引起的法诺共振，这一现象导致反射光束经历了明显的移动，见图4(b)。

然而，从调控的角度来说，若要获取变化的古斯—汉欣位移或者是实现位移符号转变，常需要改变光子器件的材料或结构参数，或者改变入射光的频率或角度等，这样操作往往使得控制过程变得复杂且不利于古斯—汉欣位移的实际应用。因而，从应用的角度来看，通过调节外部参数直接地实现古斯—汉欣位移的调控具有更重要的应用价值。一种办法是利用材料的非线性效应来获得古斯—汉欣位移的非线性效应。例如，人们利用负的克尔型非线性介质，从实验上实现了古斯—汉欣位移对输入光强的依赖关系<sup>[33]</sup>，随着

激光束功率的变化, 古斯—汉欣位移呈现非线性的调控手段。利用非线性效应最大的好处是在不改变光子器件及光束参数情况下, 通过控制入射光的强度即可调控古斯—汉欣位移<sup>[34]</sup>, 如图 5 所示。同时, 由于非线性材料的响应特点, 光束的古斯—汉欣位移理论上也具有双稳效应<sup>[35]</sup>。

另一种办法是, 利用材料对外部参数的响应来实现对古斯—汉欣位移的调控。我们在 2008 年结合量子光学的办法, 提出了用相干驱动场来控制(或操纵)光束的古斯—汉欣位移。我们利用驱动光场与腔内二能级原子气体发生相互作用来改变腔内原子的吸收与色散特性, 使探测光的反射和透射所经历的古斯—汉欣位移量对控制光的强度非常敏感, 从而使光束横向位移可从正变为负<sup>[36]</sup>。该方法主要的优点在于灵活地调控了古斯—汉欣位移而不改变器件结构。随后, 人们发展了一系列利用光与不同能级的原子相互作用来调控古斯—汉欣位移的办法。类似地, 人们利用铌酸锂(LiNbO<sub>3</sub>)晶体的电光效应, 在不改变器件结

构的情况下, 实验上通过调节电光效应的电压即可控制古斯—汉欣位移<sup>[37]</sup>。不仅如此, 当光束通过各向异性的单轴电光晶体平板(如磷酸二氢铵、磷酸二氢钾)时, 通过所加电压不仅能调节透射光束的位移, 还能使 TE, TM 偏振光分离<sup>[38]</sup>。人们甚至利用超导材料的光学响应与温度的关系来控制古斯—汉欣位移<sup>[39]</sup>。目前古斯—汉欣位移的调控问题是该研究领域的重点问题之一, 由于古斯—汉欣位移的可调参数多, 我们相信新的调控技术和实验手段将会不断出现。

### 3.3 光的空间相干性与古斯—汉欣位移

早期对古斯—汉欣位移的研究大多基于完全相干光的电磁理论, 但从严格意义上讲, 实际情况中完全相干光源是不存在的。实验中, 人们研究古斯—汉欣位移时, 已经注意到实验测得的位移量总是与完全相干光理论得到的理论值有偏差, 特别是在全反射临界角或表面等离子共振峰附近<sup>[28, 40, 41]</sup>。从稳态相位法可知, 古斯—汉欣位移的出现是由于不同角谱成分的波的干涉效应。自然地, 一旦干涉效应减弱或消失, 人们可以预期古斯—汉欣位移量会减小或消失(即退回到几何光学)。

2007 年, 我们从理论上发现: 光束的空间相干性降低会导致在全反射临界角附近的古斯—汉欣位移量减少的现象<sup>[42]</sup>。我们当时用部分相干理论中的交叉谱密度(与关联函数相关)作了定性的解释。实验上, 研究人员用部分相干的 LED 光束测量全反射系统中的古斯—汉欣位移时, 确实在临界角附近发现了观察的测量值无法用完全相干的高斯光束理论来解释<sup>[43]</sup>。

