

超短脉冲强激光与等离子体的非线性相互作用

盛政明 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

超短脉冲强激光与等离子体相互作用是近年来令人瞩目的一个前沿领域。介绍了其中的超短脉冲强激光与非稠密等离子体作用中的激光尾波场与尾波场加速器、光脉冲频率上转换与脉宽压缩、相对论光导等重要研究课题。还介绍了超短脉冲强激光与固体靶作用中的吸收机制、短标尺长等离子体产生、能量输运等有关问题的研究。

近十年来,随着短脉冲、高亮度激光技术的发展,人们已可获得脉宽从皮秒(ps, 10^{-12} s)至几个飞秒(fs, 10^{-15} s),而强度高达 10^{16} — 10^{18} W/cm²的可见区激光。对于这样的激光,其脉宽相当于只有上百个至几个激光振荡周期。激光强度的一种衡量方法是用它和基态原子内的电场 $e/a_0 = 5.14 \times 10^9$ V/cm 比较,其中 e 是电子电荷, a_0 是玻尔半径。与此电场对应的激光强度大约为 $I_0 = 3.50 \times 10^{16}$ W/cm²。目前可获得的激光强度超过 I_0 两个数量级,因此原子在强激光脉冲的前沿就会被强场电离,其部分甚至全部内层电子可以直接地被激光场剥落。显然,用超短脉冲强激光可以产生特殊状态的等离子体。另一种衡量激光强度的方法是用电子在激光场中的颤动速度(quiver velocity)与光速之比 $Q [Q = (eE_0/m_e\omega_0c)^2 = 7.28 \times 10^{-19}I\lambda^2]$,其中 E_0 , m_e , ω_0 和 c 分别是激光场振幅、静止电子质量、激光频率和光速, I (W/cm²) 是激光强度, λ (μ m) 是激光波长。当激光强度超过 I_0 (特别是 $Q \geq 1$) 时,等离子体中电子分量在激光场中运动的非线性就会起作用。它们极大地丰富了激光等离子体相互作用的图像。可见,超短脉冲强激光为激光等离子体相互作用提供了很多崭新的研究课题。

超短脉冲强激光与等离子体相互作用的一个令人感兴趣的问题是:关于光脉冲在非稠密等离子体中的传播。所谓非稠密等离子体即是等离子体中的电子密度 $n_e < n_c, n_c = m_e\omega_0^2/$

$4\pi e^2$, 是光脉冲传播的临界密度。由于有质动力、相对论电子质量修正等非线性效应,光脉冲在传播过程中会形成相对论光导(即相对论自聚焦)^[1,2];由于有质动力作用,光脉冲会激发起大的等离子体尾波场,这个场可以用来加速电子束至极高的能量^[3-5];光脉冲与等离子体要产生强的相干高阶谐波,由此可获得短波长相干光^[6]。此外,人们还研究超短脉冲强激光与电子等离子体波相互作用,电离光脉冲的传播,光脉冲与电离前沿(ionization front)作用。研究表明,以等离子体作为介质可以实现激光频率的连续放大和脉宽压缩^[7-13]。另一个令人感兴趣的问题是超短脉冲强激光与固体靶作用。由于激光脉冲把靶表面层原子高阶电离后在脉冲作用时间内来不及膨胀,使之形成高密度等离子体,这为研究稠密等离子体与强电磁场相互作用这个未曾探索的物理学领域提供了可能。很陡的等离子体密度轮廓、异常吸收机制、短脉冲强 X 射线产生等都是超短脉冲强激光与靶作用的典型物理特征^[14-18]。

一、激光尾波场与尾波场加速器

70年代末, Tajima 和 Dawson 提出了用电子等离子体波加速电子至极高能量的设想^[4]。他们认为,沿着等离子体波传播方向注入的速度与波相速度接近的电子将被等离子体波所俘获,其中处于加速相位的电子将在等离

