

# $\mu$ 原子和 $\mu$ 子催化的核聚变反应

千 文 甲

(辽宁大学物理系)

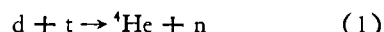
实现可控核聚变反应,大致有两种方法:一种是所谓热核反应,即把由重氢所组成的等离子体或混合介质加热到足够高的温度例如一亿度,用以克服库仑位垒。磁约束的托卡马克装置,惯性约束的核聚变炉属于这一种;另一种是所谓冷核反应(亦称低温核聚合反应),是以 $\mu$ 子在氘和氚所组成的混合介质中的原子分子过程作为基础的 $\mu$ 子催化法。

## 一、 $\mu$ 子催化的核聚变连锁过程

$\mu$ 子是轻子,不参与强相互作用,且其自旋为 $1/2$ ,是费米子。它的各种特性与电子很相似,例如带负电的 $\mu^-$ 子靠着和原子核的库仑作用形成与氢原子( $pe$ )相类似的介原子(如 $p\mu$ ,  $d\mu$ ,  $t\mu$ 等)。但是由于 $\mu$ 子的质量为电子质量的200多倍, $\mu$ 介原子基态的结合能比氢原子中电子在 $1s$ 轨道上的结合能大致增大200倍,而 $\mu$ 子在介原子中的轨道却离原子核很近,其玻尔半径约为电子玻尔半径的 $1/200$ ,大约为 $2.8 \times 10^{-11} \text{cm}$ 。这一点在 $\mu$ 子对核聚变的“催化”作用中有重要意义。在由重氢(如氘和氚)所组成的混合介质中, $\mu$ 子也象电子那样,可起化学键的作用,使氘和氚,或氘和氚以 $\mu$ 子为媒介结合成介分子 $dd\mu$ 或 $dt\mu$ ,这时介分子中,核间距离几乎达到核的力程范围,或者接近到可通过隧道效应以相当大的几率贯穿库仑势垒的程度,以致只要介分子形成,强相互作用诱发的核聚变反应几乎立即就在组成介分子的核之间发生。

介原子的又一特点是强的同位素效应。表1列出了 $\mu$ 氢原子及由其同位素形成的 $\mu$ 重氢物理

原子的基本特征。由于 $p\mu^-$ ,  $d\mu^-$ ,  $t\mu^-$ 的约化质量有较大差别,故不同的氢同位素的 $\mu$ 原子,它们的束缚态能级亦有较大的差值 $\Delta E$ 。这将使 $\mu$ 子以较大的速率由轻的同位素转移到重的同位素,即 $(d\mu^-) \rightarrow (t\mu^-)$ 。这样,即使在 $D_2$ ,  $T_2$ 混合介质中 $t$ 的含量小,在可能形成的介分子系( $dd\mu$ ), ( $dt\mu$ )中,仍以后者为最多。1957年 Alvarez 等人实验证实<sup>[1]</sup>,在 $t\mu^-$ 与氚核相撞时形成的介分子离子 $(dt\mu)^+$ 中,的确观察到 $\mu$ 子催化的聚变反应:



并随之释放出 $17.6 \text{MeV}$ 的巨额能量。因为 $\mu$ 子是轻子,和原子核的相互作用很弱,被核吸收的几率很小,所以仍可在核聚变反应发生后以自由态放出来,再参与形成新的介分子,如此反复,构成了 $\mu$ 子催化的反应链。

表1  $\mu$ 原子的基本特征

	$M/m_e$	$-E_{1s}(\text{eV})$	$\Delta E$
$\mu$	206.769		
p	1836.152	2528.437	$\Delta E_{pd} = 134.705$
d	3670.481	2663.142	$\Delta E_{pt} = 182.745$
t	5496.918	2711.182	$\Delta E_{dt} = 48.040$

