

高密度光存储

黄世华

(中国科学院长春物理研究所)

近年来,随着高分辨激光光谱学的进展,以光谱烧孔为基础的频域光存储和以受激光子回波为基础的时域光存储的研究引起了重视。用这两种方法有可能在一个存储单元上存储多个信息,从而使存储密度大大提高。本文介绍这些方法的原理及其前景。

与广泛用作计算机外存的磁存储比较,光存储具有容量大、密度高的特点。目前光盘的存储密度约为 $10^8 \text{bit}/\text{cm}^2$,比磁盘高一到两个数量级。写入信息时,用激光使光盘上被光斑照射区域的光学性质(例如反射率、折射率、透射率等)发生变化。读出时,探测这种变化,以确定信号的有无或强弱。

能不能进一步提高存储密度呢?光盘是二维的,如果能够增加一个维度,并有适当的选址方法,存储密度或容量就可以增加。如果这个新的维度是实际空间中的第三维,则存储介质由面变为体。显然,这时的容量增大了,就光盘平面而言,存储密度提高了。在频域和时域光存储中,频率和时间可以分别作为这个新增加的维度。

一、谱线的宽度

我们知道,在光谱测量中,即使排除了仪器分辨率的影响,谱线仍有有限的宽度。这种宽度按其来源可分为非均匀线宽和均匀线宽两类。

系统中的原子(或分子、离子……)按某个物理量分布,若这个物理量引起发射或吸收光频率的变化,则原子的分布就引起谱线相应的频率分布,产生了一定的宽度。这种由于分布引起的线宽称为非均匀线宽。在气体中,分子运动速度按麦克斯韦分布。由于多普勒效应,

观察者观察到的分子吸收或发射光的频率亦出现相应的分布。在固体中,原子受到的局域应力使它们的能级发生移动。局域应力的起伏使跃迁频率产生分布,引起谱线非均匀展宽。通常,非均匀展宽产生高斯函数分布的线形。

系统中的原子或分子还受到动态微扰,例如,气体分子间的碰撞,固体中晶格振动的作用等。动态微扰引起辐射及无辐射跃迁,使能级具有有限的寿命 T_1 。激发态粒子数的衰减是以 T_1 为时间常数进行的,系统总能量减少,发射光的功率(强度)谱为半宽度 $1/2\pi T_1$ 的洛伦兹分布。动态微扰还使系统中原子感应偶极矩的相位产生随机变化,相关性降低。这种过程称为纯失相过程,不降低系统的总能量,却减小了系统的宏观极化强度。它的时间常数 T_2' 称为纯失相时间。纯失相过程引起半宽度为 $1/\pi T_2'$ 的洛伦兹形功率谱。因此,均匀线宽为

$$\Gamma_h = 1/2\pi T_1 + 1/\pi T_2' = 1/\pi T_2, \quad (1)$$

式中 T_2 称为失相时间,反映了粒子数减少和纯失相两种过程引起系统宏观极化强度衰减的总时间常数。

通常的光谱测量得到的谱线线形是洛伦兹型的均匀线形和高斯型的非均匀线形的卷积。谱线的宽度不仅与原子、分子本身的性质有关,还与材料的结构及外场、温度等因素有关。以固体中的稀土离子为例,非均匀线宽由单晶中 GHz 量级到玻璃中 3THz 以上。在单晶中,液氮温度下,能级中最低斯塔克分量间跃迁的均

均匀线宽可窄至 MHz, 甚至 kHz 以下. 随着温度升高, 电子-声子相互作用引起的失相过程加快, 使均匀线宽急剧增加, 在液氮温度下达到 10GHz 左右.

从非均匀展宽的线形中测出均匀线宽, 通过测量均匀线宽随温度、外场、浓度等的变化来研究失相过程, 是高分辨激光光谱学的一项重要工作. 由于频率和时间是一对傅里叶变量, 线形和失相时间的测量既可以在频域进行, 也可以在时域进行, 通过傅里叶变换可将它们互相转换. 频域测量的分辨率受到光谱测量仪器的分辨率和激光器的谱线宽度及频率跳动的限制, 目前最高为 1MHz 左右, 而时域测量只与激光器的短期稳定度有关, 分辨率可优于 kHz.