子体波的强电场作用下得到明显的加速,直到这些电子跑出加速相位区。理论研究表明,等离子体可以支持 GeV/m 量级的超高电场而不破裂。这个电场超过常规线性加速器中电场两个数量级以上,它为规模在米量级而不是千米量级尺寸的小型装置上加速粒子提供了可能。现在应用等离子体到高能加速器中正在成为等离子体科学的一个研究新领域。激光拍频波加速器(PBWA)和电子束等离子体尾波场加速器(PWFA)是两种重要加速方案,并已在实验上得到演示。近年来,超短脉冲强激光的发展,使激光尾波场加速器(LWFA)方案得到重视。

激光尾波场是一种电子密度波动场,它起因于激光脉冲作用在电子上的纵向有质动力。在传播过程中脉冲前沿向前排出电子,后沿向后排出电子,形成密度波动(见图1)。30多年前,Dawson认为等离子体支撑的最大电场是当密度扰动 δn 与未扰动密度 n_0 相等时的电场^[5]: $eE_{\max} \approx 4\pi n_0 e^2 / (\omega_p / c) = m_e \omega_p c$ 。但对激光尾波场的研究表明, δn 可以大于 n_0 ,因而激光尾波场可以超过上述限值。

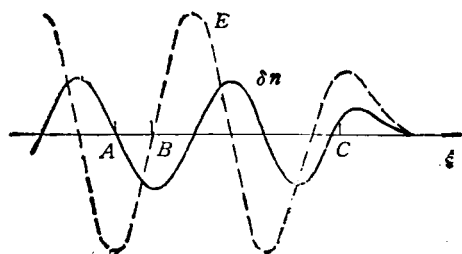


图1 一个激光脉冲在等离子体中产生的尾波场(其中实线对应尾波场的密度变化 δn ,虚线对应电场 E ,光脉冲处在C点位置)

最早比较完整和系统地处理一维尾波场激发的是 Gorbunov 等人^[6]。他们考虑了弱相对论下尾波场激发,给出了尾波场振幅与光脉冲强度、包络的关系,光脉冲发射尾波场的能量损耗及其对光脉冲演化的影响。对于脉宽为 L 、振幅为 a_0 的矩形波包,脉冲后的尾波场振幅正比于 $a_0^2 \sin(k_p L / 2)$, $k_p = 2\pi / \lambda_p \approx \omega_p / c$, λ_p 是等离子体波波长。这表明当 $k_p L = \pi(2l + 1)$,

$l = 0, 1, 2, \dots$ 时,振幅有最大值。通常当激光脉宽与等离子体半波长接近时,尾波场达到共振激发。当 $L \ll \lambda_p$ 时,激发尾波场振幅取决于光脉冲总能量。进一步的研究还表明,对同样的激光脉宽,不同光脉冲振幅包络激发的尾波场振幅有很大不同。通过适当裁剪光脉冲形状,可使激光的尾波场较大。

二、激光频率上转换与脉宽压缩

1. 光脉冲与电子等离子体波相互作用

1989年,Wilks等人在等离子体电子加速器的基础上提出了光子加速器(photon accelerator)的设想^[7]。这一设想是基于下面的概念性理解:假定先后有两个光脉冲沿同一方向入射到等离子体中,并且两光脉冲之间的距离为 $(l + \frac{1}{2})\lambda_p, l = 0, 1, 2, \dots$,那么两个光脉冲产生的等离子体波相位是相反的,叠加后光脉冲2(后面光脉冲)后的总尾波场小于光脉冲1留下的尾波场。这说明光脉冲2“吸收”了光脉冲1留在其尾波场中的部分能量。如果光子数守恒成立,光脉冲2的频率将提高(群速度增大)。Esarey等人的研究表明^[8],只要光脉冲处于一个等离子体波的密度梯度为负值的地方(如图1A点),其频率就会上移。但一旦频率上移后,光脉冲群速度就要增大,经过一定时间后,脉冲会相对等离子体波滑移到使频率下移的相位区域,因而限制了光频率的不断上移。这里很巧合的是光子加速与电子加速所处的等离子体波相位是相同的。