上述以 $\mu$ 子作为催媒的连锁聚变反应的全过程如图1所示。在液态或气态的重氢 $dt$ 混合靶中, $\mu^-$ 子减速形成介原子 $(d\mu^-)$ 或 $(t\mu^-)$ ,其形成率分别为 $\lambda_d(1 - C_t)$ 和 $\lambda_t C_t$ ,其中 $C_t$ 为 $dt$ 混合介质中 $t$ 核的相对浓度, $\lambda_d$ 和 $\lambda_t$ 分别为 $\mu^-$ 被 $d$ 和 $t$ 核俘获形成相应介原子的强度。据 Gerstein 等人的计算<sup>[2]</sup>,氢的相对密度 $\eta \geq 10^{-3}$ 时( $\eta = \rho/\rho_0$ ,其中 $\rho$ 为气体状态的氢的密度, $\rho_0 = 4.22 \times 10^{22} \text{核}/\text{cm}^3$ ,为液态氢的密度),介原子形成强度 $\lambda_a \gg \lambda_0$  ( $\lambda_0 =$

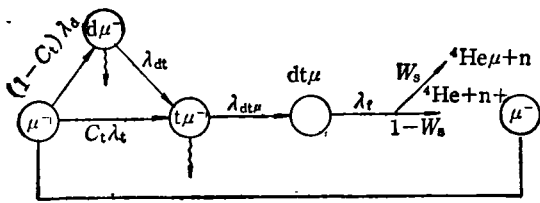
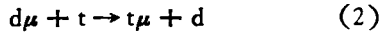


图1  $\mu$ -d-t 系中  $\mu$  子催化的连锁反应过程

$4.55 \times 10^5 \text{s}^{-1}$ , 为  $\mu$  子衰变率)。由于显著的同位素效应,  $d\mu$  中的  $\mu$  子参与转移反应:



结果, 形成初始动能为 19eV 的  $t\mu$ 。计算表明<sup>[3]</sup>,  $\mu$  子转移速率  $\lambda_{dt}$  为  $1.9 \times 10^5 \text{s}^{-1}$ , 而实验证实<sup>[4]</sup>, 在密度为  $4.25 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$  的液态氢中,  $\lambda_{dt} = (2.7 \pm 0.8) \times 10^5 \text{s}^{-1}$ , 这表明液态重氢混合靶中即使只含 0.1% 的氚核,  $d\mu^-$  中的几乎所有的  $\mu$  子都转移到氚核上去。直接俘获的  $\mu$  子, 或因反应(2)而形成的  $t\mu^-$ , 在和氚核相撞时, 都可形成介分子离子  $(dt\mu^-)^+$ 。计算表明<sup>[5]</sup>, 由于介分子内的分子振动使核接近到相当近的距离, dt 核之间的聚变反应强度很大:  $\lambda_t = 10^{12} \text{s}^{-1}$ 。这个数据表明, 只要介分子形成, 核聚变就立即发生。Jackson 曾详细研究过,  $\mu$  子催化的 dt 反应作为能源的可能性<sup>[5]</sup>。作为关键的一环, 他还计算了  $t\mu^-$  与 d 相撞而直接形成分子的强度, 得出介分子形成强度

$$\lambda_{dt\mu} \sim 3 \times 10^5 \text{s}^{-1},$$

由此他认为, 因其强度太小, 几乎没有可能用于能源生产。但是, 现在情况有了很大变化。1967 年 Vcsmann 从理论上提出,  $\mu$  介分子的形成过程中存在温度共振机制<sup>[6]</sup>。1977 年前后在杜布纳进行的一系列实验证明<sup>[7]</sup>, 就  $\mu$ -d-d 系介分子的形成来看, 确实存在共振机制。Gerstein 和 Ponomarev 进一步从理论上证明, 不仅是  $\mu$ -d-d 系,  $\mu$ -d-t 系介分子形成时的共振机制也是存在的<sup>[8,9]</sup>。这一点很快得到了实验的证实<sup>[4]</sup>。根据他们的实验,  $\lambda_{dt\mu} \sim 10^8 \text{s}^{-1}$ , 这几乎是  $\mu$  子衰变率的 200 倍。这一惊人的结果, 促使人们重新考虑用  $\mu$  子催化连锁反应生产能源的可能

