

光前驱波*

杜胜望[†]

(香港科技大学物理学系 香港)

2012-08-21 收到

[†] Email: dusw@ust.hk

DOI: 10.7693/wl20130502

Optical precursors

DU Shengwang[†]

(Department of Physics, The Hong Kong University of Science and Technology, Hong Kong)

摘要 文章回顾了近一百年来光前驱波的研究历史及最新的进展。自爱因斯坦的狭义相对论发表以来，真空中的光速不变原理已经被广泛地接受。然而对光在介质中的传播速度，由于复杂的色散关系，却一直存在不同的解读，尤其是对光载信息传播速度以及单个光子的运动。光前驱波的研究旨在回答这个问题。作者和其研究团队在最近的研究中找到了前驱波在光学波段的清晰的证据，并首次发现了单光子波包里的光前驱波。研究结果表明，光载信息传播速度不可能超光速，单光子的运动满足真空光速极限原理，即便是在所谓的“超光速”（群速度超光速）介质中。

关键词 光速，光前驱波，光子，波包，色散

Abstract This article reviews the history of the search for optical precursors over the past 100 years and the most recent progress. Although Einstein's special relativity based on the principle of light speed invariance in vacuum has been accepted for more than a century, there are still different pictures about the speed of light in a dispersive medium, especially with regard to information velocity and the motion of a single photon. The study of optical precursors aims to answer these questions. Recently, we found clear signatures of precursors in optical pulse propagation, and for the first time, observed the precursor of a single photon. Our results confirm that information carried by light cannot travel faster than the speed of light in vacuum, and a single photon obeys the speed limit, even in a so-called "superluminal" medium (where the group velocity is faster than the speed of light in vacuum).

Keywords speed of light, optical precursor, photon, wave packet, dispersion

* 香港研究资助局资助项目(批准号: HKUST600809; HKUST600710)

1 引言

1905年,爱因斯坦发表了《论动体的电动力学》一文,在光速不变原理基础上建立了狭义相对论。这里的光速是指光在真空中的传播速度。真空中的光速(为叙述方便,以下简称光速 c)很神奇,其大小不依赖于惯性参照系的选取,永远是一个固定的值: $c = 299,792,458\text{m/s}$ 。这光速不变原理从根本上改变了我们对四维时空的认识,也将时间和空间联姻在一起。如果自然界遵循因果律,则按照狭义相对论的推断,光速 c 不仅是一个普适常数,而且更是实体运动速度的极限。当然,如果允许超光速运动的存在,则在某个特殊的惯性参照系里,因果会颠倒,历史可以逆转,我们甚至可以回到过去——这就是时间机器的理论依据,也为当今流行的网络穿越小说提供了无限遐想的空间。

我们知道,爱因斯坦提出狭义相对论时,是完全基于经典的电磁场波动理论。在同一年,爱因斯坦提出了光量子(现在我们称之为光子)的概念并成功解释了光电效应,这项成就使他日后获得了1921年诺贝尔物理学奖。在狭义相对论的思想实验里,爱因斯坦反复用到光和光速的概念,但那里的“光”到底是指连续光,还是光脉冲?这一点其实并没有交代清楚,但好象也不是那么要紧。因为光在真空中传播是无色散的,只有一个速度 c ,其相速度和群速度是相等的。但如果是单个光子呢?这个

零静止质量的玻色粒子,在舞姿缤纷的量子世界里,有无跌破经典眼镜的异常举动?或有概率冲破狭义相对论的速度极限,实现时间的量子隧穿?

2 光在介质中的传播:相速度和群速度

让我们先来回顾光在一般介质中的传播特性。不同于经典的质点的运动,光作为电磁波,其传播需要用不同的速度来描述。我们在教科书里学到的主要是相速度和群速度,如图1所示。相速度描述一个单色波列的位相移动速度,通常直接出现在麦克斯韦方程里。相速度由角频率 ω (或能量 $E = \hbar\omega$)和波数 k (动量 $p = \hbar k$)决定:

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{E}{p} = \frac{c}{n}, \quad (1)$$

其中 n 是介质的折射率,一般是频率的函数。群速度则描述一个脉冲包络整体的移动速度,通常用来表征脉冲峰点的运动。群速度在数学上表示为角频率 ω 对波数 k 的一阶导数:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp} = \frac{c}{n_g}, \quad (2)$$

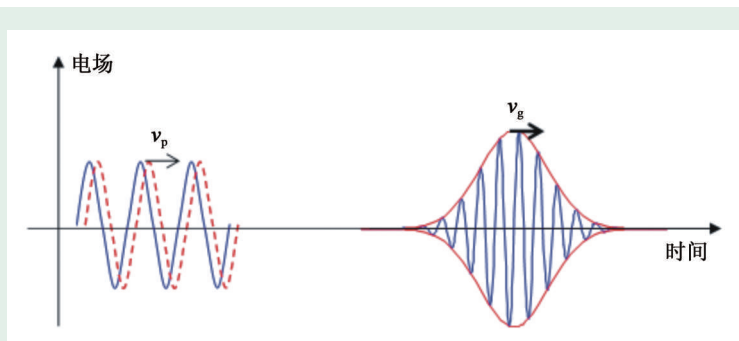


图1 相速度和群速度示意图

其中 n_g 被称为群折射率。在真空中，角频率和波数之间有一个简单的线性关系 $\omega = kc$ (或者能量动量关系 $E = pc$)。由(1)式和(2)式我们得到 $v_p = v_g = c$ ，亦即在真空中，相速度和群速度是相等的，都是 c 。因此在真空中没有色散，一个平面波脉冲的任何部分都严格按 c 传播，没有波形畸变。所以无论用相速度还是群速度来理解狭义相对论，都不会出现理解上的问题。

然而在色散介质中，相速度和群速度并不相同，折射率和群折射率也并不等于1。在一般介质中，折射率 $n > 1$ ，相速度低于真空光速。但在反常色散 ($n < 1$) 的介质中，相速度却可以超过真空光速 ($v_p > c$)。从信息学的角度来说，单色平面波的熵为零，并不具备携带任何信息的能力。所以相速度超光速，一般人都能欣然接受。由于光脉冲可以携带信息，尤其是现代的光纤通信主要是基于调幅脉冲的，所以在一般的教科书中，群速度被赋予了实际的物理速度。在量子力学教科书中，粒子由波包来描述，因此，群速度很自然地对应于粒子的运动速度。比如一个低速运动的粒子，由能量动量关系 $E = \hbar\omega = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ ，我们可以得到其群速度 $v_g = \frac{p}{m}$ ，果真对应于经典的速度定义。然而按照(2)式群速度的定义，其中并没有对群速度的上限有什么约束。近二三十年的实验研究表明，光在介质中的群速度几乎可以是任意值：它可以比真空光速慢，也可以比真空光速快，甚至可以是负的！在学术界，我们称光的群速度比真空光速慢的叫“慢光” ($v_g < c$)，称光的群速度比真空光速快 ($v_g > c$) 或负群速度 ($v_g < 0$) 的叫“快光”。这里的慢光和快光是指群速度相对于真空光速而言的。由于历史的原因，习惯上也将快光介质称作“超光速介质”。