二、光谱烧孔和频域光存储

用一束窄谱带强激光共振激发样品, 使非均匀线形某部分对应的原子基态粒子数显著减少. 于是, 在和这些原子跃迁对应的频率上, 吸收减弱. 探测样品对另一束较弱的、在非均匀线形内调谐的激光的吸收, 吸收光谱中出现一个凹陷, 如图 1 所示, 这就是光谱烧孔.

在图 1 所示的二能级系统的光谱烧孔中, 孔的寿命等于激发态的寿命. 在三能级或更复杂的系统中, 当电子由激发能级弛豫到另一个长寿命能级时, 孔的寿命也变长. 如果激发引起光化学反应, 产生光谱不同的产物, 或者激发态电子被某种深陷阱俘获, 则可望得到永久性的孔, 基态粒子数的变化被永久地存储下来. 改变激光波长, 可以在非均匀线形内不同位置上烧出孔来, 孔的宽度为 $2\Gamma_h$. 为使相邻的两个孔良好地分隔, 孔中心保持 $2\Gamma_h$ 的间距. 这样, 在整个非均匀线形中, 最多可以烧 $\Gamma_{inh}/4\Gamma_h$ 个孔. 将所要存储的信息在频率上编码, 每一 bit 以一个频率对应, 用孔的有无区分 1 和 0, 这样, 光盘上的一个存储单元就可能存储 $\Gamma_{inh}/4\Gamma_h$ bit 信息, 存储密度也就可能提高这个倍数.

在液氮温度下, $\Gamma_{inh}/4\Gamma_h$ 可达到几百到数千, 因此, 频域存储的存储密度可望提高到

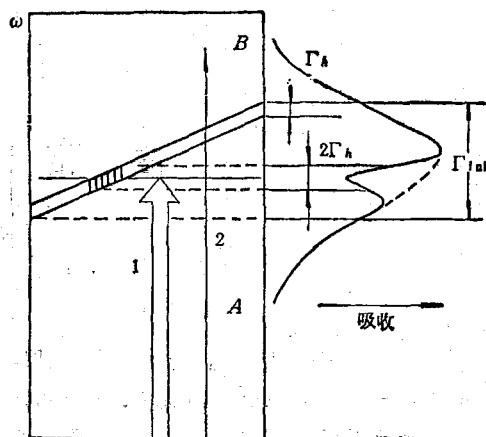


图 1 二能级系统的光谱烧孔

(1 为窄谱带、固定频率的强激光; 2 为窄谱带、可调谐的弱探测光, 频率在 AB 范围内调谐; Γ_h 为均匀线宽, Γ_{inh} 为非均匀线宽, 横坐标表示引起非均匀宽化的参量; 图中孔的宽度为 $2\Gamma_h$, 这个结果在弱激发且 $\Gamma_{inh} \gg \Gamma_h \gg$ 激光线宽的条件下成立)

$10^{10} - 10^{11}$ bit/cm². 由于均匀线宽随温度升高而变大, 到液氮温度时, 在晶体中比值 $\Gamma_{inh}/4\Gamma_h$ 已接近 1, 在无序系统中, 这个比值目前可以达到几十^[4].

读出所需的激光功率虽比写入时小得多, 一次读出不足以在无孔的频率上烧出孔来, 但多次读出的累积会使 0 和 1 的差别变小. 这个因素限制了存储数据可读出的次数^[2].

光子选通光谱烧孔可避免这个问题. 在 BaFCl:Sm 等材料中^[5], 烧孔用两束光进行, 第一束光为烧孔光, 将 Sm^{2+} 由基态 7F_0 激发到长寿命激发态, 例如 5D_0 . 第二束光是宽谱带、频率固定的激光, 起选通作用, 将 Sm^{2+} 由 5D_0 离化, 成为更稳定的 Sm^{3+} . 在 Sm^{2+} 的吸收中留下一个孔, 孔的频率由第一束光确定. 永久性孔在两束光同时作用下才可产生, 只有其中任何一束时都不会出现. 在两束光作用下写入, 而读出时只用一束弱的窄谱带激光, 因此, 不会产生上面提到的读出时破坏原有信息这个问题.