性。共振机制的确立, 使聚变反应后的介原子过程的研究, 也变得必要了。实际上, 聚变反应发生后, 并不是所有  $\mu$  子回到自由态。图 1 中的  $W_s$ , 表示  $\mu$  子被反应生成物  ${}^4\text{He}$  俘获形成  $({}^4\text{He}\mu)^+$  的几率。理论估计<sup>[10,11]</sup>,  $W_s \leq 10^{-2}$ 。这个过程通常叫做附着过程 (sticking process)。这个过程使参加下一反应链的  $\mu$  子减少, 因而对连锁聚变过程的破坏是严重的。然而,  $\mu$  子再生的机制也存在。由于反应生成物具有较大的动能,  ${}^4\text{He}\mu$  中的  $\mu$  可通过与  $\text{D}_2$  的碰撞而电离, 也可通过电荷转移反应, 转到 d 或 t 核上去。计算表明<sup>[10]</sup>,  $\mu$  子再生几率大约为 25%。

$\mu$  子在其寿命为  $2.2\mu\text{s}$  的一生中所能组织的聚变反应次数, 即为连锁反应中止几率  $W_c$  的倒数, 而

$$W_c = C \times \frac{\lambda_0}{\lambda_{dt}} + \frac{\lambda_0}{\lambda_{dt\mu}} + W_s, \quad (3)$$

其中  $C$  为形成  $(d\mu^-)$  的几率。代入上面给出的数据, 容易看出, 一个  $\mu$  子在其一生中大约可组织 100 次聚变反应, 释放出 1.7GeV 的能量, 即一个  $\mu$  子可产生相当于自身静止质量 20 倍的能量。这数字是可观的。

这个释放能量的过程, 作为能源是否实用, 还要看产生一个  $\mu^-$  需要消耗多少能量。一般来讲,  $\mu^-$  的产生要经三个阶段: (1) 加速器中产生高能粒子, (2) 高能核反应产生  $\pi^-$  介子, (3)  $\pi^-$  介子衰变后生成  $\mu^-$  子。有人曾估计, 这样产生一个  $\mu^-$  子大约需要 5GeV 的能量<sup>[12]</sup>。这就是说,  $\mu^-$  组织聚变反应时产生的能量, 仅为所消耗能量的三分之一。但是, 我们不可小看这一研究成果, 因为随着加速器技术的进步, 降低生产  $\mu$  子的能耗还是可能的, 另外还可以探索提高“催化”效率的途径。

不管怎样, 冷核反应的构思已引起应用物理界和经济界的重视, 人们相继提出获取高的能源生产效率的方案, 其中较引起注意的有: Petrov 的“聚变裂变混合工作方式”的设想<sup>[12]</sup>, 和 W. P. S. Tan 所提出的, 在惯性约束条件下, 用  $\mu$  子催化的聚变反应点燃高密度 dt 固体混合靶的设想等<sup>[13]</sup>。

## 二、介原子物理研究课题

五十年代，作为研究重核结构和验证量子电动力学的手段， $\mu$ 子物理取得很大进展。现在 $\mu$ 介原子理论和实验的重点已转到最简单的 $\mu$ 子系统，并由基础研究转化为应用基础研究。