我们的研究表明^[9],用等离子体波还可以压缩光脉冲。假设光脉冲一开始处于一个背景等离子体波的密度波谷(图1中的B点),那么脉冲前沿处于等离子体密度梯度为正值的地方,后沿处于密度梯度为负值的地方。按照光子加速理论,脉冲前沿部分会局部减速,后沿部分会局部加速,最后导致光脉冲被压窄,直到被群速度色散平衡。类似的情形是一束与等离子体波同步的电子束的行为,即如果电子束处在

等离子体波的密度波谷, 它的长度小于等离子体波长, 当等离子体波的电场大于电子间的库仑场时, 电子束的长度就会被压缩, 直到库仑力与等离子体波电场作用在电子上的力平衡。数值计算表明, 用强度为 $4.0 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$ 的光脉冲产生的尾波场就可以把 $1.06 \mu\text{m}$, 100fs 光脉冲压缩到 10fs , 所需等离子体密度为 $1.1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 长度为 0.14m 。

等离子体波对光脉冲作用产生的频率上移与脉宽压缩还可以用光学中互相位调制的观点来理解。等离子体波调到光脉冲的频率改变 $\Delta\omega$ 正比于 $-\partial\delta n/\partial\xi$ 。因此, 当光脉冲处在 $\partial\delta n/\partial\xi < 0$ 的相位时, 光频率上移; 当光脉冲前沿处在 $\partial\delta n/\partial\xi > 0$ 相位, 后沿处在 $\partial\delta n/\partial\xi < 0$ 相位时, 光脉冲会压缩。

2. 光脉冲与电离等离子体相互作用

Wilks 等人曾提出过另一种用等离子体产生激光频率上转换的方法^[7]: 让光脉冲穿过快速电离生成的等离子体。众所周知, 光在密度随空间变化的等离子体中传播时, 其波矢随传播距离而变化。考虑到 (x, t) 和 (k, ω) 是相对应的四维矢量, 可推测: 当光在密度随时间变化的等离子体中传播时, 其频率会随传播时间而变化。设产生的等离子体是空间均匀的, 那么光频率大约按下面形式增长:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_p^2(t)},$$

其中 $\omega_0 = k_0 c$, $\omega_p^2(t) = 4\pi n_e(t) e^2 / m_e$ 是随密度增长而增长的等离子体频率。显然, 如果 $\omega_p \gg \omega_0$, 光频率可提高很多倍。理论计算还表明, 上述过程除了入射光, 还存在一个反射光及一个静态磁场, 其中反射光的频率也按上式变化。但此反射光不同于一般空间不均匀等离子体中的反射光, 即它不需要在等离子体频率大于入射光频率时才出现。这种频率上转换方法已经用微波实验证明。

3. 光脉冲与电离前沿作用

1990年, Kim 等人发现超短强激光脉冲在气体中传播时, 可以通过光场诱导电离导致其频率蓝移^[10]。当短脉冲强激光被聚焦到气体中

时, 脉冲电离造成一个与脉冲一起传播的快速的折射率变化。它又反过来调制光脉冲造成了频率上移, 纵向压缩和横向扩散。与此相比, 在光子加速器中, 等离子体波也形成了一个与光脉冲一起传播的折射率变化。

