

# 光束自陷

## ——空间光孤子

侯春风

虽然人们一直被所见到的诸如海啸和潮汐等非线性波现象所吸引,但是直到 1834 年才第一次给出了关于自陷波的科学报道。当时一个名叫 J. Russell 的苏格兰科学家在一条窄而浅的河道中观察到一个轮廓分明的圆形平滑水峰向前行进,水峰在行进的过程中形状和速度保持不变,同时在这个不同寻常的水峰两侧的河水也保持平静如初。Russell 注意到这个水峰是一个孤立的凸起的水团。

50 年后,两位丹麦学者 D. Korteweg 和 G. Vries 经研究认为这种现象要求有非常大的振幅,同时要求介质对不同幅度的波具有根本不同的作用,也就是要求介质具有非线性行为。1965 年, N. Zabusky 和 M. Kruskal 发现这种定域脉冲(或波包)相互发生碰撞之后,将依然保持各自的特性,并保持能量和动量守恒。Zabusky 和 Kruskal 得出结论认为这种脉冲的行为类似于粒子,并把它们命名为“孤子(soliton)”。此后不久,人们对孤子开展了大量的研究工作,并且在许多不同的学科分支中观察到了孤子现象。本文将集中讨论在过去几年当中备受关注的一类特殊孤子——空间光孤子。

自然界,在线性色散介质中传播的脉冲具有内在的展宽的趋势。光学里,局限在一定的空间区域的波包(即一束窄光束)或局限在一定时间区域的波包(短脉冲),通常也会展宽。对于瞬态脉冲这种展宽作用起因于色散现象。脉冲的各个频率分量具有不同的速度,当所有分量之间的相对相位为零时可形成最窄的脉冲。

然而,在脉冲传播的过程中不同频率的分量可以获得不同的相位,进而引起脉冲展宽。

对于“空间脉冲(光束)”,展宽现象是衍射作用引起的。一束沿任意方向  $z$  在折射率为  $n$  的介质中传播的准单色光可以被看作是平面波的线性叠加,所有平面波分量都具有相同的波数  $k = n\omega/c$ ,但它们与  $z$  方向的夹角  $\alpha$  却各不相同,因此每一个分量相对于  $z$  方向具有不同的相速。对于瞬态脉冲,每一个平面波分量将获得不同的相位,由此引起脉冲展宽(衍射)。通常,原始光束越窄发散得就越强烈。

波导可以消除光束的空间展宽。在电介质波导中,光束经边界处低折射率介质的全内反射在高折射率介质中传播,一旦这些反射发生结构干涉,则光束就会被俘获在波导边界内,形成所谓的导模。平面型电介质波导中光束沿一个坐标方向( $z$ 轴)传播,沿单一的横坐标方向( $y$ 轴)衍射,在第三个方向( $x$ 轴)上被导引,因而被称作(1+1)维波导。光纤在全部横截方向上都具有空间导引作用,所以是一个(2+1)维波导。

在与 Russell 的观察结果相类似的情形中,脉冲的展宽效应可以被介质的非线性所消除。非线性介质在有光存在时其性质将发生变化,通过所谓的光致透镜效应可以抵抗色散或衍射作用。在这一过程中消除了脉冲的各个组成分量之间累加起来的相位差,从而允许光束无色散无衍射地传播:在色散材料(如光纤)中传播的不改变形状的瞬态短脉冲被称为瞬态光孤子,它们于 1973 年被 A. Hasegawa 和 F. Tappert 所预言,并于 1980 年被 L. Mollenhauer, R. Stolen 和 J. Gordon 首次发现。如果光束可使介质的折射率

改变,产生一个有效的正透镜,也就是说,如果光束中心处介质的折射率比边缘处大,进而类似一个波导,则这时介质的非线性可以把脉冲(一束窄光束)限制在一定的空间范围内。当引发了波导的光束是其所引发的波导的一个导模时,该光束就会“自陷”成一束直径非常小的光束。