然而, 2011 年人们在重新思考部分相干光束的古斯—汉欣位移时, 基于不恰当的近似得出了空间相干性与古斯—汉欣位移无关的结论<sup>[44]</sup>。从部分相干光束理论, 可以知道, 部分相干光的等效发散角与光束的宽度和空间相干性有关。由于部分相干光没有确定的振幅与相位, 人们常用光场的关联函数来描述部分相干光束。在一定光束宽

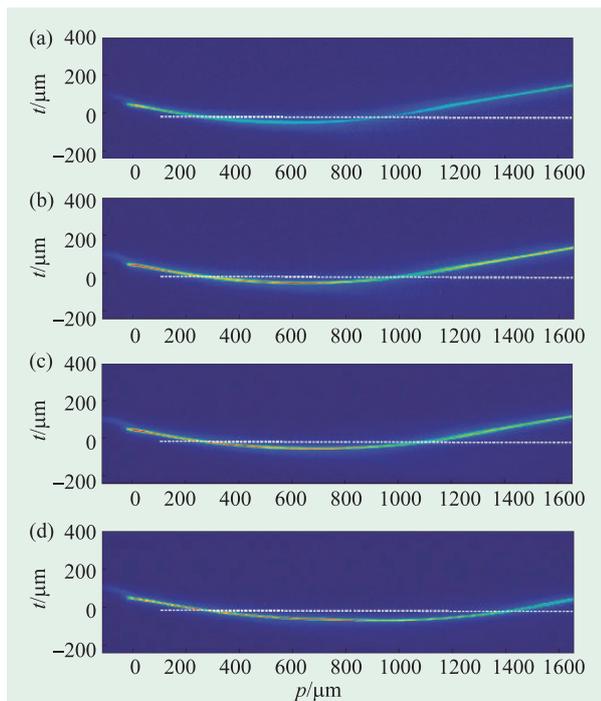


图5 全反射情况下非线性的古斯—汉欣位移 (a)—(d)为不同强度下光线的轨迹图, 即: (a)功率  $P=1.60$  mW; (b) $P=2.67$  mW; (c) $P=4.40$  mW; (d) $P=9.33$  mW(图中  $t$  和  $p$  分别表示垂直和平行界面的坐标)(引自文献[34])

度条件下,随着空间相干性的降低,它的等效发散角会变得很大,因此通常的稳态相位法中对反射系数作泰勒展开的办法将会失效。事实上,稳态相位法得到的古斯—汉欣位移公式(1)是反射系数作泰勒展开时的一级近似,这一近似对于部分相干光束来说是不适用的<sup>[45]</sup>。尽管有两个实验试图证明光束的古斯—汉欣位移与其空间相干性无关<sup>[46, 47]</sup>,然而这些实验数据并没有否定相干性的作用<sup>[48]</sup>。正是在这样的背景下,我们重新从光的相干理论出发,利用相干理论中的墨瑟展开(Mer-

cer's expansion)方法,简明地给出了如何来计算一般部分相干光源的古斯—汉欣位移量的形式公式,它揭示了光源的空间相干性和光束宽度如何影响古斯—汉欣位移的规律<sup>[49]</sup>。由于空间相干性对古斯—汉欣位移的影响机制与光束宽度导致的效应类似,因此我们建议在实验上测量相干性的影响时必须固定光束宽度。图6是在部分相干光束宽度一定的条件下,理论上预期测得的空间相干性(不同的 $q$ 表示)对TE和TM偏振光的古斯—汉欣位移的影响。从图中可以看出,在远大于临界角时,相干性的影响较小,但在临界角附近时,相干性的影响很大。由于实验上物质波的高相干性或高能光子(X射线)的相干光源是很难获得或产生的,学术上一直存在着如中子的古斯—汉欣效应的争论,电子的古斯—汉欣效应能否观察,以及如何观察X射线的古斯—汉欣效应等问题。我们的结果为解决这些争议提供了一种新的思路<sup>[49]</sup>。