### 1. $\mu^-$ 的俘获和介原子的形成

射入物质中的具有 MeV 级能量的 $\mu$ 子，在和原子碰撞过程中不断使原子电离和激发，从而损失能量，慢慢减速。当 $\mu$ 子的速度与价电子的速度差不多时，其能量约为数 keV。在经过减速阶段以后， $\mu$ 子进一步损失能量直至 $\mu$ 子本身只能作热运动，在这过程中形成了 $\mu$ 原子。实验和理论证明， $\mu^-$ 的俘获主要通过释放俄歇电子进行。这表明物质的化学结构对俘获过程有影响，过程主要发生在电子壳层内部。费米-泰勒<sup>[4]</sup>把电子看做由费米-托马斯模型决定密度分布的简并气体，把 $\mu$ 子和原子中电子的碰撞过程考虑为连续态过程，算出单位时间内能量损失的公式，又进一步假定 $\mu$ 子的俘获强度与能量损失速率成正比，从而得出 $\mu^-$ 在化合物中被不同原子核俘获而形成介原子的强度与该核电荷数成正比的结论。但是，这个模型不能反映与价电子行为密切相关的化学结构对俘获过程的影响。这里有待研究的问题之一是初始束缚态及其分布。一般来讲 $\mu$ 原子的形成是在主量子数为 30 左右的高激发态，但是我们还不清楚这个第一个态是原子态还是分子态。 $\mu$ 子在主量子数  $n$  和轨道角量子数  $l$  上的所谓  $(n, l)$  分布具有重要意义，这可通过随之发生的由高激发态向  $1s$  基态的连级退激过程推知。退激过程伴有辐射跃迁和俄歇跃迁，对此有必要进行可靠的理论计算，使之与  $(n, l)$  分布建立联系。有待研究的问题之二是俘获过程与物质化学结构的关系。实验表明， $\mu$ 子在含氢化合物中的相对俘获强度，并不和核电荷数成正比，而与元素的化学性质有某种联系，例如该元素在周期表中的位置、价电子的空间分布以及在给定化合物中该元素的离子电荷参数等。这

物理

一方面的系统研究除提供冷核反应的工程数据外，也有可能提供新的物质结构的分析手段，有应用意义。

### 2. 介分子形成的温度共振机制

呈电中性的  $d\mu$  和  $t\mu$ ，具有很小的原子尺度 ( $10^{-10} \sim 10^{-11}$ cm)，因而可把它们看作在电子云中自由漂移的准粒子。而当介原子与组成重氢分子的核相撞或相接近时，可形成介分子离子  $(dt\mu)^+$ ，这时因形成介分子束缚态而放出的结合能可以由俄歇电子吸收，也可能贡献于电子的分子运动。后者正是介分子形成的温度共振机制，其过程如图 2 所示。 $(dt\mu)^+$  代替通常分子中的核  $d$ ，使分子  $(ddee)$  变成  $[(dt\mu)^+dee]$ 。我们知道，通常的重氢分子  $D_2$  的解离能小于 4.5eV。如果  $(dd\mu)^+$  或  $(dt\mu)^+$  介分子离子中存在小于 4.5eV 的 $\mu$ 子的弱束缚态，那么形成介分子离子  $(dt\mu)^+$  时放出的能量，可使电子分子的振转态激发，而不致使原电子分子解离。这样首先从理论上确认， $dt\mu$  或  $dd\mu$  系中存在 $\mu$ 子的弱束缚态成为重要的理论课题。因为介原子基态能级为 keV 数量级，而我们要计算的介分子能级至少要准到 0.1eV 数量级，这就要求相对精度在  $10^{-4}$  以上，同时必须把 $\mu$ 子和核运动的相互关联也考虑进去，这无疑困难的数值计算。苏联杜布纳小组基于三体问题的绝热表示理论，计算了介分子能级，其精度达  $10^{-6}$ 。表 2 所列的是他们计算的分子谱<sup>[8,9]</sup>，表中  $J$  是转动量子数， $\nu$  是振动量子数。

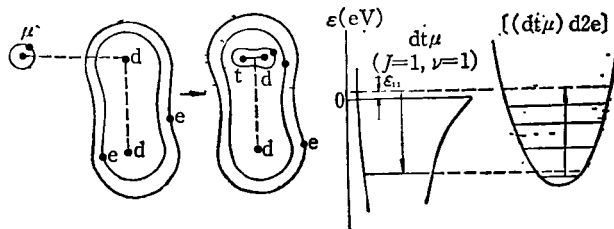


图 2 过程  $t\mu + (d_2ee) \rightarrow [(dt\mu)dee]^*$  的共振机制  
 $\epsilon$  为介原子  $t\mu$  的热运动动能， $\epsilon_{11}$  为  $dt\mu$  介分子离子中  $J=1, \nu=1$  的态的束缚能；形成  $dt\mu$  时释放的能量  $(\epsilon + \epsilon_{11})$  将转移到  $[(dt\mu)dee]$  分子中去，使之由  $J=0, \nu=0$  的  $D_2$  的基态，跃迁到  $J=1, \nu=4$  的  $[(dt\mu)dee]$  的状态上去