### 克尔型空间光孤子

虽然孤子的数学基础是一个复杂的理论课题,但是若介质的非线性是由介质对外加光场的极化响应过程中的弱对称非简谐性所引起的,则(1+1)维波导中的孤子问题是可严格求解的。这种情况下折射率的形式为 $n = n_0 + n_2 I$ ,其中 $n_0$ 为基本折射率, $I(r, t)$ 为电磁波的强度。介质中的上述行为被称做光的克尔效应,它能产生空间光孤子所需要的自透镜作用。1964年, M. Hercher证实了激光的自聚焦效应。随后 R. Chiao, E. Garmire 和 C. Towners 从理论上证实具有立方势的非线性薛定谔方程支配了这一现象,并且认为在(1+1)维克尔介质中传播的光束可以自陷。几年以后, V. Zakharov 和 A. Shabat 利用逆散射法解析地解出了所有(1+1)维问题。非线性薛定谔方程的这些孤子解具有非线性力学系统所特有的性质。例如,当发生碰撞时,这些孤子的能量、速度及数量守恒,孤子间的相互作用是完全弹性的。

1965年, P. Kelley 论证了当环形光束射入克尔介质时将产生“灾害性的自聚焦效应”并最终被毁坏,也就是说,不存在3维稳态孤子。自陷要求光束的衍射长度与自诱发透镜的焦距有较强的抵消作用。当光强起伏可以被光束宽度的相应变化所补偿时就会形成稳态孤子,反之亦然。但是,(2+1)维孤子的稳态传输只发生在一个光强峰值处,光强起伏会导致灾害性的自聚焦作用,并导致材料损坏,此类现象已在早期的实验中被观察到了。在某一方向狭窄而在另一方向均匀并沿第三个方向传播的光束同样是不稳定的——1974年 Zakharov 和 A. Rubenchik 指明了“条状”光束将分解成许许多多的细丝而变得“横向失稳”。最终的结论为只有在(1+1)维波导中克尔孤子才是稳定的,即克尔孤子可在波

导中稳定存在,却不能在大块介质中稳定存在。这类孤子最早是在液态二硫化碳中发现的,后来又在玻璃波导中被发现了。此后不久,两组实验研究人员都说明了空间孤子的相互作用,进一步证实了克尔孤子间的弹性碰撞的性质。那时,人们似乎认为已经深刻理解克尔孤子了,并且认为其他类型的自陷光束尤其是(2+1)维孤子似乎不会存在。

### 饱和介质中的孤子

1974年,贝尔实验室的 J. Bjornholm 和 A. Ashkin 发现了钠蒸气中共振跃迁谱附近环形截面激光束的自陷,他们推测这种效应起因于光学非线性的饱和特性。这个实验推翻了(2+1)维孤子是不稳定的这一观点。

早在1969年美国南加州大学的 E. Daws 和 J. Marburger 发现饱和非线性能够抑制光线的毁灭性的崩溃进而产生稳定的(2+1)维孤子。另外一些研究人员利用等离子体中的饱和非线性得出了类似的结论。饱和非线性的出现是由于共振极大地改变了光极化率,因此在描述折射率变化时需要涉及到更高阶的非线性,这些高阶非线性可使折射率在增加过程中出现停滞,进而出现饱和现象。然而由于饱和非线性将带来不可积分方程,无法给出解析上的预言结果,因此实验研究人员都把精力投放在瞬态孤子上,而除了克尔孤子以外,空间孤子实验一直停滞到1990年。

90年代人们恢复了对空间孤子理论方面的兴趣。1991年,位于堪培拉的澳大利亚国立大学的 A. Snyder 研究组推广了莫斯科普通物理研究所的 G. Askar'yan 于1962年提出的一个思想。Askar'yan 曾指出当一束光诱导出一个波导,同时该光束又是它所诱导的波导的一个导模时,就会形成孤子。Snyder 研究组把这一思想发展成为一个自洽的方法,这一方法对空间孤子动力学、它们的稳定性及相互作用做出了许多透彻的解释,对饱和非线性介质中的环形自陷光束的稳定性做出了说明。非线性的饱和意味着折射率的变化量存在着极大值,例如折射率变化量的形式为 $\Delta n(I) = \Delta n_{sat} I / (I +$

$I_{sat}$ , 当  $I \gg I_{sat}$  时,  $\Delta n(I)$  渐近地达到  $\Delta n_{sat}$ . 与克尔介质类似, 饱和介质在高光强处具有会聚透镜的作用. 然而, 由于折射率的变化不能超过  $\Delta n_{sat}$ , 因此感应透镜(波导)最终将变阔而不是变强, 进而使中心具有较弱的会聚能力, 由此可抑制导致克尔介质中灾害性强聚焦的剧烈变化过程. 波导随光强的增加而变阔意味着数值孔径的增加, 这将导致多模波导. 从理论上讲, 感生势阱变宽, 将会有更多的束缚态解存在.