另一类光子选通光谱烧孔材料以聚甲基丙烯酸甲酯:三氯甲烷:四(对甲苯基)-锌-四苯基卟啉 (TZT) 为代表, 可用四能级模型描述. 烧孔光将 TZT 分子由单重基态 S_0 激发到 S_1 ,

通过系间窜越, 电子由 S_1 到达长寿命三重态 T_1 . 选通光将电子由 T_1 激发到高能三重态, 在那里电子由供体 (TZT) 分子转移到受体 (CHCl_3) 分子^[4].

除上述两种材料外, 文献中已报道了含 Sm^{2+} , Co^{2+} , Cr^{3+} 的一些无机晶体, 硼酸玻璃: 咪唑, 聚甲基丙烯酸甲酯: 葱: 并四苯等体系中光子选通光谱烧孔的结果^[5].

三、受激光子回波和时域光存储

受激光子回波是原子系统在三个相干光脉冲的脉冲序列共振激发下产生的瞬态现象, 我们用瞬态光栅的原理来加以说明.

为简单起见, 在下面的讨论中, 我们设激光脉冲的持续时间远小于 T_2 , 三个脉冲振幅相同, 传播方向和偏振方向分别为 $\mathbf{n}_j = \mathbf{k}_j/k_j$ 及 $\mathbf{e}_j = \mathbf{E}_j/E_j (j = 1, 2, 3)$, 且具有

$$g(\omega) = \begin{cases} 1/\Delta & \omega_0 - \Delta/2 \leq \omega \leq \omega_0 + \Delta/2 \\ 0 & \text{其他} \end{cases}$$

的频谱, $\Delta \leq \Gamma_{\text{inh}}$, 中心频率 ω_0 与系统中原子两个能级间跃迁非均匀线形的中心频率一致.

$t = 0$ 时, 通过系统中 $\mathbf{r} = 0$ 处的第一个激光脉冲使系统产生受激辐射. 由于失相过程的影响, 受激辐射的电场强度为

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = E\mathbf{e}_1 \exp \left[\left(i\omega - \frac{1}{T_2} \right) \left(t - \frac{\mathbf{n}_1 \mathbf{r}}{c} \right) \right] \quad (t \geq \mathbf{n}_1 \mathbf{r}/c).$$

$t = \tau$ 时, 通过 $\mathbf{r} = 0$ 的第二个激光脉冲引起的受激辐射为

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = E\mathbf{e}_2 \exp \left[\left(i\omega - \frac{1}{T_2} \right) \times \left(t - \tau - \frac{\mathbf{n}_2 \mathbf{r}}{c} \right) \right] \quad (t \geq \tau + \mathbf{n}_2 \mathbf{r}/c).$$

\mathbf{E}_2 与 \mathbf{E}_1 干涉, 对时间的积分强度与 \mathbf{r} 及 ω 的关系为

$$I(\mathbf{r}, \omega) \propto \int_{\tau + \mathbf{n}_2 \mathbf{r}/c}^{\infty} |\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2|^2 dt \propto 1 + \cos^2 \theta \exp \left[-2 \left(\tau - \frac{\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2}{c} \mathbf{r} \right) / T_2 \right]$$

$$+ 2 \cos \theta \exp \left[- \left(\tau - \frac{\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2}{c} \mathbf{r} \right) / T_2 \right] \times \cos \left[\omega \left(\tau - \frac{\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2}{c} \mathbf{r} \right) \right] = I'(\mathbf{r}, \omega). \quad (2)$$