慢光比较容易被理解，并且在一般常见的介质中，群速度往往比真空光速慢。但是慢光真正成为研究的热点却是近二十年来的事。1991年，S. E. Harris 在斯坦福最先实现电磁诱导透明^[1, 2]，并后来意识到在电磁诱导透明介质中可以实现非常慢的光群速度，由此对光群速度的操控逐渐成为一个热点研究课题。1999年，哈佛大学的 L. Hau

小组在一个超冷钠原子蒸汽团中用电磁诱导透明技术实现 17 m/s 的光群速度^[3]，曾引起极大的轰动。17 m/s 是什么概念呢？那是我们骑自行车的速度；也就是说，你能骑自行车赶上一个光脉冲的移动。目前，光群速度最慢的记录是 8 m/s^[4]。慢光介质在光信号的相干存储中有着广泛的应用。

光群速度超光速在理论上的可能性其实在一个世纪前就被认识到了，但对其物理本质的理解却是到最近二十年来才开始明朗。这其中的一个原因乃是许多人倾向于将狭义相对论的因果律和光速极限应用于任何“速度”，甚至应用于一些类空的物理过程。人们发现，在一些材料的吸收光谱线峰附近区域存在着反常色散，其群速度可以超光速并有可能成为负值。但由于一般的反常色散区往往是光吸收很强的区域，所以实验上并不那么容易被观测到。1982年，贝尔实验室的 S. Chu 和 S. Wong 在 GaP: N 材料的吸收线附近，利用皮秒飞行时间技术测量到 10ps 的负群速度延迟，证实了群速度的超光速现象^[5]。但在这些群速度超光速现象中，不仅存在很强的吸收，而同时也往往伴随着波形的畸变。2000年，王力军及其合作者们首次在增益介质中观察到了光脉冲无损耗无波包畸变的超光速传播^[6]。图2是王力军发表在 *Science* 杂志上的实验结果，相对于真空中传播的脉冲(实线)，他们测量到了输出脉冲(虚线)超前了 63ns。这是何等的稀奇：脉冲还未进入就已经从另一端出来了！这不是结果先于原因吗？这不是违反了爱因斯坦的因果律吗？

我想，到了这里，很多读者都会有一个疑问：是不是超光速的信息传播已经被实现了？是不是已经证明因果律是可以被违背的了？对于光群速度超光速的现象的物理解读，一般有两种立场。持第一种立场的人们认为，光群速度是一种物理速度，所以群速度超光速的实验表明，超光速物理过程的存在，因果律是可以被推翻的，时间旅行和时间机器在原则上是可以实现的。另外一种相反的观点则坚持爱因斯坦的因果律和狭义相对论的速度极限原理，他们认为，群速度可能只是一种数学描述，并不必然和物理实体的运动联系在一起，所以群速度超光速并不能携带信息。我个人是站在第二种立场

上的。王力军及其合作者在论文结束语中也强调,其“超光速”实验结果并不违反因果律和狭义相对论。这倒底是怎么回事呢?

要明白信息的传播速度,首先我们需要知道信息是什么。根据信息学理论,信息是反映变化和有序的一种量度。比如我们看今天的报纸,是为了获得“新闻”;如果今天的报道和昨天完全一样,我们就没有必要看报纸了。在物理学中,我们可以用熵来衡量信息度。这就是为什么用来描述单色波的相速度无法用来传播信息的原因:因为单色波没有任何的不确定性,只有一个状态,其熵(信息度)为零。群速度描述的是光脉冲顶部移动的速度。但我们知道,脉冲顶部是平滑的,是对时间的导数为零的地方,也就是变化为零的地方,并不能携带任何信息。由此可见,群速度本来就不一定是描述信息传播的速度。在实际的光通信应用中,我们需要对脉冲进行一段时间的测量(通常是脉冲的半高宽)后才能确认对该脉冲的接受。在王力军的实验中,这样的时间大概需要几个微秒,已经远远超出62ns的负群延迟。所以群速度并不能用来直接衡量信息传播的速度,其超光速并不违反狭义相对论和因果律。

我们已经看到,将一整个光脉冲作为信息的载体(比如在现代的光脉冲通信中,我们定义有脉冲的时候是“1”,无脉冲的时候是“0”),其信息传播和接受的时间受限于脉冲宽度,显然是比较慢的。那么,用光来传递信息的最快速度是多少呢?又如何实现最快而有效的光信号传输呢?这就是过

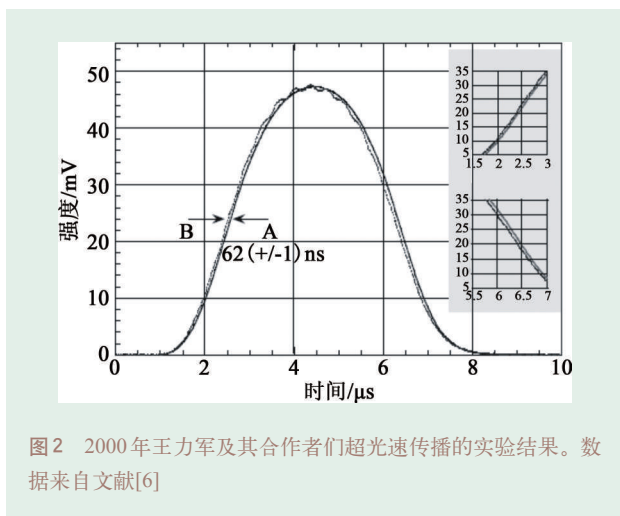


图2 2000年王力军及其合作者们超光速传播的实验结果。数据来自文献[6]

去近一个世纪以来光前驱波研究想要回答的问题。

3 光前驱波和信息传播速度(历史)

在现代的数字信号处理中,理想的二进制信号波型如图3(a)所示:高信号强度为“1”,低信号强度为“0”,共有两种状态。根据前面的讨论,我们知道信息是加载在信号状态变化的地方,也就是那些从1变到0和从0变到1的下降沿和上升沿处。这很好理解:当你测量到一个上升沿时,你知道信号从0变到1,反之亦然;在两个状态变化之间,你并不需要记录信号状态。在上升沿和下降沿处,有两种状态共存,其熵(信息度)可表示为 $\log_2 2 = 1$,也就是我们常说的一个比特。这些二进制的信号可以调制在光波的幅度上来传播。对于一个高斯形状的脉冲,其幅度上升和下降比较缓慢,很难定义一个时间的基准,所以往往要测量整个波形才能完整地解释脉冲的信息,这样所需的时间往往比较长。而这些信号突变的上升沿和下降沿是在很短时间里完成的,提供了一个精确的时间基准。那么这些变化突然的上升沿和下降沿会按怎样的速度传播呢?