90年代初, 在具有饱和特性的非线性介质中发现了两种新型孤子, 重新激起了人们对空间孤子的实验研究兴趣. 光折变孤子和平方孤子都同时存在(1+1)维和(2+1)维形式, 产生了一类全新的3维孤子相互作用以及大量其他丰富多彩的现象.

**光折变孤子** 光折变材料是典型的具有二阶非线性的介电非中心对称单晶, 直流电场  $E$  可通过电光效应以  $\Delta n \propto E$  的形式对其折射率进行调制. 光折变材料内部存在杂质原子, 杂质原子的能量处于晶格禁带范围内, 这种能量范围是纯净晶体中的电子所无法达到的. 在光的照射下, 杂质可以提供自由电荷, 这些自由电荷随着光强的空间分布而重新分布. 光折变晶体可用来记录全息图, 通常被应用于光学数据存储和相位共轭镜等多方面. 光折变材料中的孤子现象是一种完全不同的现象, 它需要光束的自作用而与全息学无关.

光折变孤子的存在是由 Segev, B. Crosignani 及其合作者于 1992 年预言的, 并于一年以后被 G. Salamo 及其合作者所证实. 在过去的 5 年中, 人们发现了几种不同类型的光折变孤子, 这些孤子都是由不同的内在非线性饱和和机制所引起的, 每一种类型的孤子都体现了折射率变化量  $\Delta n$  与光强的不同依赖关系. 在此我们将集中讨论一种类型的孤子——光折变屏蔽孤子. 当一窄束光纵向射入加有横向电压的光折变晶体时就会产生这种孤子. 在光照区自由电子的密度增加, 这意味着电导率增加而电阻率下降. 由于晶体横向电阻率不均匀, 电压降将主要集中在暗区, 因此在这些暗区将产生比光照区强的空

间电荷场  $E_{sc}$ . 通过电光效应折射率以  $\Delta n \propto E_{sc}$  的方式变化. 如果  $\Delta n < 0$ , 暗区的负折射率大的变化将产生一个“梯度波导”, 该波导反过来又会引导使其形成的光束, 由此可以消除衍射作用. 对于(1+1)维孤子,  $\Delta n$  与光强的实际依赖关系为  $\Delta n \propto 1/(I + I_{dark})$ , 其中  $I_{dark}$  为暗辐射——一种与暗处晶体电导率成比例的材料参数.

后来, 不同类型的光折变孤子研究的进展迅速. 1994 年, 随着墨西哥国立天体物理学及光电子学研究所的研究人员关于加有偏压的光折变介质中的稳态自聚焦效应的报告, 屏蔽型光孤子被预言了. 随后不久, 人们观察到了这种孤子. 后来几种其他类型的光折变孤子也被发现了: 准稳态孤子, 它存在于外加电场被空间电荷场缓慢地屏蔽掉的那段时间内; 光伏孤子, 它依赖于块状材料的光伏效应产生空间电荷场; 它们于 1994 年被预言, 一年以后被观察到. 1996 年, 在半导体材料(例如磷化铟)中发现了第四种光折变孤子, 在半导体材料中空间电荷场是由电子和空穴共同形成的. 最后中心对称光折变介质中的孤子也被预言并被证实了, 这种介质中折射率变化量与光强的关系为  $\Delta n \propto 1/(I + I_{dark})^2$ .

所有的光折变孤子还有另外两个显著的共同特性: 由于折射率变化量  $\Delta n$  依赖于光强比  $I/I_{dark}$  而不依赖于光强  $I$  的绝对值, 而光折变材料的暗辐射  $I_{dark}$  又非常低, 因此光折变孤子在微瓦量级的光强下即可产生. 光折变孤子的缺点是响应时间量级为  $1/(I + I_{dark})$ , 在微瓦量级光强下 10 微米宽的孤子的响应时间可达秒量级. 另外, 由于材料的响应时间还与波长有关, 因此可利用微瓦功率光束产生的孤子引导波长处于材料光敏性不太强的波段内的高功率(瓦量级)光束.