这里, 我们设光传播经过整个样品的时间远小于 τ , 因而有 $\tau \gg \frac{\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2}{c} \mathbf{r}$, 积分下限可取 $\tau + \mathbf{n}_2 \mathbf{r}/c$. 积分上限取 ∞ 是因为第二个和第三个脉冲的时间间隔远大于 T_2 . 另外, 式中设 $\cos \theta = \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2$. 由于强度按(2)式分布, 使空间不同位置以及非均匀线形内不同频率上的原子受到强度不同的激发, 使基态(或激发态)的粒子数出现空间和频率上的周期分布: $(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2) \mathbf{r} = \text{常数}$ 的平面上的原子, 非均匀线形中出现周期为 $\Delta\omega = 2\pi / \left(\tau - \frac{\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2}{c} \mathbf{r} \right)$ 的频率栅; 而对于固定的 ω , 出现沿 $\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2$ 方向周期为 $a = \frac{2\pi}{|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|}$ 的空间栅. 由于激发态寿命为 T_1 , 这个栅以 T_1 为时间常数消失. 粒子数的周期分布引起光学性质(如吸收系数, 折射率等)的周期性分布. 以透射为例, 在弱激发下, 透射率的空间-频率分布为

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_0 + A I'(\mathbf{r}, \omega), \quad (3)$$

式中 \mathcal{T}_0 为样品原来的透射率, A 为常数.

$t = T$ 时, 通过 $\mathbf{r} = 0$ 的第三个激光脉冲使原子系统产生的受激辐射为

$$\mathbf{E}_3(\mathbf{r}, t) = E\mathbf{e}_3 \exp \left[\left(i\omega - \frac{1}{T_2} \right) \times \left(t - T - \frac{\mathbf{n}_3 \mathbf{r}}{c} \right) \right] \quad (t \geq T + \mathbf{n}_3 \mathbf{r}/c).$$

考虑(3)式描述的透射光栅的响应, 可得到

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t(\mathbf{r}, t) &= \int_{\omega_0 - \Delta/2}^{\omega_0 + \Delta/2} \mathbf{E}_3 \mathcal{T} g(\omega) d\omega \\ &= E\mathbf{e}_3 \exp \left[- \left(t - T - \frac{\mathbf{n}_3 \mathbf{r}}{c} \right) / T_2 \right] \\ &\quad - \left(t - \tau - \frac{\mathbf{n}_2 \mathbf{r}}{c} \right) / T_1 \cdot \left\{ B \right. \\ &\quad \times \exp \left[i\omega_0 \left(t - T - \frac{\mathbf{n}_3 \mathbf{r}}{c} \right) \right] \sin x_1/x_1 \end{aligned}$$

$$+ A \cos \theta \exp \left[- \left(\tau + \frac{n_2 - n_1}{c} r \right) / T_1 \right] \cdot \left[\exp(2i\omega_0 x_2 / \Delta) \sin x_2 / x_2 + \exp(2i\omega_0 x_3 / \Delta) \sin x_3 / x_3 \right], \quad (4)$$

式中 $B = \mathcal{F}_0 + A \left\{ 1 + \cos^2 \theta \exp \left[-2 \left(\tau - \frac{n_1 - n_2}{c} r \right) \right] \right\}$, $x_1 = \frac{1}{2} \Delta (t - T - n_3 r / c)$, $x_2 = \frac{1}{2} \Delta (t - T + \tau - \frac{n_3 + n_1 - n_2}{c} r)$, $x_3 = \frac{1}{2} \Delta \times (t - T - \tau - \frac{n_3 + n_2 - n_1}{c} r)$. (4) 式在 $t \geq T + n_3 r / c$ 的条件下成立, 在这个条件下 $x_1 \geq 0$, $x_2 \gg 0$, 因此, $\sin x_1 / x_1$ 由主极大下降, $\sin x_2 / x_2 \rightarrow 0$, 只有 $\sin x_3 / x_3$ 主极大出现在这个时间范围内, 这一项称为受激光子回波, r 处极大值出现的时间为

$$t = T + \tau + \frac{n_3 + n_2 - n_1}{c} r, \quad (5)$$

比 $r = 0$ 处滞后 $(n_3 + n_2 - n_1)r / c$. 因此, 回波信号的波面为 $(n_3 + n_2 - n_1)r = \text{常数}$ 的平面, 波矢为

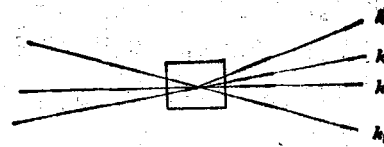
$$k_1 = -k_2 + k_3. \quad (6)$$

在 k_1 方向上观测到的受激光子回波的电场强度, 等于在(5)式条件下按(4)式对整个样品积分, 因这时 $x_1, x_2 \gg 0$, 只需考虑含 x_3 的项. 回波的强度正比于这个积分值的平方,