带着这样的问题,1914年Sommerfeld和Brillouin从理论上开始研究上升沿的传播^[7-9]。如图3(b)所示,一个阶跃振幅调制光场(也可以理解为在某个时刻突然瞬时地将一激光束打开,当然那时还没有激光技术)从左边入射一个折射率为 $n(\omega)$ 的介质。 L 是介质的长度。观测者在介质的右边测量光信号。Sommerfeld和Brillouin从理论上预言,在任何介质中,一个理想的上升沿(从0到1的突变,非

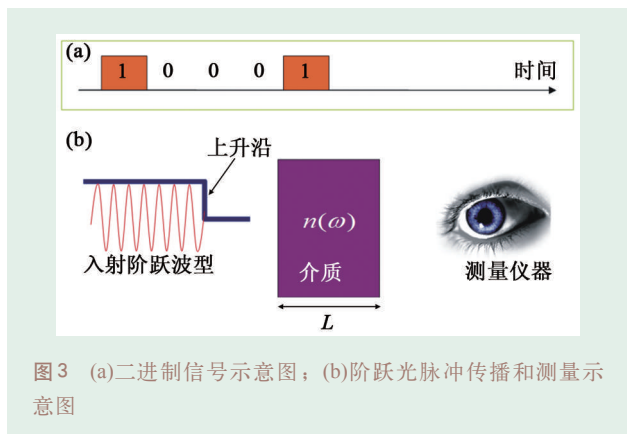


图3 (a)二进制信号示意图;(b)阶跃光脉冲传播和测量示意图

连续的变化)永远按照真空中的光速传播,不会慢一点,也不会快一点。紧跟着上升沿,有一段随时间衰减的瞬态光场,其具体形式跟介质的微观结构有关。他们把由这个上升沿波前所引导的这一段瞬态光场称作光前驱波,因为它是信号中最快的部分。对于光前驱波的速度有一个更直观的解释。光在介质中的传播之所以与真空不同,乃是由于光在介质中激发微观粒子(原子和分子)的电磁偶极矩,然后这些受激的电磁偶极矩辐射电磁波,并与原先的光场干涉,进而影响其传播特性。由于任何介质都有一定的响应时间,在光场突然开启的(上升沿)时刻,介质内的原子无法即时响应,于是在那瞬间,对上升沿的波前来说,整个介质如同无物,跟真空一样,所以上升沿的波前就自然地按真空中的光速传播。过了一会儿,当原子们苏醒了以后,它们就开始对后面的光场发生作用了。在慢光的情况下,当介质的长度足够长时,光前驱波和相继的按群速度传播的主波就会彼此分离。光前驱波既不按相速度传播,也不按群速度传播。即使在所谓的群速度超光速的介质中,光前驱波也是按真空中的光速传播,信息传递不会超光速。

从此,对光前驱波的理论 and 实验的证实开始了漫长的探索之路。从前面的图象中我们可以知道,介质中原子和分子对光上升沿的响应时间是一个非常重要的参数。该响应时间越长,光前驱波的时间长度就越长,就越容易被观测到;反之,如果太短,光前驱波就很难被观测到。再者,在实际的实验中,我们无法产生一个理想的上升沿。现实中的上升沿总是需要时间的(理想的上升沿只存在数学中),时间越长,光前驱波的成分就越弱。如果上

升沿的时间长于介质的响应时间,上升沿就不能被当作一个突变的波前了。所以,为了在实验室观测到光前驱波,上升沿的时间需要短于介质的响应时间。总之,一个具体光前驱波的信号强度和长度跟介质的响应时间和上升沿的快慢有关。另外要实现光前驱波和后继主波信号的分离,介质要有足够的密度和长度。我们现在知道,介质的响应时间决定其光谱线的频域宽度。谱线越宽,响应时间越短。在一般的固体、液体中,吸收谱线都很宽,大约是几十纳米的量级。早期的理论研究都是基于宽带的吸收谱线的模型,所以得到的普遍结论是,光前驱波是一种飞秒量级的超快现象,在时间上只能延续几个光学周期,并且信号强度极弱。所以在上个世纪的60年代以前,由于技术手段的缺乏,光前驱波被认为是不可观测到的。而同时,Brillouin在理论上过于低估了光前驱波的信号强度,错误地认为其强度远远小于主波的强度。这些起初理论上出现的一些错误,后来逐步被修正^[10]。

由于光前驱波对理解信息传播的重要性,人们不断企图寻找其存在的实验证据。直到1969年,前驱波才首次在微波波段被观测到^[11]。其后,在声波里发现类似的声前驱波^[12, 13]。然而,对于在光学波段光前驱波存在的实验证据,却长期以来存在着争议。欧美科学家们曾经在1991年和2004年分别报道过在砷化镓(GaAs)晶体^[14]和水^[15]中观测到光前驱波。然而由于他们无法分离出单独存在的光前驱波,其结果并不被广泛接受。2006年,Duke大学的一个研究小组首先用激光冷却的原子来研究这个问题,看到了一些光前驱波的影子,但仍无法将其从主波中分离出来^[16]。

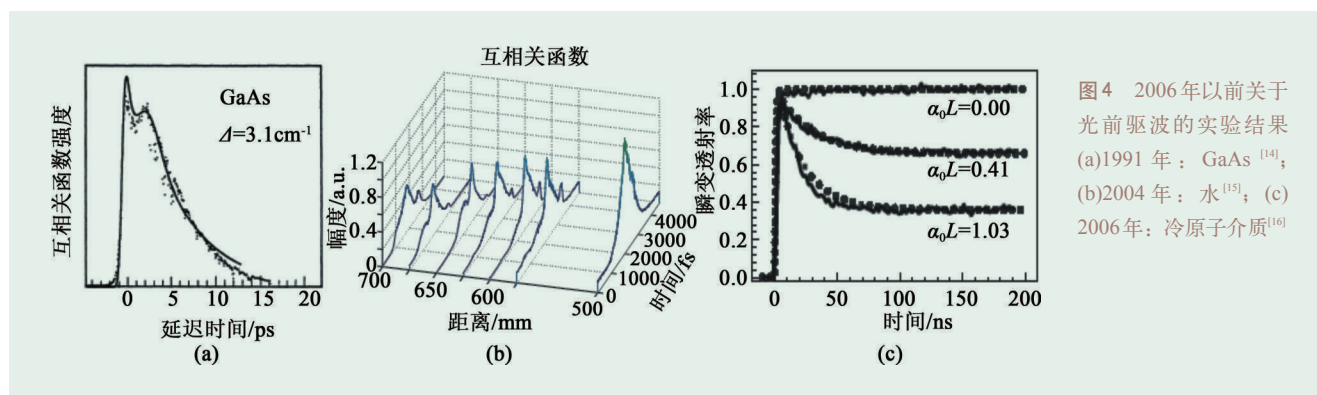


图4 2006年以前关于光前驱波实验结果 (a)1991年: GaAs^[14]; (b)2004年: 水^[15]; (c) 2006年: 冷原子介质^[16]

图 4(a) 是 1991 年在 GaAs 晶体中测量到的结果^[14]。紧随上升沿有一个突起的尖尖小角, 被称为“光前驱波”。图 4(b) 则是 2004 年测量光在水中传播的结果, 显示随着传播距离的增长, 有一个尖峰冒了出来^[15]。然而许多人并不认同这些尖角和尖峰就是光前驱波, 因为它们和主波在时间上重合在一起, 不能分离。另外我们也看到了, 这些测量的时间尺度极短, 只有几个皮秒, 只能通过测量关联函数的方法来间接测量。并且在水中, 其折射率色散曲线极其复杂, 没有一个精确的理论模型, 所以看到的尖峰也很可能是其他原因造成的。所以有人不赞同其对测量结果的光前驱波的解释^[17, 18]。