### 3.4 古斯—汉欣位移的延拓

古斯—汉欣位移作为一种基本的光学现象其物理根源在于光的波动本质,它不仅在光学中发生,也可以存在于其他具有“波动”特性的领域,如电子、冷原子、中子、声波等。人们基于

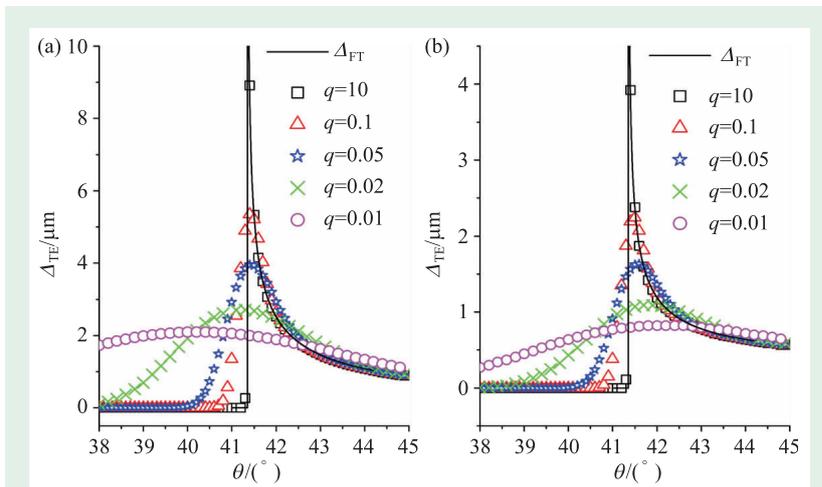


图6 空间相干性对古斯—汉欣位移的影响 (a)TM偏振光; (b)TE偏振光。其中 $q$ 值的降低表示空间相干性下降,  $q \gg 1$ 表示相干性好,  $q \ll 1$ 表示相干性差; 这里全反射临界角 $\theta_c = 41.43^\circ$ , 光束半宽度为0.2 mm; 实线 $\Delta_{FT}$ 为稳态相位法得到的曲线(引自文献<sup>[49]</sup>)

薛定谔方程与电磁理论中亥姆霍兹方程的相似性,在量子力学框架下,预测物质波粒子在各类势垒(或量子器件)的表面发生全反射时,有类似的古斯—汉欣位移现象<sup>[5, 50]</sup>。特别是在电子体系中,人们开始越来越多地关注各类电子系统中的古斯—汉欣位移现象,如二维电子气系统<sup>[51]</sup>,半导体量子势垒<sup>[52]</sup>,石墨烯(Graphene)结构<sup>[53, 54]</sup>等等。有关电子体系的古斯—汉欣位移类比如现象读者若有兴趣可参考最近一篇综述<sup>[55]</sup>,这里不再展开。下面我们简述一下除电子体系外,古斯—汉欣位移在其他方面的类比研究。

声波作为一种典型的波动系统,该系统中的波束位移很早就被人们关注。1950年, Schoch在理论上预言的反射的声波束较几何声学描述的位置会出现一段横向位移<sup>[56]</sup>,而后又在实验上证实了该现象<sup>[57]</sup>,因此在声学中有时该现象又被人们称作肖赫位移(Schoch shift)。从一开始,人们就注意到声波的横向位移在液—固界面的一些临界角处(如瑞利角)比光学古斯—汉欣位移更为显著(远大于声波波长)<sup>[57-60]</sup>。值得一提的是,清华大学诸国桢教授课题组曾在水—玻璃界面观察到超声波的横向位移<sup>[61]</sup>。原则上,人们可以通过观察声波的横向位移来了解或揭示不同材料的弹性特征。但由于声学学科的自身特点,比如声波在不