他们的杰出成果是从理论上预言了  $dd\mu$  和  $dt\mu$  系中存在  $J=1, \nu=1$ , 结合能分别为 2.0eV 和 0.9eV 的弱束缚态。Ponomarev 等人进一步从理论上证明, 由于这个弱束缚态的存在, 介分子的形成大大加快了, 例如对  $dt\mu$  系介分子的形成较往常的估计快 100 倍<sup>[9]</sup>。

表 2 氢同位素  $\mu$  分子的束缚能  $\epsilon_{j\nu}$ (eV)

角动量	$J=0$		$J=1$		$J=2$	$J=3$
	$\nu=0$	$\nu=1$	$\nu=0$	$\nu=1$	$\nu=0$	$\nu=0$
pd $\mu$	221.5	—	96.3	—	—	—
pt $\mu$	213.3	—	97.5	—	—	—
dd $\mu$	325.0	35.6	226.3	2.0	85.6	—
dt $\mu$	319.1	34.7	232.2	0.9	102.3	—
tt $\mu$	362.9	83.7	288.9	44.9	172.0	47.7

由于共振机制的重要性, 我们要简单介绍分子态计算方法。因为  $\mu$  子质量较小, 尚可采用绝热近似, 把三体系的总的波函数  $\psi(\mathbf{r}, \mathbf{R})$  按两中心完备基矢  $\phi_n(\mathbf{r}, R)$  展开:

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_n \phi_n(\mathbf{r}, R) \chi'_n(\mathbf{R}), \quad (4)$$

其中  $i$  表示介分子束缚态的量子数的完备集, 而绝热基矢  $\phi_n(\mathbf{r}, R)$  由下面的微分方程给出:

$$\left( -\frac{1}{2m_\mu^*} \Delta_{\mathbf{r}} - \frac{Z_1 e^2}{r_1} - \frac{Z_2 e^2}{r_2} \right) \phi_n(\mathbf{r}, R) = \epsilon_n(R) \phi_n(\mathbf{r}, R), \quad (5)$$

其中  $m_\mu^*$  为  $\mu$  子相对于两中心 ( $M_1 + M_2$ ) 的约化质量 [ $1/m_\mu^* = 1/m_\mu + 1/(M_1 + M_2)$ ],  $r_1$  和  $r_2$  分别为  $\mu$  子离两中心的距离 (如图 3 所

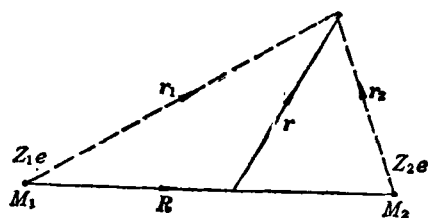


图 3 三体问题的坐标

示)。总的分子波函数  $\psi^i(\mathbf{r}, \mathbf{R})$  是三体库仑问题哈密顿量  $\hat{H}$  的定态解, 即

$$(\hat{H} - E_i) \psi^i(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = 0. \quad (6)$$

总的分子波函数即三体问题的解在绝热基  $\phi_n(\mathbf{r}, R)$  上的投影  $\chi'_n(\mathbf{R})$ , 由(4), (5), (6)式可推知, 满足下面的微分方程:

$$\left( -\frac{1}{2\bar{M}} \Delta_{\mathbf{R}} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + \epsilon_n(R) - E_i \right) \chi'_n(\mathbf{R}) - \frac{1}{2M} \sum_k \int d^3\mathbf{r} (\phi_n^* \Delta_{\mathbf{r}} \phi_k) \chi'_k + \frac{1}{M} \sum_k \int d^3\mathbf{r} (\phi_n^* \nabla_{\mathbf{r}} \phi_k) \nabla_{\mathbf{R}} \chi'_k, \quad (7)$$