2006 年, 杜克大学 Daniel Gauthier 领导的一个研究小组首先用激光冷却的原子来研究这个问题^[16]。其结果如图 4(c) 所示。他们发现, 当阶跃光场载波频率与原子的吸收峰谐振时, 上升沿没有被吸收, 其后的波形呈指数衰减, 其时间常数和原子的响应时间一致。这个结果跟我们前面描述的上升沿传播图象是一致的。然而我们在这里看到, 主波并没有分离出来。另外, Sommerfeld 和 Brillouin 模型中的光前驱波是在介质长度很长(即光学极厚)的条件下得到的, 而这里的实验结果却是在光学极薄(由光学厚度 $\alpha_0 L$ 表征)的条件下做的。所以, 也有人质疑这个结果^[19]。此外, 杜克大学的研究小组也对非连续的上升沿信号在快光介质(群速度超光速)和慢光介质中的传播做了研究, 发现这样的非连续点的确按真空中的光速传播, 而不是介质中的群速度^[20, 21]。

应该说, 在这些测量中都有光前驱波的影子。这一点为我们后来更精确和直接的实验结果所证实。然而, 如果光前驱波不能从主波中分离出来, 很多人无法接受光前驱波的存在。就像电子无法从导线电流中分离, 即使人们认识到电流的存在已经有几百年了, 但也不接受电子存在, 因为电流完全可以用其他的東西来解释; 所以电子的发现直到 1896 年才由 J. J. Thomson 完成。夸克也是如此, 只有当真空中独立存在的夸克被证实之后, 其模型才被广泛接受。实验物理的认同远比理论物理要苛刻得多。直到 2009 年以前, 关于分离的光前驱波一

直未能在实验上被观测到过。

4 光前驱波的直接证据

为什么光前驱波的测量那么不容易呢? 这里主要有两个原因: 其一, 实验系统多为宽线介质, 光前驱波持续时间短, 在皮秒甚至飞秒量级, 且介质光学特性复杂, 较难进行精确的理论计算和实验对比; 其二, 理论和实验都是在介质吸收峰谐振频率或其附近, 基本都采用二能级模型, 光前驱波和主波难以分离。杜克大学的小组已经意识到这个问题, 他们首次利用窄线宽冷铷原子团来研究光前驱波, 是一个很大的突破。这些激光冷却铷原子的温度大约是 0.0001K, 吸收谱线的自然宽度是 6MHz, 其响应时间是 26.5ns, 处于现在探测器可直接分辨的范围。然而, 其实验还是采用二能级系统, 而且光学厚度很小(≤ 1.03), 无法实现光前驱波和主波的分离。

这就是我在 2008 年加入香港科技大学前的现状。那时我正在组建自己的冷原子和量子光学研究团队, 积极寻找可以攻克的物理学难题。由于我自己是冷原子科班出来的, 我们的冷原子系统远比杜克大学的要先进: 同样铷原子, 我们的光学厚度可以达到 50 以上。然而, 我们意识到, 简单地重复杜克大学的实验还不行, 尽管我们有很大的光学厚度, 能测到一些不同的数据。理论分析表明, 在如此大的光学厚度下, 光前驱波虽然存在, 但主波却被完全吸收。如此一来, 光前驱波孤零零地存在, 没有主波, 又如何能说服人认同这是光前驱波呢? 这就好像, 你是班里第一名, 但这个班只有你一个学生。又好像有一个士兵冲在前面, 但只有其一人, 我们怎能叫他先锋呢? 所以, 如果要给出光前驱波存在的令人信服的证据, 我们必须让光前驱波和主波同时存在, 且互相分离——我们需要展示这样一幅完整的图画。

于是我们想到了一个运用三能级电磁诱导透明原子介质来分离光前驱波和主波的方案。在这样的介质中, 有一个很奇特的光学特性: 在二能级谐振频率点, 有一个很窄的电磁诱导透明窗口, 主波在

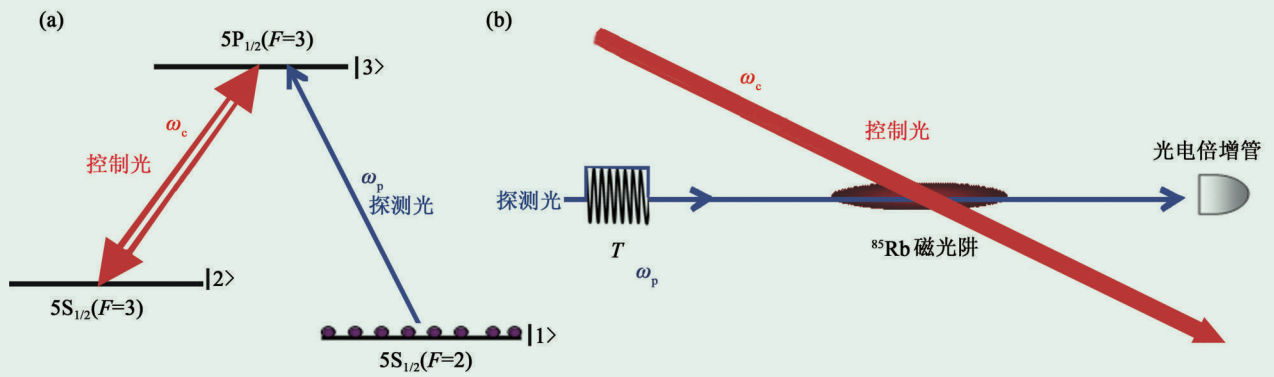


图5 在电磁诱导透明介质里观测到光前驱波 (a)⁸⁵Rb电磁诱导透明三能级系统；(b)实验装置示意图。该图来源于文献[23]

这里将沿很慢的群速度传播且不被吸收；而与此同时，光前驱波是由那些远离谐振频率点的频率成分组成，其波前按真空中的光速传播。这样一来，我们可以在光前驱波和主波同时并存的情况下，利用它们不同的传播速度，将它们分离开来。这个方案最初是由我和H. Jeong (杜克大学实验的第一作者) 提出来的，我们的理论发表在 *Phys. Rev. A (Rapid Communication)* 上^[22]。随后我们就在香港科技大学开展了这项实验工作^[23, 24]。

我们的实验系统如图5所示^[23]。我们用激光冷却的方法制备了高光学厚度的冷原子团(大概100万个原子被捕获在 $1.5\text{cm} \times 0.5\text{mm} \times 0.5\text{mm}$ 的空间里，原子温度大约是 0.0001K)。电磁诱导透明三能级分别为 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 。所有的原子制备在基态上。我们用了两束激光：一束较强的控制光(ω_c ，谐振在 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级之间)和一束方波调制的弱的探测光(ω_p ，谐振在 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级之间)。我们用控制光来调控介质的光学特性，用光电倍增管(PMT)测量探测光经过原子介质后的波形。当控制光关闭的时候，对在谐振频率的探测光而言，将经历最强的吸收。这种由二能级间原子跃迁导致的吸收，是我们日常生活中常见的光衰减的基本机制之一，可用光学厚度(OD)来表征。如果一束连续激光的输入光强是 I_{in} ，那么其经过一块光学厚度为OD的介质后的光强就衰减为 $I_{out}=I_{in}e^{-OD}$ 。光学厚度是由原子密度、