同的液体、固体里的传播理论远比电磁波复杂，这方面的理论研究实际上仍缺乏足够的重视。实验上，国外已经有一系列新的工作报道了超声波在不同结构表面的前向与后向波束位移，有兴趣的读者可参考文献[62]及其后所附的相关文献。随着超声波技术的进一步发展<sup>[63]</sup>，该现象会引起人们越来越多的关注。

物质波领域的古斯—汉欣位移现象源于人们对量子力学波动本性的理解。众所周知，在量子力学中，所有微观粒子的行为都可以由波函数来描述，具有波的特点。所不同的是，不同体系微观粒子所服从的运动方程不同(因具有不同的哈密顿体系)。除电子外，人们还研究了中子的古斯—汉欣位移<sup>[64—66]</sup>。最近，人们声称通过测量不同自旋极化的中子束经过磁化后的镍铁合金(沉积在硅晶片上)的反射相位差，实现了中子古斯—汉欣位移的观察<sup>[67]</sup>。这对设计“中子波导”和研究中子束的相干特性有重要的科学价值。与此同时，由于激光冷却和捕获技术的进步，获得较长德布罗意波长的冷原子已成为可能。基于这个现实，超冷原子在原子光学中将有重要的应用。就我们所知，华东师范大学张卫平教授课题组最先建立了冷原子的类古斯—汉欣位移的理论框架，他们发现从“光场平板”反射的冷原子波束会出现正、负古斯—汉欣位移的增强效果<sup>[68]</sup>。最近，他们进一步考虑了冷原子波束的自旋耦合，发现这会导致不寻常的古斯—汉欣位移的出现<sup>[69]</sup>。这些研究对设计“原子光学”元件具有重要的指导意义。

近年来，人们开始利用量子弱测量技术来研究古斯—汉欣位移效应<sup>[70]</sup>。人们利用量子弱测量的方法来放大位移，从而实现更为灵敏的测量<sup>[71]</sup>。大致地讲，这里的量子弱测量方法由两个几乎正交的偏振片组成：一个是预选(pre-selecting)入射光的偏振态，另外一个而后选(post-selecting)经由界面反射光或折射光的偏振态。通过两个“几乎

正交”偏振片的相互取向，可实现后选光束位移的放大，它可达到光束束宽量级<sup>[72]</sup>。值得一提的是，随着 Hosten 和 Kwiat<sup>[73]</sup>首次借助于量子弱测量的方法实现了对折射光束的自旋霍尔效应(垂直于入射平面的移动，又称 Imbert—Fedorov 位移)的观测后，国内一些研究组利用该方法对光的自旋霍尔效应开展了深入研究。其中如北京大学的李焱教授和龚旗煌院士团队利用量子弱测量的技术首次在实验上实现了空气—玻璃、空气—单轴晶体等界面上反射光束的自旋霍尔效应测量<sup>[74, 75]</sup>，以及湖南大学文双春教授课题组在空气—玻璃的布儒斯特角附近，金属薄膜等表面上观测了光的自旋霍尔效应<sup>[76, 77]</sup>。

## 4 结束语

综上所述，有关古斯—汉欣位移的研究(特别是最近十几年)已经得到快速的发展，不仅包括理论研究，还有实验研究。古斯—汉欣位移的测量一直是实验研究的重点，在过去的研究中分别提出了多次反射测量法，微波测量法，还有利用位置敏感探测器高精度的优点，实现可见光波段古斯—汉欣位移的单次测量的位置敏感探测器测量法以及上节提到的量子弱测量放大法。这些实验测量方法助推着理论上对古斯—汉欣位移的研究。我们相信，未来对于古斯—汉欣位移的研究必然会在新材料的发现和新技术手段出现的背景下继续向前推进，尤其是在各类微纳器件的设计中必须考虑该效应的影响。另外，古斯—汉欣位移还涉及其他的基本物理现象，如光的群延迟时间、光子的隧穿现象、光束的 Imbert—Fedorov 效应和角偏转现象等等。所有这些问题的研究都将丰富与加深对光波动本质的认识与理解，对设计与制备新型微纳器件具有重要意义。