Mori 提出用相对论电离前沿 (ionization front) 同时使一个迎面传来的光脉冲产生频率上移和脉宽压缩^[11]。在这种方案中, 一个光脉冲迎着相对论电离化脉冲传播过来, 在电离前沿的前方是未离化气体, 后方是稳态等离子体, 电离前沿速度 $v_0 \lesssim c$ 。电离前沿处的等离子体密度分布是很陡的阶梯形的, 相应的折射率分布也几乎是阶梯形的。这个快速传播的折射率分布使入射光频率上移, 反射光也有多普勒频率上移。同时, 因为脉冲总的振荡周期数不变, 频率上移也导致脉冲压缩。Mori 发现, 在实验室坐标中, 透射模实际上也是沿着反射方向传播的, 并且在一定条件下其频率也有很大上移。透射光频率上移已被实验演示。Savage 等人能够用光脉冲电离前沿把电磁波的频率从 35GHz 的提高到 116GHz ^[12]。

Kapteyn 等人认为用稠密的电离波前反射的多普勒频率上移技术有可能产生单周期的, 覆盖近红外、可见光和超紫外区广大谱区的光脉冲^[13]。用可见光电离脉冲产生超紫外光脉冲, 用超紫外光脉冲就可以产生亚飞秒的真空超紫外光脉冲, 其效率取决于反射率。例如, 由波长为 $0.5 \mu\text{m}$ 的激光产生密度为 $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 的电离前沿, 将单周期 790GHz 的微波反射后可获得 $0.25 \mu\text{m}$ 和 0.8fs 的短脉冲激光。

三、相对论光导效应

上面已介绍了用超短脉冲强激光的尾波场加速电子, 提高光脉冲频率和压窄光脉冲等设想。但对这些应用至关重要是让超短光脉冲在多个瑞利长度 (Rayleigh length) 内保持不发散。众所周知, 有限尺寸的光束在真空中会衍射, 其传播距离被限止在瑞利长度内, 即 $\sim d/\theta$, d 是光斑尺寸, $\theta \approx \lambda/d$ 是衍射角, λ 是激光

波长。非线性的激光等离子体作用可导致依赖于光强度的折射率

$$N = \sqrt{1 - n_e/n_c}, \quad n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2.$$

如果折射率满足 $\nabla \perp N < 0$ (对光轴上强度最大的激光束通常满足这种情况), 等离子体就起了光学聚焦透镜的作用, 它可以补偿光束的衍射。为了克服衍射效应, 激光束强度必须足够大以产生很强的透射效应。以下三种激光等离子体相互作用的机制可以导致自聚焦: (1) 热自聚焦; (2) 有质动力自聚焦; (3) 相对论自聚焦。

相对论自聚焦来源于电子在强激光场中的相对论质量

$$m_e = \gamma m_{e0}, \quad \gamma = \sqrt{1 + P_e^2 / m_{e0}^2 c^2},$$

P_e 是电子在激光场中的动量。光轴中心处 γ 值比边缘处大, 因而 n_e 在中心处比边缘处大, 因而有 $\nabla \perp N < 0$ 。相对论效应的响应时间是 $\tau_r = \omega_0^{-1}$, 而另外两种非线性效应响应时间在 $\tau_i \sim d/c_s, c_s$ 是离子声速, 因而当激光脉宽 $\tau_1 < \tau_i$ 时, 相对论效应起主导作用。

Sprangle 给出的相对论自聚焦阈值是 $P_{cr} = 17.4 \times 10^9 (\omega_0 / \omega_p)^2 W$ 。Sun 等人认为有质动力对光脉冲中心区的电子有一种排空效应 (electron cavitation), 它对光脉冲自聚焦阈值及其传播模式有重要影响^[2]。考虑有质动力后, 自聚焦阈值是 $P_1 = 16.2 \times 10^9 (\omega_0 / \omega_p)^2 W$ 。光脉冲中心点出现电子密度排空的阈值是 $P = 17.8 \times 10^9 (\omega_0 / \omega_p)^2 W$ 。