原子的吸收截面以及介质在光传播方向的长度决定的，是这三者的乘积。在我们的系统里，我们是通过改变原子的密度来改变光学厚度。当我们打开控制光时，不仅原子的共振吸收被消除了，而且极大地减慢了探测光的载波频率上的群速度。图6(a)是一个典型的电磁诱导透明的透射谱($OD=45$)，其中圆点是实验的数据，红线是理论曲线。图6(b)给出了探测光的群延迟时间(L/v_g)跟频率失谐量的关系。很显然，在谐振频率附近的诱导透明窗口里，有一个很长的群延迟时间($>300\text{ns}$)，这是电磁诱导透明的慢光效应。在这诱导透明窗口的两边，各有一个约 10MHz 的吸收带。在吸收带之外，随失谐量增加，吸收减弱，群延迟时间趋向于零。如图6(b)中的虚线所示，在中间电磁诱导透明窗口和两边远离谐振频率的非吸收带之间，存在着 100ns 的群延迟带隙。这意味着光前驱波和主波可以在时间上分离，因为光前驱波的频率成分远离谐振频率，而主波频率则是在电磁诱导透明窗口中间。当没有控制光的时候，电磁诱导透明窗口消失。在光学厚度比较低的情况下(比如 $OD=2$)，可以证明，在谐振频率点可以得到负的群速度和负群延迟时间，也就是所谓的群速度超光速。

我们的冷原子提供了一个理想的研究光前驱波的系统。通过改变原子密度，其光学厚度可以从0调到50。在我们后来改进的系统中，光学厚度可以达到160^[25]。通过改变光学厚度和控制光的强度，

我们可以在很大的范围内改变原子介质的光学特性，实现从慢光到快光的连续可调。此外，在这个理想的原子系统中，我们可以从理论上精确地计算所有的光学响应，便于同实验比较。

我们在实验中采用了一个 $2\mu\text{s}$ 长方波调制的光脉冲，可以同时观测上升沿和下降沿的传播。其中上升沿和下降沿的时间均为 7ns 。我们首先将原子去掉，在真空情况下测量的光强度信号如图 7(a) 所示。然后我们装载上原子，在没有控制光的情况下测量脉冲的输出。图 7(b) 是在光学厚度为 18 时测量到的信号。正如我们所期望的，中间的稳态光场完全被吸收了 ($e^{-18}=1.5\times 10^{-8}$)，但在上升沿和下降沿处各有一个没有被吸收掉的震荡衰减的尖峰。这两个震荡衰减的尖峰就是光前驱波的直接信号！但在这里主波已被完全吸收。在同样的条件下，我们将控制光打开，将二能级的强吸收介质变成电磁诱导透明介质，其结果如图 7(c) 所示。现在主波没有被吸收了，但按很慢的群速度传播。于是就有了这样一

幅图画：前面是上升沿处没有延迟的光前驱波，后面跟着缓慢升起的主波。相对于光前驱波前(即上升沿)，主波被延迟了约有 100ns ，已经完全与光前驱波分离开了。实验结果和理论曲线吻合得非常好。我们于是第一次实现了光前驱波和主波共存情况下的分离，也第一次在实验室里完整演绎了 Sommerfeld 和 Brillouin 在近一百年前预言的光前驱波图像！

这样，我们香港科技大学的研究团队在 2009 年成功地观测到了光前驱波直接而清晰的证据^[23]。同时我们的实验也支持了那些前人测量到的模糊的光前驱波的证据。从此，对光前驱波的怀疑和争执也终于结束了。

5 光前驱波、慢光、快光、和因果律

在实验中，我们验证了光前驱波的波前相对于真空中传播的上升沿或下降沿没有时间延迟，并且不随光学厚度的变化而改变。而由相速度和群速度

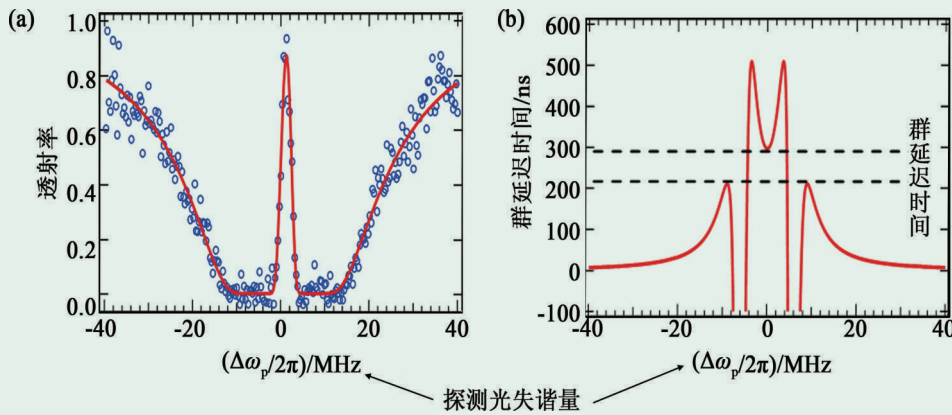
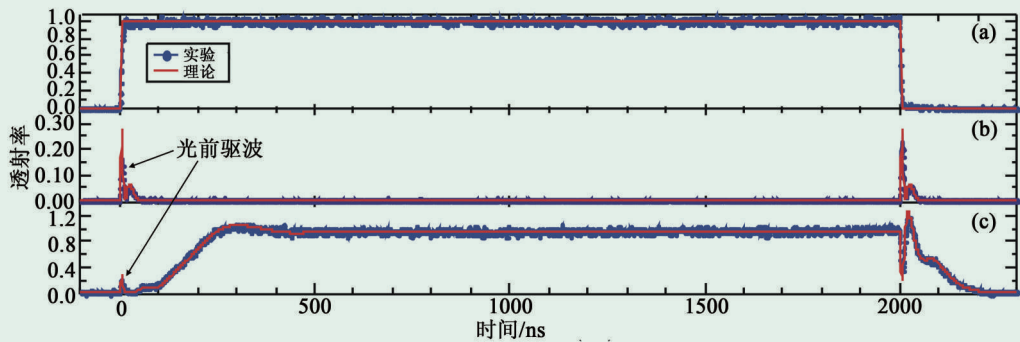


图 6 电磁诱导透明和慢光效应 (a)连续探测光的透射谱；(b)群延迟谱。数据来源于文献 [23]

图 7 在光波传播中对光前驱波的直接测量 (a)方波经过没有原子介质的真空，作为参考信号；(b)原子介质为二能级吸收介质时测量到的信号(没有控制光，光学厚度为 18)；(c)原子介质为三能级电磁诱导透明介质时测量到的信号(有控制光，光学厚度为 18)。数据来源于文献[23]



引起的时间延迟，都与光学厚度成正比。由此可见，光前驱波既不按相速度也不按群速度行进，而是以真空光速移动。在慢光介质中，我们前面已经讨论过了，由于主波是以慢于真空光速传播，可以实现光前驱波和主波的分离。但在快光介质中，主波如以超真空光速的群速度运动，会不会超前光前驱波呢？我们下面要用实验结果来回答这个问题^[26]。

我们先讨论慢光的情况。在图8中，我们给出了探测光信号强度(透射率)和测量时间的关系曲

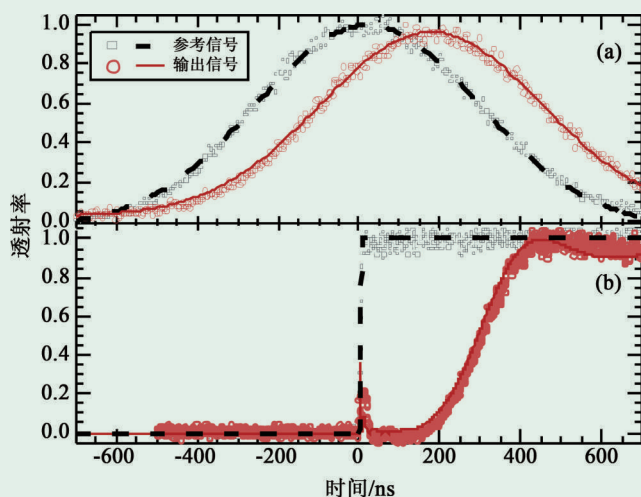


图8 探测光信号强度(透射率)和测量时间的关系曲线 (a)高斯脉冲; (b)阶跃脉冲。黑色数据点为真空传播的参考信号, 红色数据点为通过电磁诱导透明慢光介质的输出信号。介质光学厚度为30。数据来源于文献[26]