## 参考文献

[1] Picht J. Ann. Phys., 1929, 3:433

[2] Goos F, Hänchen H. Ann. Phys., 1947, 436:333

[3] Artmann V K. Ann. Phys., 1948, 2:87

[4] Goos F, Hänchen H. Ann. Phys., 1949, 5:251

- [5] Renard R H. J. Opt. Soc. Am., 1964, 54: 1190
- [6] Yasumoto K, Ōishi Y. J. Appl. Phys., 1983, 54: 2170
- [7] Chen X, Lu X J, Zhao P L *et al.* Opt. Lett., 2012, 37: 1526
- [8] Wolter H. Z. Naturforschg, 1950, 5a: 143
- [9] Tamir T, Bertoni H L. J. Opt. Soc. Am., 1971, 61: 1397
- [10] Wild W J, Giles C L. Phys. Rev. A, 1982, 25: 2099
- [11] Lai H M, Chan S W. Opt. Lett., 2002, 27: 680
- [12] Leung P T, Chen C W, Chiang H P. Opt. Commun., 2007, 276: 206
- [13] Berman P R, Phys. Rev. E, 2002, 66: 067603
- [14] Lakhtakia A. Int. J. Electron. Commun., 2004, 58: 229
- [15] Qing D K, Chen G. Opt. Lett., 2004, 29: 872
- [16] Hu X L, Huang Y D, Zhang W *et al.* Opt. Lett., 2005, 30: 899
- [17] Xu Y D, Chan C T, Chen H Y. Sci. Rep., 2015, 5: 8681
- [18] Li C F. Phys. Rev. Lett., 2003, 91: 133903
- [19] Ziolkowski R W. Opt. Express, 2003, 11: 662
- [20] Chen X, Li C F. Phys. Rev. E, 2004, 69: 066617
- [21] Wang L G, Zhu S Y. J. Appl. Phys., 2005, 98: 043522
- [22] Wang L G, Chen H, Zhu S Y. Opt. Lett., 2005, 30: 2936
- [23] Chen X, Wang L G, Li C F. Phys. Rev. A, 2009, 80: 043839
- [24] Huang Y Y, Dong W T, Gao L *et al.* Opt. Express, 2011, 19: 1310
- [25] Felbacq D, Moreau A, Smaïli R. Opt. Lett., 2003, 28: 1633
- [26] Felbacq D, Smâali R. Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 193902
- [27] Shadrivov I V, Zharov A A, Kivshar Y S. Appl. Phys. Lett., 2003, 83: 2713
- [28] Yin X B, Hesselink L, Liu Z W *et al.* Appl. Phys. Lett., 2004, 85: 372
- [29] Wang L G, Zhu S Y. Opt. Lett., 2006, 31: 101
- [30] He J L, Yi J, He S L. Opt. Express, 2006, 14: 3024
- [31] Namdar A, Shadrivov I V, Kivshar Y S. Phys. Rev. A, 2007, 75: 053812
- [32] Soboleva I V, Moskalenko V V, Fedyanin A A. Phys. Rev. Lett., 2012, 108: 123901
- [33] Emile O, Galstyan T, Le Floch A. Phys. Rev. Lett., 1995, 75: 1511
- [34] Peccianti M, Dyadyusha A, Kaczmarek M *et al.* Nat. Phys., 2006, 2: 737
- [35] Hou P, Chen Y Y, Chen X *et al.* Phys. Rev. A, 2007, 75: 045802
- [36] Wang L G, Ikram M, Zubairy M S. Phys. Rev. A, 2008, 77: 023811
- [37] Wang Y, Cao Z Q, Li H G *et al.* Appl. Phys. Lett., 2008, 93: 091103
- [38] Chen X, Shen M, Zhang Z F *et al.* J. Appl. Phys., 2008, 104: 123101
- [39] Dadoenkova Y S, Dadoenkova N N, Lyubchanskii I L *et al.* Photonics Nanostruct. Fundam. Appl., 2013, 11: 345