其中  $1/\bar{M} = 1/M_1 + 1/M_2$ ,  $\bar{M} = M m_\mu / m_\mu^*$ 。上式右端表示分子运动和  $\mu$  子运动之间的动态耦合项。在通常的分子中, 因电子质量小, 动态耦合的贡献均可忽略, 也就是说, 绝热近似是相当好的近似。若对  $\mu$  介分子亦进行这种简化计算, 则  $\mu$ -d-d 系有  $J=1, \nu=1$  的弱束缚态, 而 d-t- $\mu$  系却是弱的非束缚态。当考虑右端的动态耦合项, 也就是说进行非绝热校正, 既考虑对角项, 又考虑非对角项, 把连续态也包括在内的多通道密耦效应也考虑进去时, 那么 d-t- $\mu$  系也将有  $J=1, \nu=1$  的弱束缚态, 其值为 0.9eV。Ponomarev 等人的计算表明<sup>[5]</sup>, 真空极化引起的能级位移并不使这一能级改变束缚态性质。

虽然实验<sup>[4]</sup>支持这些理论结果, 但是人们仍然期待用其他理论方法来得到同样结果。变分计算对介分子能级给出与文献[8, 9]一样的结果, 但是给不出  $dt\mu$  的弱束缚态来。进一步改进变分计算, 探讨非绝热的近似方法以及基于三体 Fadeev 方程的计算等基础工作为人们所重视。此外也有必要研究诸如温度、外磁场等外界环境对共振机制的影响。

### 3. $\mu$ 子转移

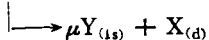
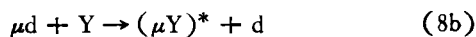
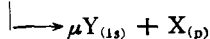
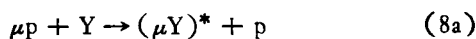
$\mu$  子转移与通常原子中的电荷转移过程相类似。正如前面提到, 由于较强的同位素效应,  $\mu$  子在各氢同位素之间有显著的转移, 表 3 列出有关转移速率的数据<sup>[10]</sup>。

$\mu$  子转移是最重要的介原子过程之一。另外,  $\mu$  子由介原子  $p\mu$  或  $d\mu$  向反应生成物 He 和 dt 靶中的少量杂质元素的转移, 对连锁聚变

表 3  $\mu$  子转移速率 ( $s^{-1}$ )

	$\lambda_{pd}$	$\lambda_{pt}$	$\lambda_{dt}$
理论值 <sup>[10]</sup>	$1.3 \times 10^{10}$	$6.1 \times 10^9$	$5 \times 10^7$
实验值 <sup>[4]</sup>			$2.9 \times 10^8$

过程产生重大影响,甚至是提高“催化”效率的主要障碍。 $\mu$ 子转移过程可记为



其中X表示元素Y的特征X线谱,\*号表示介原子激发态。对这一过程人们感兴趣的问题大致包括:(1)转移反应开始的介原子的始态;(2)转移速率与物质的化学结构的关系;(3)转移后形成的介原子始态有无特征标记;(4)计算转移速率的理论方法等。

一般来讲,关于通常原子中的电荷转移的理论,原则上均可用于描述 $\mu$ 子转移。在低能碰撞中,我们可以用准分子模型,即认为 $\mu$ 介原子和靶核在发生碰撞时暂时共处于一个准分子态。于是方程(7)也可用来计算低能下的 $\mu$ 子转移过程。这时引入在给定量子态上的核的有效势能项 $W_n(R)$ 的概念是很方便的,即

$$W_n(R) = \epsilon_n(R) + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad (9)$$

实验证实,反应 $\mu p_{(1s)} + He \rightarrow \mu He + p$ 的转移速率 $\lambda_{pHe}$ 很小,大约在 $10^6-10^7 s^{-1}$ 。这一事实可由准介分子中间态的势能项不发生交差来解释<sup>[16]</sup>。由介原子 $\mu p$ 的激发态开始的 $\mu$ 子转移,其速率将大大增加,有人用半经典方法估算了有关速率的比值为

$$\lambda_{[\mu p_{(2s)}, He]} = 10^5 \lambda_{[\mu p_{(1s)}, He]}$$

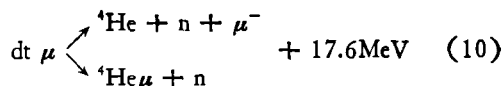
而Ponomarev等人的计算证明<sup>[16]</sup>,这种 $\mu$ 子的强转移正好是在准分子势能项的交差处发生。