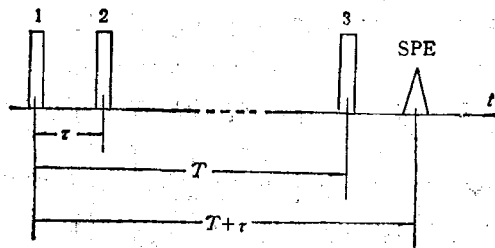
$$I_1 \propto \exp \left[- (4\tau / T_2) - (2T / T_1) \right]. \quad (7)$$

上面的讨论表明, 在 k_1 方向上观察到受激光子回波的必要条件为: (1) $4\tau \lesssim T_2$; (2) $2T \lesssim T_1$. 在这些条件满足的前提下, 若将第一个脉冲作为写入脉冲, 第三个脉冲作为读出脉冲, 则(5)式成立时回波的有无就反映了第二个脉冲(数据)的有无(见图2). 于是, 共振介质的受激光子回波可将信息大约存储 T_1 的时间.

理论和实验已证明: (1) 写入脉冲作用后, 在 $4\tau \lesssim T_2$ 时间内, 写入的数据可在 $2T \lesssim T_1$ 内多次读出^[6]; (2) 数据脉冲用一个编码脉冲串代替, 当串中脉冲强度不大时, 读出的回波信号重现这个脉冲串^[7]. 这样, 用受激光子回波,



(a)



(b)

图2 受激光子回波(SPE)

(a) 波矢 $k_1 = -k_2 + k_3$; (b) 回波出现的时间 $t = T + \tau$. 考虑光的传播, 在 r 处 τ 和 T 应分别以 $\tau + \frac{n_2 - n_1}{c} r$ 和 $T + \frac{n_3}{c} r$ 代替

可以在一个存储单元中按时间编码存储的多个信息, 使存储密度提高. 为了和介质发生共振作用, 脉冲的频谱最大只能是 Γ_{inh} , 持续时间最短为 $1/\pi\Gamma_{inh}$. 在 $T_2/4$ 时间内, 最多可编码 $\Gamma_{inh}/4\Gamma_{inh}$ bit 信息. 这个比值与频域光存储中存储密度可能提高的倍数是相同的.

信息在介质中能够存储的时间由 T_1 确定. 时域光存储希望 T_1 要长. 在某些体系中, 由于基态超精细劈裂能级间跃迁的禁戒, 低温下, 粒子数可能存储在超精细能级上, 从而使(3)式描述的栅保持相当长的时间, 观察到长寿命受激光子回波^[8]. 据报道, 在 $\text{LaF}_3:\text{Pr}$ 中, 存储时间为 30 min^[9], 在 $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ 中可达到 13h^[10]. 如果产生空间-频率栅时介质中一些位置上以及非均匀线形中一些频率上的分子发生光化学反应, 包含着数据信息的这个栅就可以永久地存储下来^[11]. 光子选通光谱烧孔材料也可能应用于时域光存储, 在数据脉冲作用时加上选通光, 可以使空间-频率栅永久地存储在介质中.

与频域光存储比较, 时域光存储的优点在于: (1) 不要求激光有很窄的频带和很高的长

期稳定度；(2) 写/读速度快。在光谱烧孔中，缩短写入时间必须加大激光功率，这可能引起孔的功率宽化^[2]；另一方面，脉冲短会使频谱加宽。因此，在频域光存储中，提高速度和提高存储密度是矛盾的，而在受激光子回波中则不存在这个问题。时域光存储的缺点是：(1) 需要高功率的短脉冲激光；(2) 与频域光存储比较，提高工作温度在技术上更困难。目前固体中时域光存储的研究多在液氮温度下进行。气体中回波现象虽然在室温下也能观察到，但是存储时间很短。