Sprangle 又注意到超短的脉冲长度对自聚焦的重要性^[3], 认为 $L \leq \lambda_p$ 时, 相对论光导效应将大大削弱。受电子纵向运动的影响, 为使短脉冲产生自聚焦, 其功率要增加 $2/\pi^2 (\lambda_p / L)^2$ 倍。但是低功率的脉冲前沿仍受衍射效应的不断侵蚀, 最后影响整个脉冲的传播。为此, Borisov 等人及 Sprangle 等人考虑用光轴上密度较低的不均匀等离子体来产生更有效的光导效应。最近 Chen 等人考虑了色散效应对自聚焦的影响, 他们认为色散效应可以减少脉冲畸

变。

四、超短脉冲强激光与固体靶作用

在超短脉冲强激光与固体靶的作用中, 固体靶对光的吸收和 X 射线脉冲产生, 向外膨胀等离子体温度、密度标尺长度等与人射光强、脉宽的关系是人们感兴趣的问题。下面介绍这方面的研究。

1. 超短脉冲的吸收与 X 射线产生

超短脉冲的吸收与其强度、脉宽及预脉冲 (pre-pulse) 密切相关。大量研究表明^[4], 如果预脉冲能量小而不能产生等离子体, 那么对 $I \leq 5 \times 10^{12} W/cm^2, \tau_1 \leq 1ps$ 的光脉冲打金属靶, 光脉冲与冷的稠密固体作用, 采用金属的德罗德 (Drude) 模型, 吸收是由经典的趋肤深度效应引起, 此时电子温度不超过几十个 eV, 实验上基本观察不到 X 射线辐射。对于 $5 \times 10^{12} < I \leq 10^{16} W/cm^2$, 能量 $E < 1J, \tau_1 \leq 1ps$, 光脉冲与很陡密度梯度的等离子体作用 ($L/\lambda \leq 0.1$), 吸收机制主要是经典逆韧致吸收与共振吸收, 电子温度不超过几百个 eV。实验上观察到随光强增大, 亚 keV X 射线辐射增加很快, 并趋向饱和, keV X 射线辐射不断增强。对 $I > 10^{17} W/cm^2$ 的光脉冲打靶, 光脉冲与远高于固体中电子密度的等离子体相互作用, 电子温度可达 keV 量级。此时电子的自由程可超过光在稠密等离子体中的趋肤深度, 于是异常趋肤效应和电子在等离子体外真空加热等无碰撞吸收机制起主导作用^[46,17]。这种强激光打靶伴随有强的几十至上百个 keV 的 X 射线辐射。

2. 等离子体密度标尺长度

等离子体密度标尺长度、温度及对光的吸收是三个密不可分的量。等离子体对光的吸收直接影响等离子体温度, 温度导致其快速膨胀, 形成等离子体密度梯度, 而密度又反过来影响等离子体对光的吸收。对于没有预脉冲而主脉冲宽度 $\tau_1 < 100fs$ 的光脉冲打靶, 认为离子是不动的, 作用期间真空边界的等离子体是刚性的。对于 $\tau_1 > 100fs$ 或者有预脉冲存在, 等离

子体在主脉冲峰值到来之前有时间向真空膨胀,膨胀速度取决于热压强梯度。Milchberg 等人认为这是个自由绝热膨胀过程,膨胀速度约为 $v_{exp} = [2/(\gamma - 1)]c_s$, $\gamma = 1.7$, $c_s = (ZKT_e/M)^{1/2}$, 这里的符号都是常规用的记号。因此标尺长度是 $L \approx v_{exp} \cdot \Delta t$ 。入射光从向外膨胀的等离子体反射时,其频率将发生多普勒频移 $\Delta\omega = (v_{exp}/c)\omega_0$, Milchberg 等人认为根据 $\Delta\omega$ 可以确定等离子体温度。