**平方孤子** 平方孤子与其他所有空间孤子之间存在 3 条根本差别. 第一, 平方孤子中光场不会改变介质的折射率或其它性质; 第二, 这类孤子只依赖于二阶非线性; 第三, 依靠两束或多束不同频率的光束之间的强相互作用和能量交换实现光束自陷. 由于非线性极化是两束或

多束光束相互作用的结果,因此使光场在空间被压窄进而抵消衍射作用.另外,平方孤子对于构成它们的所有二阶非线性强耦合光束来说是唯一的.对于二次谐波的产生,这种唯一性意味着至少存在基频场和谐频场.此外,平方孤子的性质依赖于相位匹配失谐.由此,平方孤子要求介质可实现相位匹配,因而只存在于很窄的适当功率范围内.虽然这种孤子存在于任何二阶过程中并且实际上已在光学参量发生器和放大器中被观察到了,但是对它们的研究却主要集中在二次谐波产生过程中.

平方孤子是70年代被Y. Karamzin和A. Sukhorukov所预言的,20年后人们证明了它的稳定性并且从实验上在(2+1)维和(1+1)维波导中发现了它.在那些早期的(2+1)维实验中,高于光强阈值的基频和谐频输出光束的直径从它们的衍射光看都比原始输入光直径小.实验显示了一条重要信息——在晶体内部产生平方孤子需要二次谐振.R. Fuerst及其合作者进一步从实验上证实,在三波混频过程中三束光的相对位置在很大的范围内调整都可以形成孤子.平方孤子的另一个有趣特性是当基频和谐频光束具有不同的传播方向(玻印廷矢量)时,孤子分量之间可进行空间联锁抵抗“离散”作用.这种联锁作用是在位于奥兰多的中佛罗里达大学的光学与激光教学科研中心被发现的,并且被西班牙巴塞罗那卡塔罗尼亚工业大学的L. Tomer等人给出了解释.

### 非相干孤子

孤子物理学呈现出了向非相干孤子这一新方向发展的趋势.直到1995年,所有孤子实验都是利用相干“脉冲”——即光束中光的相位是互相关联的.然而,脉冲(波包)却未必一定相干,例如,我们可以把太阳或白炽灯泡等自然光源发出的光会聚成很细的光束.这样的光束可以在非线性介质中自陷吗?

1996年普林斯顿大学的M. Segev研究组证实了横截面处相位随时间和空间随机变化的光束的自陷.在第一个实验中利用了准单色部分相干光——部分空间非相干光.一束穿过旋

转漫射器的激光,旋转漫射器每微秒引入一次新的随机相位分布.当这束光射入响应较慢的光折变晶体时,在适当的条件下会自陷成一条细丝.在后一个实验中,M. Mitchell和Segev证明非相干白光光束——时间和空间都不相干的“脉冲”,也可在同样的介质中自陷.实验中自陷光束来自于辐射波段为380—720纳米的白炽灯泡.另外一个实验还证实了暗非相干光束——一维或二维嵌入空缺的空间非相干光束的自陷.

为了理解非相干孤子,我们先来弄清几种非相干光:空间非相干光包含有亮斑和暗斑,亮暗斑是由随时间随机变化的相位分布引起的.空间非相干光的轮廓定义为光强的时间平均.由于每个小亮斑都对衍射有贡献,在亮斑尺寸远小于直径的极限条件下,衍射作用主要受相干度即亮斑尺寸而不是光束直径大小的支配.这样的非相干光不能在瞬时非线性介质中自陷,因为每个小亮斑都可形成一个小透镜并且截获一部分光束,进而完全分裂了光束轮廓.另外,在非线性响应时间比光束横断面内相位涨落时间长得多的介质中,光束轮廓可诱导出产生非相干孤子的多模波导.

莱夫大学D. Christodoulides研究组和普林斯顿大学Segev研究组在最近发表的文章中建立了非相干孤子理论.这一方面的快速进展带来了许多有趣的重要思想,并为可重新配置光学互连和光束控制方面的应用提供了可能性.这些应用可借助于非相干光源例如发光二极管的自陷光束来完成.

### 孤子间的相互作用

因为孤子之间的相互作用在很多方面很像粒子,所以在孤子的所有特性中,最吸引人的大概就是孤子间的相互作用或称孤子间的相互碰撞了.当孤子场的尾部在它们之间的空间相互交叠时会发生相互作用,孤子间的相互作用可分为两种:相干相互作用和非相干相互作用.