四、高密度光存储研究的现状和前景

1978年，IBM公司提出了用光谱烧孔实现高密度光存储的设想。以后，他们对晶体和玻璃中的稀土离子和过渡金属离子，半导体中的束缚激子、色心，有机晶体和聚合物薄膜中的有机分子等进行了探索。1985年最先实现了光子选通光谱烧孔。他们也研究了实现频域光存储的一些技术问题。例如，将样品保持在具有液氮温度和大面积光学窗口的低温容器中，XY平面上的选址方法以及探测方法等。在LiF:R'色心材料中，用GaAlAs半导体激光器写入了编码信息，并进行了写入速度为20—30Mbit/s的模拟实验^[12]。

瑞士的一个研究组以聚乙烯醇缩丁醛：四嗪为光谱烧孔材料，进行了全息图象存储实验^[13]。固定激光频率，改变加在样品上的电压，使四嗪能级移动，在一个样品上存储了多个全息图象。读出时连续改变电压，存储的全息图象可以一个接一个地显示出来。这种方法可能用于存取全息电影。

日本已把光谱烧孔材料作为21世纪产业基础技术研究的课题之一。1985年以来，加强了这方面的研究工作，目前工作主要集中在有机聚合物薄膜中的蒽醌类和卟啉类化合物^[14]。

苏联科学家于1976年首先提出了光子回波应用于光存储的设想^[15]，并在原理、方案方面进行了大量研究。用ps或fs脉冲序列与介质

作用，光化学反应累积产生空间-频率栅，不仅可以写入和重现光场的空间分布，而且还可以写入和重现脉冲串的时间进程。用这种方法在聚苯乙烯：八乙基卟吩中进行了脉冲串读出以及全息图象存储的实验^[14]。最近，在原卟啉中实现了75fs的脉冲串的写入和读出。

长寿命受激光子回波的发现推动了时域光存储实用化研究。据报道，美国Advanced Technology实验室于1983年向海军提议为机载预警系统研制回波存储器^[16]。这个存储器具有容量大(10^{15} bit以上)，单位存储量成本低(10^{-8} 美分/bit)，写/读速度快(1ns)的优点。存储器由半导体激光器阵列、光束偏转系统、存储介质和半导体探测器阵列组成。用LaF₃:Pr作存储体，存储密度为 10^{12} bit/cm³。三个激光脉冲以不同角度射入介质，以确定存储单元的地址，光束偏转用电光调制实现。研制这个系统所需解决的技术问题包括重写技术(每5分钟需重写一次)，z轴方向选址的稳定性和分辨率等。据称，这些问题都是可以解决的，并可在两年左右做出样机，四年内形成产品。这个系统每个存储单元只存储1bit信息，在最近报道的Y₂O₃:Eu的研究工作中，已进行了时间上编码的信息写入和读出的实验^[10]。

用现有的半导体激光器作光源，从光存储的各种要求考虑，光谱烧孔材料应具有 10^{-14} — 10^{-15} cm²的吸收截面和0.1左右的烧孔效率^[2]。光子选通材料的允许范围稍宽些^[17]，满足这些条件的理想材料仍有待探索。在时域光存储中，为实现ns写/读速度，对于LaF₃:Pr，脉冲的瞬时功率约需5KW^[18]，这个功率及其波长(477.7nm)，目前的半导体激光器仍难以达到。为使频域和时域光存储实现，仍需从存储材料本身和其他有关技术两方面继续努力。

另一个问题是工作温度。从原理上来说，提高工作温度同时保持高的存储密度，对于这两种光存储都是不可能的。已发现在BaFCl:Sm这样的材料中，烧出的孔可在升高温度直至室温下保存较长时间，但烧孔和读出还需在液氮温度下进行^[9]。由于这个因素，除非在理论

或技术上有大的突破,这两种光存储完全取代其他密度较低、写/读速度或许慢一些但却能够在室温下工作的光存储是困难的。

尽管这样,在以大容量、高写/读速度为主要要求的特殊使用条件下,频域和时域光存储可望找到自己的位置。从目前国际上研究的动向来看,90年代出现实用化的这类设备是可能的。

- [1] C. Wei et al., *J. Lumin.*, **43** (1989), 161.
 [2] W. E. Moerner, M. D. Levenson, *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**(1985), 915.
 [3] A. Winnacker et al., *Opt. Lett.*, **10**(1985), 350.
 [4] T. P. Carter et al., *Opt. Lett.*, **12** (1987), 370.
 [5] R. M. Macfarlane, *J. Lumin.*, **38**(1987), 20.
 [6] Н. Н. Ахмедиев, Б. С. Борисов, *Письма в ЖТФ*, **11**(1983), 533.