Liu 和 Umstadter 认为上述过程除了存在引起等离子体向真空膨胀的热压强梯度,还存在一个与此反方向的光场压力梯度,即有质动力^[19]。当激光从等离子体反射,在反射点附近的等离子体得到了二倍的入射光动量,它可能会较大地阻止热膨胀。当 $m_e < v_e^2 / 2kT_e \approx 3.2 \times 10^{-13} I \lambda^2 / kT_e \sim 1$ (I 单位是 W/cm^2 , λ 单位是 μm , kT_e 是 eV) 时,热压强梯度与激光有质动力相当,等离子体膨胀速度小于自由膨胀速度很多。在这种情况下,通过测量反射光的多普勒频移来直接确定等离子体温度是不合适的。在他们做的一个实验中, $I = 2 \times 10^{15} W/cm^2$, $\tau_1 = 1ps$, 测得的反射光的多普勒频移与考虑有质动力作用后的数值模拟符合很好。模拟给出的温度是 $kT_e \sim 200eV$, 与实际比较符合。另一个实验用 $I = 1.6 \times 10^{16} W/cm^2$, $\tau_1 = 400fs$ 的泵浦光打靶,测另一个探测光从形成等离子体上的反射光的多普勒频移,发现在泵浦光峰值强度作用期间,这个多普勒频移最小。因而,他们推测是泵浦光的有质动力限制了热膨胀速度。

3. 能量输运

通过吸收光能而产生的等离子体温度取决于等离子体热输运性质。对皮秒及更长的激光脉冲打靶,等离子体的热膨胀是个很重要的热输运过程。但对亚皮秒及更短的激光脉冲打靶,在作用期间几乎没有热膨胀的动力学过程。激光能量被沉积在表面层高密度等离子体中,再通过电子热输运,把吸收的光能量传给内层的稠密冷等离子体。在这种情况下,高温等离子体层很薄,辐射冷却可忽略。热输运过程确定

了在脉冲作用时等离子体所能达到的最高温度,以及随后的冷却速率,由此确定了 X 射线辐射强度和脉宽^[19]。

皮秒脉冲产生的等离子体,热输运通常是经典的局域输运过程。但是,在亚皮秒强激光脉冲作用下产生的等离子体,温度梯度非常大,以致电子的热自由程超过温度梯度的标尺长度。热输运是非局域的过程,热输运被限制在 $fn_e v_e T_e$, 其中 v_e 是电子热速度,通量限制 (flux limit) 因子 $f < 1$ ^[19]。Zigler 等人的实验研究了超短脉冲强激光打靶的能量输运^[20], 用 $I \sim 3 \times 10^{16} W/cm^2$, $\tau_1 = 600fs$ 的激光脉冲打靶,测得热波的穿透深度为 250nm, 由此用非局域热输运模型计算得等离子体温度为 500 eV, 与实际较为符合。

综上所述,超短脉冲强激光与等离子体相互作用包含了大量的、全新的物理过程。等离子体中激光频率转换、脉宽压缩、尾波场加速器、超短脉冲强激光打靶产生的短脉冲强 X 射线等具有可见的应用前景。除了上述已作过介绍的物理过程外,还有很多别的过程,例如超短脉冲强激光等离子体中的高阶谐波产生,强激光与电子束相互作用中的电子加速和激光频率上移,超短脉冲强激光打靶中的烧孔效应 (hole boring), 强磁场产生及其对光脉冲吸收的影响等。现有的一些理论有待实验证实,而另有一些实验或计算机模拟有待用理论模型进一步去解释。

感谢余玮、马锦秀博士的有益讨论。

- [1] P. Sprangle et al., *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990), 2011; *ibid.*, **69** (1992), 2200.
- [2] G. Z. Sun et al., *Phys. Fluids*, **30** (1987), 576.
- [3] L. M. Gorbunov et al., *Sov. Phys. -JETP*, **66** (1987), 290.
- [4] T. Tajima et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43** (1979), 267.
- [5] T. Katsouleas, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS-15** (1987), 86.
- [6] W. B. Mori et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS-21** (1993), 110.