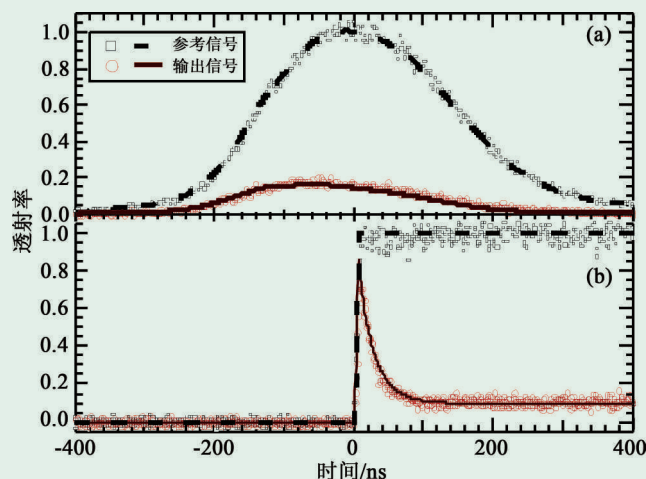


图9 探测光信号强度(透射率)和测量时间的关系曲线 (a)高斯脉冲; (b)阶跃脉冲。黑色数据点为真空传播的参考信号, 红色数据点为通过二能级快光介质的输出信号。介质光学厚度为2.3。数据来源于文献[26]

线。在高斯脉冲的传播中，我们测量到输出脉冲延迟了大约200ns。这跟阶跃脉冲传播中的主波信号的延迟时间是一致的。如果让群速度加快，我们会预见图8(a)中高斯脉冲输出和图8(b)中的主波信号往前移。当群速度等于真空光速时，他们就与输入波形完全重合。于是按我们的逻辑，自然就推断出，当群速度超过真空光速时，主波就会超过光前驱波波前，这样就实现了真实的超光速。

难以从逻辑上驳斥这样的推论，于是我们选择让实验的数据来说话。我们同样测量了一组高斯脉冲和阶跃脉冲在二能级快光介质中的传播，如图9所示。从高斯脉冲的传播中，我们的确观测到了输出脉冲顶部超前了近100ns(负群延迟)。然而在阶跃脉冲的传播中，我们发现主波始终积压在上升沿之后和光前驱波叠加在一起，无法超前上升沿波前。这个结果有力地表明，在阶跃脉冲的传播中，没有实质性的超光速信号的传递，以真空光速传播的前驱波前永远是最快的。即使在所谓的快光介质中，也没有发生与狭义相对论因果律相悖的超光速运动。

6 单光子的光前驱波

我们知道，一个激光脉冲是由很多个光子组成的，并且光子数目是不确定的(处于非光子数的本征态，无法精确确定光子数)。那么，前面用来描述脉冲传播的诸多速度概念，能否用在单光子的传播上呢？单个光子又是如何运动呢？比较流行的看法乃是认为单光子在介质中是以群速度运动的，但并没有任何理论和实验的根据^[27]。也有人认为，单光子总以真空的光速运动。还有人认为，从量子力学的角度而言，一个粒子的速度(或动量)一般来说是有一个随机分布的，所以我们前面讨论的脉冲传播所测量到的应该是一个系综平均的结果。也许由于这个系综平均的结果，由很多光子组成的经典激光脉冲的任何一个部位都无法超光速，但

对一个光子来说，它是不是仍有一定的概率超光速呢，哪怕是极小的概率？因为在奇异的量子世界的舞台上，许多在经典世界中不可能且不可思议的事，在那里都有可能发生，比如像穿墙而过的量子隧穿效应。那么单个光子会不会有可能进行时空的隧穿呢？

但是单光子在介质中传播的实验却远非那么简单。首先，单光子的产生技术比较复杂。其次，单光子是由波函数(或波包)来描述。要产生一个单光子有可控的波包就更难了。我们实验室恰好有能力制备可控波形的单光子。我们在冷原子中采用一种电磁诱导透明辅助自发四波混频的技术，可以产生当时世界上最窄线宽(1MHz左右)的双光子源^[28]。这项技术最早是在斯坦福大学S. E. Harris小组发展起来的^[29, 30]。这些窄带光子对的相干时间在100—1000ns之间，非常有利于外加调制。而在非线性参量下转化产生双光子的相干时间一般都在皮秒以下，无法直接在时域外加调制波形，因为现在的光调制器的频率都在100GHz以内(响应时间长于10ps以上)。图10演示了我们产生可控波形的条件单光子和测量单光子光前驱波的实验系统和方法^[31]。我们一共有两个冷原子团：一号磁光阱(MOT1)和二号磁光阱(MOT2)。在一号磁光阱中，我们外加两束激光束(ω_c 和 ω_p)，采用电磁诱导透明辅助自发四波混频的技术，产生窄带斯托克斯(ω_s)和反斯托克斯(ω_{as})光子对。我们将斯托克斯光子收集进单模光纤(SMF)后用一号单光子计数器(D₁)测量。反斯托克斯光子沿相反方向传播，进入由单模光纤输入和输出的电光幅度调制器

(EOM)。当一号单光子计数器测量到一个斯托克斯光子的时候，我们知道相反方向就会有一个反斯托克斯光子，其相干时间大约为300ns。在这300ns时间内，我们用一号单光子计数器的信号去触发一个信号发生器(function generator)，使其输出一个预先设置好的波形到电光幅度调制器上，这样我们就可以产生接近于任意波形的条件反斯托克斯单光子^[32]。这里我们的“条件”是指该反斯托克斯单光子是在其配对的斯托克斯光子被测量到的条件下产生的。在这个单光子的光前驱波的实验中，我们用的是一个有3ns上升沿时间的阶跃波形。它被调制后，反斯托克斯光子依次经过二号磁光阱和50%的分光器，然后收集进两条单模光纤中，用单光子计数器D₂和D₃测量。这里的分光器和单光子计数器D₂和D₃是用于判定测量到的反斯托克斯光子是否是单光子态。我们通过控制光来调控二号磁光阱中原子介质的光学特性(如前一节所描述的)。条件反斯托克斯单光子的波形是通过测量D₁和D₂的双光子符合计数的方法来确定。

我们的测量结果显示在图11上。图11(a)是加了调制之后的单光子波形，是在二号磁光阱关闭情况下测量的。在二号磁光阱原子团光学厚度为18的情况下，我们打开控制光，将原子团制备为电磁诱导透明的慢光介质。这时候我们测量到如图7(b)所示的反斯托克斯光子波形。和我们前面对经典光脉冲进行测量的结果类似，在相对(真空传播，见图11(a))上升沿时间延迟为零的地方有一个很窄的尖峰，在其100ns之后，跟着一个缓慢变化的主波包。