另外,人们发现 $\mu$ 子转移对反应后形成的介原子( $\mu Y$ )的连级退激过程有较大影响,例如处于dt混合介质中的杂质元素Ar的特征喇曼X线谱,和纯的Ar发出的相应X线谱有明显的差别。这种特性也许能提供关于介原子形

成通道的信息。

#### 4. $\mu$ 子附着过程和再生

dt $\mu$ 介分子中发生的聚变反应有两个分支:



第一个分支中 $\mu$ 子仍是自由的,可参与下一循环链;第二个分支中 $\mu$ 附着于核反应生成物He上,失去“催化”能力。附着过程的物理图象是:在介分子离子内部, $\mu$ 子的运动要比核的分子振动快,这是运用绝热近似的基础。于是,我们可以认为介子云随着核间距离的改变使波函数发生变化。当 $R \rightarrow 0$ 时, $\mu$ 子的波函数和氦的1s态波函数相近。由于核间振动,可使 $R = 0$ ,所以立即发生聚变。对于 $\mu$ 子来说,这是突然事件,可以近似地认为,聚变发生时, $\mu$ 子的状态仍处于原波函数描述的状态。所以 $\mu$ 子被反应生成物He所俘获的几率可由下列重叠函数给出:

$$W_s = \sum_n W_{ni} = \sum_n \int d^3r \Phi_n^{He}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_c) \phi_i(\mathbf{r}),$$

其中 $\phi_i$ 为 $\mu$ 子的初始波函数,可用1s态的 $He\mu$ 波函数给出, $\Phi_n^{He}$ 为以动量 $\mathbf{p}_c$ 飞行的 $He\mu$ 的第n个激发态,即

$$\Phi_n^{He}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_c) = \Phi_n^{He}(\mathbf{r}) \cdot \exp(i\mathbf{p}_c \cdot \mathbf{r}_c),$$

其中 $\mathbf{r}_c$ 为 $He\mu$ 的质心坐标。L. Bracci<sup>[11]</sup>用瞬间近似算出 $W_s \approx 0.01$ 。

然而,并不是氦核所俘获的所有 $\mu$ 子失去参与下一链连锁反应的机会。 $\mu$ 子挣脱氦的束缚而再生的机制是存在的。一种机制是 $He\mu$ 与 $D_2$ 的电离碰撞。聚变后, $He\mu$ 具有相当大的能量(约3.6MeV),仅 $\mu$ 子的份额也在100keV左右,这样就有足够的能量来克服氦的束缚能(11keV)。另一种机制是 $\mu$ 子由He向d和t的转移。这一过程,从能量来看是禁戒的。但是,考虑到多通道效应,飞行中的 $He\mu$ 在与 $D_2$ 的碰撞中由基态激发到高能级,再由此激发态向d,t转移的几率仍然存在。对再生过程,Bracci等人进行过计算<sup>[11]</sup>,得出电离再生的几率为

22%,  $\mu$  子转移引起的再生几率约为2%。

感谢何祚庠先生的有益指教。

### 参 考 文 献

- [1] L. W. Alvarez, et al., *Phys. Rev.*, **105**, (1957), 1127.
- [2] S. S. Gerstein et al., *Muon Physics*, Vol. III, ed. by V. W. Hughes and C. S. Wu. Academic Press, New York, (1975), 141.
- [3] L. I. Ponomarev, in Proc. of the VI Int. Conf. on Atomic Phys., August 17—22 1978, Riga, Zinatne and Plenum Press, p. 182.
- [4] V. M. Bystritsky et al., *Phys. Lett.*, **94B** (1980), 476.
- [5] J. D. Jackson, *Phys. Rev.*, **106** (1957), 30.
- [6] E. A. Vesmann, *Soviet Phys. JETP Letters*, **5**