- [7] S. C. Wilks et al., *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989), 2600; *ibid.*, **61** (1988), 337.
- [8] E. Esarey et al., *Phys. Rev. A*, **42** (1990), 3526.
- [9] Z.-M. Sheng et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **10** (1993), 122.
- [10] A. V. Kim et al., *Phys. Rev. A*, **42** (1990), 2413.
- [11] W. B. Mori, *Phys. Rev. A*, **44** (1991), 5118.
- [12] R. L. Savage, Jr, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992), 946.
- [13] H. C. Kapteyn et al., *J. opt. Soc. Am. B*, **8** (1991), 1657.
- [14] M.M. Milchberg et al., *Phys. Fluids B*, **2**(1990), 1395.
- [15] X. Liu et al., *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 1935.
- [16] F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987), 52.
- [17] W. Rozumas et al., *Phys. Rev. A*, **42** (1990), 7401; *ibid.*, **46** (1992), 7810.
- [18] E. G. Gamaly, *Phys. Fluids B*, **5** (1993), 944.
- [19] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Addison-Wesley, (1988), 146.
- [20] A. Zigler et al., *Appl. Phys. Lett.*, **59** (1991), 534.

用等离子体沉积法生长的纳米硅膜及其物性

韦亚一 郑国珍

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室, 上海 2000 83)

介绍了纳米硅膜的 PECVD 生长方法, 样品的结构特征和结构参数的测量方法. 根据现有的实验数据, 讨论了纳米硅样品的电学性质和光学性质, 简要评述了纳米硅研究的方向和进一步所要做的工作.

纳米固体材料(nanometer sized material)的思想最早起源于 H. Gleiter^[1]. 1984 年他们用气体冷凝法制得具有清洁表面的超细微粒(或称为纳米晶粒 nanocrystals). Birringr 等在超高真空(UHV)条件下紧压致密该晶粒得到了纳米晶体^[2]. 这种材料具有很大浓度的界面组元($600\text{m}^2/\text{cm}^3$), 是在压实过程中由晶粒表面转变而成的, 约占总原子数 50% 的原子分布在这些界面内. 所以, 这种物质可认为包含两种结构组元: 长程有序的晶体(在纳米晶粒内)和完全无序的界面. 由于大量界面是由细微晶粒的随机分布嵌接而成, 它随晶粒大小、形状和取向不同所构成的界面宽度及其内原子分布情况也不同. 严格地讲, 这些 $\sim 10^{19}/\text{cm}^3$ 界面的构造应该是各有特色, 互不一致的. 其后, R. W. Siegel 等又将构成材料的元微粒的概念扩大, 把由晶态、准晶态、非晶态的金属、陶瓷和复合材料的纳米微粒经压实或烧结得到的物质统括入这一范畴^[3].

在纳米材料的研究中, 强调高浓度界面的决定性作用, 目的是侧重于研究当小粒子(元微

粒)尺寸进入纳米量级时, 由它构成的纳米固体具有传统固体不具备的许多特殊性质^[4], 特别是量子尺寸效应. 即当小晶粒尺寸下降到纳米量级时, 费米能级附近的电子能级将由准连续变为离散能级^[5].

一、使用 PECVD 薄膜沉积技术生长 nc-Si:H 膜

纳米半导体是基于纳米材料的思想而发展起来的, 或者说是受纳米材料的启发而发展起来的. 纳米半导体中研究得最多的是纳米硅(nc-Si), 一般采用辉光放电或称为 PECVD(等离子体增强化学气相沉积)的方法分解由高氢稀释的硅烷(氢气占 98% 以上), 在低温衬底上淀积而成. 可以控制的生长参数有: 衬底淀积温度 T_s , 衬底偏压 V_b , 射频功率 W , 反应气体流量 Q . 许多工作者根据自己的研究需要, 对设备稍作改动, 但原理基本相同.

使用 PECVD 薄膜沉积技术生长 nc-Si:H 膜的关键工艺参数有两个: 其一使用高纯氢