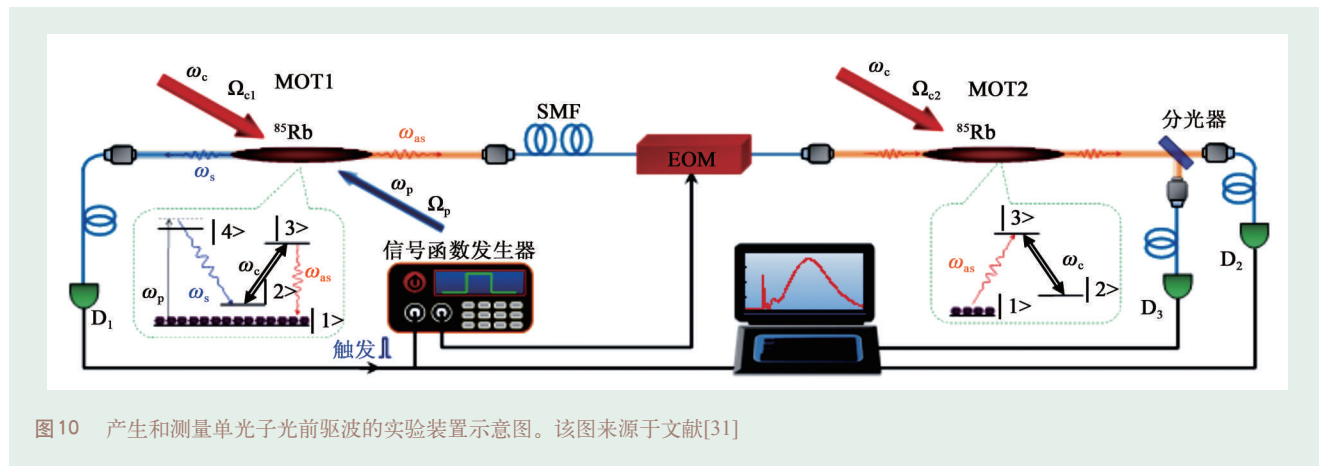


图10 产生和测量单光子光前驱波的实验装置示意图。该图来源于文献[31]

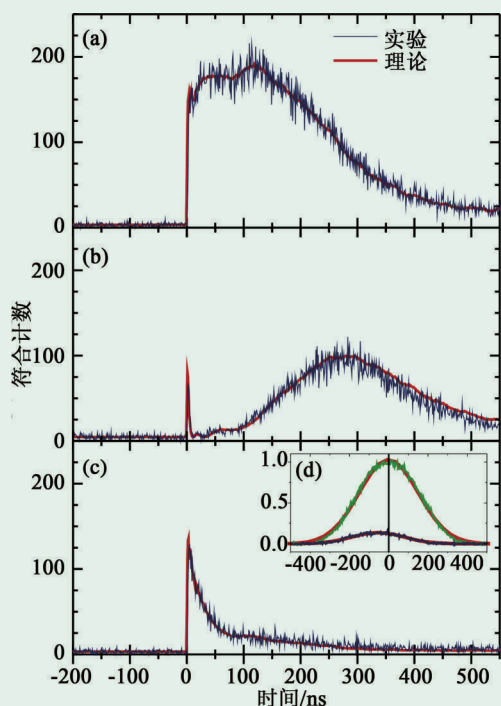


图 11 单光子阶跃波包的传播 (a)真空; (b)慢光介质; (c)快光介质。数据来源于文献[31]

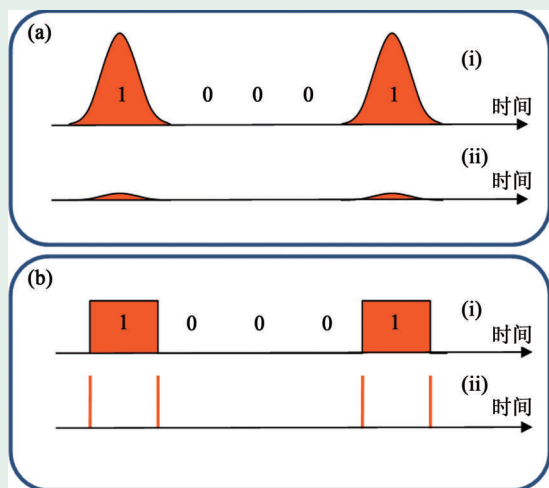


图 12 (a)高斯脉冲和(b)方波脉冲二进制信号示意图。(i)和(ii)分别为在真空和强吸收介质中传播输出的信号

这个窄尖峰就是反斯托克斯光子的前驱波包。和经典光脉冲不同，这里我们需要用量子力学的概率解释来理解前驱波包的物理意义。我们用分光器和单光子计数器 D_2 和 D_3 确定图 11(a)和(b)中反斯托克斯光子的自关联函数分别为 0.16 和 0.21。由于一个光子不能被分成两份，所以理想单光子的自关联函数

应为零。但由于各种测量噪声的存在，实验值总是大于 0。另外，双光子的自关联函数为 0.5。所以我们得到的均小于 0.5 的测量值证实，除了噪声外，图 7(a)和(b)中的反斯托克斯光子确实是单个光子。这样，我们就不仅首次在实验室观测到了单个光子的前驱波，并且实现了单光子前驱波与其主波包的分离。很显然，单光子前驱波前是以真空光速传播的。

现在让我们来看看反斯托克斯光子经过快光(群速度超光速)介质的情况。这时我们关闭控制光，并将二号磁光阱的光学厚度稳定在 2.5。图 11(c)是测量到的反斯托克斯光子输出波形。作为对比，图 11(d)给出了经典高斯光脉冲的传播，其中显示了输出脉冲顶部相对于真空传播大约有 100ns 的超前，即群速度超光速。然而在图 11(c)中，我们没有测量到任何超前于上升沿的单光子成分。如果用量子力学的语言来描述，那就是说，即使是在快光(群速度超光速)介质中，单个光子没有任何概率以超光速运动。单个光子的运动满足狭义相对论的因果律，单光子也不一定按群速度运动。

7 光前驱波通信的可能应用

我们前面详细讨论了光前驱波如何有助于理解光信息在介质中的传播，主要目的是为了澄清基础物理的概念，尤其是对群速度和信息速度的理解，以及群速度超光速和狭义相对论因果律的关系。那么光前驱波有什么实际的用途呢？能否用于光通信？有何优势？关于这点，我们可以用图 12 来说明。图 12(a)采用高斯光脉冲。在介质光损耗很强的情况下，在图 12(a)的(ii)中，我们看到光的信号很难穿过介质。然而，如果我们用图 12(b)中(i)的理想方波来传输信号，即使在介质光损耗非常强的情况下，我们将在介质的另一端测量到如图 12(b)中(ii)所示的信号：在上升沿和下降沿的地方会产生一些很短的脉冲。这些很短的脉冲就是光前驱波。根据光前驱波的位置，我们可以获得传输的信息并恢复原来的信号。按照光前驱波的理论，如果这些上升沿和下降沿是理想的话，其脉冲高度(强度)永远跟起始方波的上升沿和下降沿的

高度一样,在任何介质中都不会衰减。如果上升沿和下降沿的变化需要一定的时间,那么光前驱波的幅度会有一些损耗,但远小于主波的损耗。我们最近在实验上也证实了这一点^[22]。这表明,即使在光损耗很强的介质(即以前被认为无法用于远距离通信的介质)中,只要方波的上升沿和下降沿足够快,光前驱波的幅度的损耗可以很小。也就是说,如果用光前驱波作通信,其信号的损耗是可以通过发送器来控制的,只要发送器产生方波的速度足够快,其信息传递可以不受限于介质。