(上接第 340 页)

的光子产生紫移。这会在红外波段的天空中产生一种唯一的奇特性质。迄今尚未探测到任何这类扰动,这说明 $G\mu/c^2 < 10^{-5}$ 。对测量精度和理论上的不确定性的进一步改进,可使这一限制更加严格。

宇宙弦理论预言了引力辐射的存在。早期宇宙中的弦衰变时将产生引力辐射,而它们会残留到今天,并对时空结构产生起伏。这一扰动会引起地球和其他天体间的距离发生轻微变化。当没有极其精确的天文钟时,这种变化是不能探测到的。近年来发现的毫秒脉冲星是一种极其准确的时钟,从对它们的计时观测,发现

(上接第 348 页)

强效应的机制的研究取得新的进展,这将有助于高能离子注入这一新兴的技术发挥更大的作用。

- [1] W. M. Good, W. E. Kurz and C. D. Moak, *Phys. Rev.*, **94**(1954), 87.
 [2] F. W. Martin, et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-13**(1966), 22.
 [3] J. P. Biersack, *Nucl. Instr. Methods.* **B35**(1988), 305.
 [4] W. R. Fahrner et al., *Nucl. Instr. Methods*, **A268**

- [7] В. А. Зуйков и др., *Письма в ЖЭТФ*, **32**(1980), 293.
 [8] Y. C. Chen et al., *Opt. Commun.*, **29**(1979), 181.
 [9] J. B. W. Morsink, D. R. Wiersma, *Chem. Phys. Lett.*, **15** (1979), 105.
 [10] W. R. Babbitt, T. W. Mossberg, *Opt. Commun.*, **65**(1988), 185.
 [11] Р. К. Қаарли и др., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **50**(1986), 1468.
 [12] F. M. Schellenberg et al., *Appl. Opt.*, **25**(1986), 3027.
 [13] A. Renn et al., *J. Lumin.*, **38**(1987), 39.
 [14] 吉村求,前田満雄,機能材料, No. 6 (1988), 30.
 [15] Е. И. Штырков, В. В. Самарцев, *Опт. и Спектроскоп.*, **40**(1976), 392.
 [16] В. М. Elson, *Aviation Week & Space Tech.*, No. 5 (1983), 103.
 [17] W. Lenth, W. E. Moerner, *Opt. Commun.*, **58** (1986), 249.
 [18] Н. Н. Ахмедиев и др., *Электронная Промышленность*, вып. 9(1984), 137.

观测不到噪声信号,它表明 $G\mu/c^2 < 10^{-5}$ 。测量技术的改进和更长的积分时间,将会对宇宙弦是否存在以及如果存在其性质如何给出更进一步的限制。

无论通过其引力效应还是其他的效应探测到宇宙弦,这都将是一种戏剧性的发现。它将表明在实验室中不可能达到的尺度上的相变的存在,并提供一个了解最早期宇宙的窗口。人们正期待着这些观测的结果。

(邓祖淦 译自 *Physics Today* 1989 年
第 3 期第 29 至 35 页)

- (1988), 579.
 [5] D. Berndt and P. Roggwiler, *German Patent DB* 31, (1981), 17, 202.
 [6] Y. Qiu et al., *Rad. Eff.*, **64**(1982), 111.
 [7] C. C. Watson and T. A. Tombrello, *Rad. Eff.*, **65** (1983), 12.
 [8] Y. Qiu et al., *Rad. Eff.*, **70**(1983), 231.
 [9] Y. Qiu et al., *Nucl. Instr. Methods*, **B1**(1984), 118.
 [10] T. A. Tombrello, *Nucl. Instr. Methods*, **B24/25**(1987), 517.
 [11] 汤家楠,物理学进展,8-1(1988),29.
 [12] V. A. K. Temple et al., *IEE Trans. Electron Devices* **DE-30**(1983), 782.