当非线性介质通过诸如克尔效应或二次非线性对交叠区光束的干涉效应具有瞬时响应

时,相干相互作用即可发生.对慢非线性,例如光折变效应或热致非线性,相互作用光束间的相对相位必须在比介质响应时间还长的时间内保持稳定.对于同相位光束,两束光交叠区的光强将会增强,这样两束光诱导的波导之间的折射率将增加,将把更多的光吸引向中心,使孤子向中心靠近,因此孤子呈现出相互吸引.当相互作用的光束相位差 $\pi$ 时,它们将在交叠区干涉相消,进而降低两个孤子中间区域的折射率,因此孤子会互相排斥.

当两束光之间的相对相位的变化远远快于介质的响应时间时,就会有非相干孤子相互作用产生.在这种情况下,介质只对光强的时间平均值发出响应,因此不管孤子间的相位如何,孤子与孤子中间区域的光强都将增强.对于自聚焦介质,将有更多的光被“吸引”向中心,进而使孤子互相吸引.

克尔介质中孤子碰撞结果与饱和非线性介质中的碰撞过程存在几种重要的差别:首先,在克尔介质中,所有孤子都是(1+1)维的,孤子碰撞发生在单一的平面内并且是完全弹性的,这种情况暗示碰撞过程中孤子数守恒,并且无能量损失,不会产生辐射波.其次,碰撞以后孤子的传输速率将恢复到初始时的数值.孤子和粒子之间的这种相似性正是“孤子”这一术语的由来.另外,如果输入孤子的轨道是以某种角度散开的,则孤子将互相穿过,除了发生微小位移和绝对相位的微小变化以外,孤子几乎不会受到影响.对于平行入射并有微小横向位移的孤子吸引碰撞,孤子将相向运动,周期性地融合与分裂.与此相反,在排斥型克尔碰撞中,孤子总是互相分开的.

饱和非线性介质中的孤子碰撞现象比克尔介质中的更具多样性,因此也就更有趣.这主要基于两种原因:第一,由于饱和非线性介质可以支持(2+1)维孤子,因而可在整个3维空间发生碰撞,产生克尔介质中不存在的一种效应.第二,饱和非线性介质中感生的波导可以引导不止一个模式的波,所以可以产生孤子合并、分裂以及湮灭等现象.1992年,德国柏

林的马克斯·玻姆非线性光学研究所的S. Gatz和J. Herrmann发现,在饱和非线性介质中以小角度发生相干碰撞的孤子可以合并到一起.接着理论物理工作者Snyder和A. Sheppard证明碰撞中的孤子可以发生分裂即可以产生额外的新孤子,也可以互相湮灭.他们在阐述中还详细说明:在研究孤子碰撞时,需要比较碰撞的孤子间的夹角与互补临界角的大小,在互补临界角以外,孤子光束将发生全内反射,孤子可被另一孤子的波导所导引.当孤子碰撞角大于临界角时,孤子只是互相简单地穿过,而在小角度碰撞过程中,光束彼此向对方诱导的波导中耦合.

实验上,已在原子蒸气、光折变介质和二次非线性介质等各种各样的饱和非线性介质中观察到了导致合并的孤子碰撞过程.实验结果显示在大角度光折变孤子将发生相互吸引的非相干碰撞,而在小角度将发生孤子合并. Snyder和Sheppard还预言两个处于碰撞中的孤子可产生一个新孤子,因此碰撞以后会出现3个孤子.这种现象已在最近的实验中观察到了.

饱和非线性介质中的(2+1)维孤子为研究具有3维轨迹的孤子碰撞问题提供了可能.孤子如果被单独发射,则它们将沿着各自的初始轨道运动下去.而如果它们被同时发射,则它们之间的吸引作用可平衡掉转动产生的离心力,因此它们可以像天体或带电粒子一样互相俘获,沿螺旋轨道互相缠绕.这些最初在相干碰撞情况下提出的效应,最近被人们利用光折变孤子的非相干碰撞过程所证实了.当孤子之间的距离增大时,孤子的轨迹将发生轻微的相向弯曲,但是由于它们的相对速度太大,因而不能形成束缚态孤子对.相反,如果孤子间距离太小,则它们将沿聚合收敛的螺旋轨道前进,并将最终合并到一起.螺旋合并效应曾被澳大利亚国立大学的B. Davies等人观察到.上述这些观察结果向人们提出了这样一个有趣的问题:相互作用着的空间孤子的角动量是否守恒?