这就使我们有可能用另外一种方式来解决45年前高锟面对的问题。那时的光纤损耗很大,高锟在光纤材料中找到了解决的方法并引领了后来的信息时代,因此获得了2009年诺贝尔物理学奖。这也就是为什么光纤通信只能在光波长 $1.5\mu\text{m}$ 左右,因为那里的光损耗最小。而如今我们看到另外一个解决的途径是:如果用光前驱波来通信,高锟的问题就不再是问题了。比如,我们完全可以利用波长 $0.8\mu\text{m}$ 的光来通信。

然而,天下没有免费的午餐。用光纤在 $0.8\mu\text{m}$ 的波段做光前驱波通信,需要上升沿和下降沿时间短于 10fs ,并且要求仪器能直接测量分辨率小于 1fs 的光前驱波脉冲。现在的商用技术($\sim 50\text{GHz}$, $\sim 20\text{ps}$)还达不到这一点。但是技术的发展日新月异,尤其是甚高频电子技术的飞速发展,极有可能在未来的十到二十年内达到飞秒速度。到那个时候,光前驱波就可以在通信领域大显身手。到那个时候,光纤通信就不只是在 $1.5\mu\text{m}$ 了。到那个时候,水底的直接光学通信也不再是梦想。到那个时候,甚至墙壁也阻挡不了光信息的传播。



图13 冲浪者(图片来源于<http://www.walldesk.net/pdp/1024/10/11/onda.jpg>)

8 结束语

我们回顾了光前驱波近百年的探索历史以及最近的实验结果。至此,我们对光的传播有了更准确的图像。光的波动性让我们不得不放弃一些直观的基于经典质点运动速度的理解。我们由此对光的相速度、群速度和信息传播速度有了更深刻的认识。光前驱波地发现证实,实际物理的光信息并不是按群速度运动的,而是以真空光速作为其速度极限。对于一个理想的上升(下降)沿,其光前驱波前精确地按真空光速前进,即使是在所谓的(群速度)超光速的介质中。群速度超光速是一种由波动性引起的“视觉”类空效应,并不能传递真实的信息。光前驱波是光脉冲传播中最快的部分。光前驱波其实是一种很普遍的光传播现象。我们不仅在实验上首次实现了光前驱波和主波的分离,也首次观测到了单光子的前驱波包。我们的结果表明,单个光子遵循狭义相对论的光速极限原理,没有概率超光速,即使是在(群速度)超光速的介质里。我们因此而否定了单光子以群速度运动的观点。本文着重于介质光学。也许还有人认为信息超光速会存在于

一些隧穿效应^[33, 34]和结构快光效应^[35, 36]中,但我认为,这是不可能的,很有可能是跟介质群速度超光速类似的视觉效应。如何在隧穿效应和结构快慢光效应中观测到光前驱波,也许是一个非常值得研究的课题。我们最后也对光前驱波通信

的可能性作了初步的探讨。

最后,我给出图 13,献给所有在科学的大海中的冲浪者们,其中的寓意自明。

参考文献

[1] Harris S E. Phys. Today, 1997, 50(7):36
 [2] Boller K J, Imamolu A, Harris S E. Phys. Rev. Lett., 1991, 66: 2593
 [3] Hau L V, Harris S E, Dutton Z *et al.* Nature, 1999, 397: 594
 [4] Budker D, Kimball D F, Rochester S M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 83: 1767
 [5] Chu S, Wong S. Phys. Rev. Lett., 1982, 48: 738
 [6] Wang L J, Kuzmich A, Dogariu A. Nature, 2000, 406: 277
 [7] Sommerfeld A. Ann. Phys., 1914, 44: 177
 [8] Brillouin L. Ann. Phys., 1914, 44: 203
 [9] Brillouin L. Wave Propagation and Group Velocity. New York: Academic Press, 1960
 [10] Oughstun K E, Sherman G C. Electromagnetic Pulse Propagation in Causal Dielectrics. Berlin: Springer-Verlag, 1994
 [11] Pleshko P, Palocz I. Phys. Rev. Lett., 1969, 22: 1201
 [12] Varoquaux E, Williams G A, Avenel O. Phys. Rev. B, 1986, 34: 7617
 [13] Falcon E, Laroche C, Fauve S. Phys. Rev. Lett., 2003, 91: 064502
 [14] Aaviksoo J, Kuhlm J, Ploog K. Phys. Rev. A, 1991, 44: R5353
 [15] Choi S H, Österberg U L. Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 193903
 [16] Jeong H, Dawes A M C, Gauthier D J. Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 143901
 [17] Roberts T M. Phys. Rev. Lett., 2004, 93: 269401
 [18] Alfano R R, Birman J L, Ni X *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 239401

致谢 感谢我的研究团队。

[19] Macke B, Segard. arXiv:physics/0605039v3 [physics.optics]
 [20] Stenner M D, Gauthier D J, Neifeld M A. Nature, 2003, 425: 695
 [21] Stenner M D, Gauthier D J, Neifeld M A. Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 053902
 [22] Jeong H, Du S. Phys. Rev. A, 2009, 79: 011802(R)
 [23] Wei D, Chen J F, Loy M M T *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103: 093602
 [24] Chen J F, Wang S, Wei D *et al.* Phys. Rev. A, 2010, 81: 033844
 [25] Zhang S, Chen J F, Liu C *et al.* Rev. Sci. Instrum., 2012, 83: 073102
 [26] Chen J F, Loy M M T, Wong G K L *et al.* J. Opt., 2010, 12: 104010
 [27] Marangos J. Nature, 2000, 406: 243
 [28] Du S, Wen J, Rubin M H. J. Opt. Soc. Am. B, 2008, 25: C98
 [29] Balic V, Braje D A, Kolchin P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 183601
 [30] Du S, Kolchin P, Belthangady C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 183603
 [31] Zhang S, Chen J F, Liu C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 106: 243602
 [32] Kolchin P, Belthangady C, Du S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 103601
 [33] Steinberg A M, Kwiat P G, Chiao R Y. Phys. Rev. Lett., 1993, 71: 708
 [34] Winful H G. Optics Express, 2002, 10: 1491
 [35] Heebner J E, Boyd R W. J. Mod. Opt., 2002, 49: 2629
 [36] Feng S, Luo X, Du S *et al.* Opt. Lett., 2011, 36: 1278

荧光光谱测试系统

公司: 北京赛凡光电仪器有限公司
 地址: 北京市通州区梨园镇万盛南街258号
 电话: 010-80885970
 邮箱: info@7-s.com.cn
 传真: 010-80885973



标准光学元件库存---供您随时运用

总量多达10万片, 超过700个品种规格的透镜, 棱镜, 反射镜, 窗口, 滤光片等常用光学器件; 涵盖紫外, 可见, 近红外, 红外等光学应用领域。



光学透镜



光学棱镜



可见光学元件



红外元件



颜色滤光片



窄带干涉滤光片

GW 北京欧普特科技有限公司
 Beijing Golden Way Scientific Co.,Ltd

地址: 北京市朝阳区酒仙桥东路1号M7栋5层东段
 电话: 010-88096218/88096099 传真: 010-88096216
 邮箱: optics@goldway.com.cn