- (1967), 91.
- [7] V. M. Bystritsky et al., *Sov. Phys. JETP*, **49** (1979), 232.
- [8] S. S. Gerstein and L. P. Ponomarev, *Phys. Lett.*, **72B** (1977), 80.
- [9] S. I. Vinitskii, L. P. Ponomarev et al., *Sov. Phys. JETP*, **47** (1978), 444.
- [10] Y. B. Zeldovich and S. S. Gerstein, *Sov. Phys. Uspekhi*, **3**(1961), 593.
- [11] L. Bracci, *Nucl. Phys. A*, **364** (1981), 383.
- [12] Petrov, *Nature*, **285** (1980), 466.
- [13] W. P. S. Tan, *Nature*, **263** (1976), 656.
- [14] L. I. Ponomarev, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **23**(1973), 395.
- [15] V. S. Melezhik and L. I. Ponomarev, *Phys. Lett.*, **77B** (1978), 217.
- [16] L. I. Ponomarev and T. P. Puzynina, *Sov. Phys. JETP*, **25** (1967), 846.

---

## 非晶态多层调制膜

一提起超晶格或多层调制膜,人们自然会联想到超高真空技术和分子束外延设备。这对经费不多的研究者来说,只能望洋兴叹。近几年来,随着非晶半导体薄膜材料及器件的迅速发展,许多实验室已经可以获得高质量的非晶硅(氢)薄膜。其带隙态密度低于 $10^{16}/\text{cm}^3$ 。在这个领域内领先的实验物理学家们又获得了令人惊奇的新成就——非晶态多层调制膜及其器件研制成功。它既不需要昂贵的设备,也不需用十分复杂的技术。由于非晶态多层调制膜具有可控制的周期性组分,又可以淀积在预先加工成型的衬底上,所以它已成功地用于斯坦福大学同步辐射光源和医疗方面作为X光聚焦元件。

象晶体多层调制膜一样,非晶多层调制膜也包含两种以上不同的组分。组分A和组分B性质不同,人工地把它们一层层交叠在一起,形成各种新材料。目前已实现的非晶多层调制膜有三类:一类是半导体-绝缘体层叠,例如非晶硅(氢)-非晶氮化硅(氢)层叠;第二类是n型-p型非晶硅(氢)的层叠;第三类是不同禁带宽度的非晶半导体层叠,如非晶硅-非晶锗层叠等。这三类都可制成数十至数百层的周期性调制膜,每层包含数十个原子层至数个原子层。当半导体层薄到十几埃时,就变为二维材料,这时电子被限制在一维势阱中运动。由于组分A和B的性质不同,它们之间可以交换电荷,从而形成很强的自建场。例如,在第一类多层调制膜中,若用氮化硅做绝缘层,它就会向本征半导体提供电子,使其变为n型;而用氧化硅做绝缘层

时,就会向半导体提供正电荷,使其变为p型。故不需掺杂,只需通过内部电荷交换就可以改变半导体的类型。研究这种复合材料的电学、光学性质,发现了许多有趣的新现象,例如电导率各向异性可受光调制,光透射率可受外加电压调制等。这显示了它可作为电存储或光存储元件的可能性。若能在n型和p型的最外层膜上分别制作电极,就可能实现电光转换的发光器件。

非晶多层调制膜能够做得十分均匀、平坦和有周期性吗?习惯了晶体点阵的人不免提出这个疑问。窍门在于这种材料的特点是长程无序,而它的制备过程保证了它近程有序和每层界面的均匀平坦。其制备工艺就是等离子体淀积,也就是常用于制备单层非晶硅(氢)的方法。在等离子体淀积过程中,淀积和腐蚀两种作用同时存在。一边把原子按近程排列铺上去,一边又不断地把表面抹平。Exxon小组和芝加哥大学小组公布的X光衍射花样及高分辨透射电镜照片表明,这种多层调制膜出乎意料地均匀、平坦和层次清楚。

(大星)

### 参 考 文 献

- [1] T. Ogino and Y. Mizushima, *Jap. J. Appl. Phys.*, **22** (1983), 1647.
- [2] B. Abeles and T. Tiedje, *Phys. Rev. Lett.*, **51** (1983), 2003.
- [3] J. Kakalios et al., *J. Non-Cryst. Solids*, **66**(1984), 339.