- [40] Cowan J J, Aniĉin B. J. Opt. Soc. Am., 1977, 67: 1307
- [41] Tamasaku K, Ishikawa T. Acta Crystallogr. Sect. A, 2002, 58: 408
- [42] Wang L Q, Wang L G, Zhu S Y *et al.* J. Phys. B, 2008, 41: 055401
- [43] Schwefel H G L, Köhler W, Lu Z H *et al.* Opt. Lett., 2008, 33: 794
- [44] Aiello A, Woerdman J P. Opt. Lett., 2011, 36: 3151
- [45] Wang L G, Liu K H. Opt. Lett., 2012, 37: 1056
- [46] Merano M, Umbriaco G, Mistura G. Phys. Rev. A, 2012, 86: 033842
- [47] Löffler W, Aiello A, Woerdman J P. Phys. Rev. Lett., 2012, 109: 213901
- [48] Wang L G, Zhu S Y, Zubairy M S. pre-print, 2013, arXiv: 1304.5585
- [49] Wang L G, Zhu S Y, Zubairy M S. Phys. Rev. Lett., 2013, 111: 223901
- [50] Hora H. Optik, 1960, 17: 409
- [51] Wilson D W, Glytsis E N, Gaylord T K. IEEE J. Quantum Electron, 1993, 29: 1364
- [52] Chen X, Li C F, Ban Y. Phys. Lett. A, 2006, 354: 161
- [53] Beenakker C W J, Sepkhanov R A, Akhmerov A R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 146804
- [54] Wu Z H, Zhai F, Peeters F M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 106: 176802
- [55] Chen X, Lu X J, Ban Y *et al.* J. Opt., 2013, 15: 033001
- [56] Schoch A. Ergeb. Exakt. Naturwiss, 1950, 23: 127
- [57] Schoch A. Acustics, 1952, 2: 18
- [58] Diachok O I, Mayer W G. J. Acoust. Soc. Am., 1970, 47: 155
- [59] Becker F L. J. Appl. Phys., 1971, 42: 199
- [60] Neubauer W G. J. Appl. Phys., 1973, 44: 48
- [61] Zhu G Z, Liu L, Fu D Y. Chin. Phys. Lett., 1999, 16: 819
- [62] Herison S W, Vander Weide J M, Declercq N F. Appl. Phys. Lett., 2010, 97: 041908
- [63] Friend J, Yeo L Y. Rev. Mod. Phys., 2011, 83: 647
- [64] Seregin A A. Sov. J. Nucl. Phys., 1981, 33: 622
- [65] Mâaza M, Pardo B. Opt. Commun., 1997, 142: 84
- [66] Ignatovich V K. Phys. Lett. A, 2004, 322: 36
- [67] Haan V O D, Plomp J, Rekveldt T M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 010401
- [68] Huang J H, Duan Z L, Ling H Y *et al.* Phys. Rev. A, 2008, 77: 063608
- [69] Zhou L, Qin J L, Lan Z H *et al.* Phys. Rev. A, 2015, 91: 031603(R)
- [70] Dennis M R, Götte J B. New J. Phys., 2012, 14: 073013
- [71] Jayaswal G, Mistura G, Merano M. Opt. Lett., 2013, 38: 1232
- [72] Bliokh K Y, Aiello A. J. Opt., 2013, 15: 014001
- [73] Hosten O, Kwiat P. Science, 2008, 319: 787
- [74] Qin Y, Li Y, He H Y *et al.* Opt. Lett., 2009, 34: 2551
- [75] Qin Y, Li Y, Feng X B *et al.* Opt. Express, 2010, 18: 16832
- [76] Zhou X X, Luo H L, Wen S C *et al.* Opt. Express, 2012, 20: 16003
- [77] Zhou X X, Xiao Z C, Luo H L *et al.* Phys. Rev. A, 2012, 85: 043809