# 液体透镜

苏中启

新近,法国科学家开发出一种液体透镜,只要轻触开关,它们就能改变形状,因而,也就改变了放大率。液体透镜能够在广泛的成像装置范围内,例如内窥镜,取代缓慢而又庞大的聚焦系统。由法国格勒诺布尔市约瑟夫·富里哀大学物理学家布鲁诺·伯奇开发出的这种液体透镜,在结构上却是惊人的简单:在一个圆筒形容器中盛放着被分隔开的两小堆盐水,一颗微小的硅酮油滴就悬浮在两个盐水体之间,由此,液体透镜得以构成(见图1)。油滴被放置在一张透明聚合物膜上,膜的周围涂有亲水层,正是这一涂层使油滴被保持在膜的中央位置。当对油滴上、下任何一方盐水体施加变化着的电压时,油滴的形状在数毫秒间就会发生精确的变化。液体透镜方案与电容器类似。在通常的电容器中,两块金属板被一层绝缘介质分隔开。而在液体透镜中,两个水体起着电极作用,油滴与聚合物一起构成绝缘体。当施加电压时,水与绝缘体之间界面上的电荷会逐渐增多,由此在绝缘体表面感应出等量异号的电荷,正是绝缘体表面上同种电荷间的这一静电排斥力使油滴向外凸出。通过改变电压,凸出程度即整个透镜的聚焦程度

就可以精确地得到控制。当用任何其他两种类型的液体取代硅酮油与水时,其工作原理是:液滴电充作绝缘体的液体产生,而另外一种液体则充作导体。不过当要制作一块强有力的透镜时,就要求两种液体之间的折射性质必须有很大的差别。除此之外,对微小的液滴而言,其稠密性质足够支撑它保持某种形状,当透镜沿周围移动时,即使对于比较稠密的硅酮油滴,太大的振动也可能导致两种液体相混合,形成某种与蛋黄酱相类似的悬浮。目前,伯奇正试图加大透镜的尺寸,但是,对于较大的透镜,要使它保持某种形状是相当困难的。他还试图对透镜的振动问题进行论证。如果论证的结果可行,那么,液体透镜就能被用于制作仿生眼。(编译自《新科学家》99.5.22 p.6)

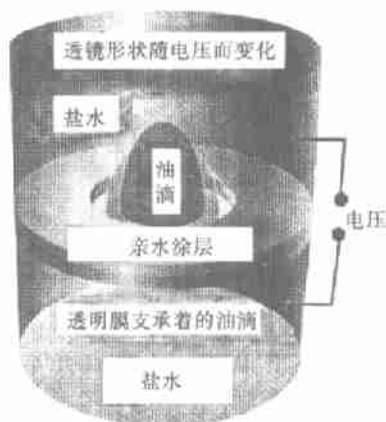


图 1

## 多种多样的特性

由于篇幅所限我们无法讨论空间孤子的许多其他特性,但是我们将略述一下与这些特性有关的主要结论。例如,在自散焦介质中孤子表现为 $(2+1)$ 维旋涡形或 $(1+1)$ 维暗带形。 $(2+1)$ 维波导使孤子具有涡旋特性,而 $(1+1)$ 维波导支持暗孤子——均匀光束中的线性暗缺。另一个重要方面是多分量孤子,在多分量孤子中有多个分量参与自陷过程,这些电场分量共同产生一个感应波导来引导它们自己。还有一个方面是一维稳定孤子与高维不稳定性之间的联系,最近人们研究了不稳定性的来源。

研究结果为非线性动力学提供了新内容。

在光学中,孤子研究最先是在光纤中展开的。虽然空间孤子的传输距离远远赶不上光纤中的时间孤子的传输距离,但是它所涉及到的非线性的种类却远远多于后者,产生的物理现象也更丰富多彩。本文概览了空间光孤子研究过程中的一些快速进展及激动人心的新物理内容,我们希望这些研究能促使人们对非线性动力学,尤其是对不断出现的越来越多的孤子普遍都具有的共同本性,有更深刻的理解。

[译自1998年第8期 Physics Today,

作者: M. Segev, G. Stegeman]