

北京师范大学低能核物理研究所  
北京市辐射中心

# 年 报



*LOW ENERGY NUCLEAR PHYSICS INSTITUTE  
OF BEIJING NORMAL UNIVERSITY  
BEIJING RADIATION CENTER*

**1981**

# 一九八一年《年报》

北京师范大学低能核物理研究所

北京市辐射中心



# 目 录

## 理 论 研 究

|                                        |     |
|----------------------------------------|-----|
| 多种粒子反应系统的运动论·····                      | (1) |
| 关于中子在高温轻介质中的输运·····                    | (2) |
| 高速运动介质中中子输运的新处理方法·····                 | (3) |
| 外加纵向磁场对电子束丝化不稳定性的影响·····               | (5) |
| 激光退火对硅中离子注入杂质 B, P, As 分布影响的理论计算·····  | (5) |
| 描述不稳定系统弛豫过程的 Fokker-Planck 方程的数值解····· | (5) |
| 激子模型主方程闭合形式精确解·····                    | (6) |
| 用激子模型计算 14MeV 中子与中重核的非弹性散射截面·····      | (6) |
| 脉冲激光退火中分凝效应对杂质分布影响的理论分析·····           | (8) |
| 晶体砷化镓的热导率·····                         | (8) |

## 离 子 注 入

|                                                     |      |
|-----------------------------------------------------|------|
| 硼、砷离子注入硅材料电参数的研究·····                               | (10) |
| 硼离子注入硅剖面分布的研究·····                                  | (10) |
| 硼离子注入硅再扩散的研究·····                                   | (11) |
| 砷离子注入硅中的电学激活度性能研究·····                              | (11) |
| 砷离子注入硅的研究·····                                      | (12) |
| 铟和氮离子注入 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 的光学和电学特性····· | (12) |
| 针盘式摩擦磨损试验机的研制·····                                  | (13) |

## 中 子 活 化 分 析

|                                  |      |
|----------------------------------|------|
| 14兆电子伏中子活化分析三氯化铝材料中的氧含量·····     | (14) |
| 中子活化分析测定水中悬浮物痕量元素·····           | (15) |
| 中子活化分析测定超纯石英材料中的微量元素·····        | (16) |
| 中子活化分析测定As注入Si中 As 剂量和浓度的分布····· | (16) |
| 血液样品中子活化分析时铁干扰的去除·····           | (20) |
| 亚化学剂量法测定环境样品中的铜·····             | (21) |

## 背 散 射 分 析

|                                              |      |
|----------------------------------------------|------|
| 用背散射技术测定超导材料 Nb-Al 和 Nb-As 样品的组分比及其深度分布····· | (23) |
| 用背散射方法研究砷离子注入单晶硅的分布和热处理后的再分布·····            | (24) |

## 辐 射 工 艺

|                                |      |
|--------------------------------|------|
| 快中子辐照抗菌素菌种诱变的辐射工艺·····         | (27) |
| 快中子辐照家蚕卵增产实验的简报·····           | (28) |
| 快中子辐照板栗诱变效应的简介·····            | (29) |
| 快中子辐照冬小麦种子的生理效应的实验·····        | (29) |
| 快中子辐照冬小麦种子苗期生理损伤与植株存活率的相关····· | (30) |
| 快速电子对植物诱变效应的研究·····            | (31) |
| BF-5 电子直线加速器的初步应用·····         | (31) |
| BF-5 加速器消毒灭菌和经济性评论·····        | (32) |

## 核 探 测 技 术

|                                                      |      |
|------------------------------------------------------|------|
| 14兆电子伏中子通量的绝对测量·····                                 | (35) |
| 快中子发生器周围空间 14Mev 中子通量分布的测量·····                      | (35) |
| 钾肥、玉石等样品的 $\alpha$ , $\beta$ , $\gamma$ 比放射性的测定····· | (36) |
| 快中子非弹性散射实验装置的屏蔽设计·····                               | (37) |
| 快中子非弹性散射实验工作的进展·····                                 | (37) |
| 酸敏变色片作为剂量计的研究·····                                   | (38) |
| 大功率 $\beta$ - $\gamma$ 转换靶的研制和 $\gamma$ 剂量场的测量·····  | (38) |

## 核 参 数 编 评

|                                       |      |
|---------------------------------------|------|
| 铜中子共振参数评价·····                        | (42) |
| 镍中子共振参数评价·····                        | (42) |
| 铬的中子共振参数编评·····                       | (42) |
| 非共振区Cr的辐射俘获截面 $\delta n r$ 的编评·····   | (43) |
| 11Mev 中子与 $^{89}\text{Y}$ 核的相互作用····· | (43) |

## 粒 子 加 速 器

|                                           |      |
|-------------------------------------------|------|
| 400KeV 离子注入机后减速的研究·····                   | (45) |
| 高频离子源引出束流的品质·····                         | (47) |
| 高频离子源中运用工作物质在等离子体内的化学反应引出高挥发温度金属的离子束····· | (48) |
| · 加速器离子源电参数传输系统·····                      | (51) |
| 两台高压型加速器的应用情况·····                        | (52) |
| 液体金属离子源和微离子束技术综述·····                     | (53) |
| 高压放电装置的研制·····                            | (55) |

## 计 算 机 及 其 应 用

|                            |      |
|----------------------------|------|
| 多道脉冲幅度分析器与微型机联接用于能谱分析····· | (57) |
|----------------------------|------|

|                                |      |
|--------------------------------|------|
| MCS-80 微型计算机的装配和调试·····        | (57) |
| 为国产FH-450型 4096 道分析器配制描谱仪····· | (58) |
| 微处理机数字繁用表的功能·····              | (58) |

## 消 息 报 导

|                            |      |
|----------------------------|------|
| 1981年我所科研成果丰收, 经济效益显著····· | (60) |
| 硼砷离子注入硅材料电参数手册通过鉴定·····    | (61) |
| 高频型重离子源的研制通过鉴定·····        | (61) |
| 快中子辐照抗菌素菌种诱变的辐射工艺通过鉴定····· | (62) |
| 加速器研究室电器组工作的进展·····        | (62) |
| 计算机应用实验室投入使用·····          | (62) |
| 我所教学工作积极开展·····            | (63) |
| 我所的科技摄影工作为科研、教学服务·····     | (63) |
| 1981年我所学术交流活动日趋活跃·····     | (64) |

# 理 论 研 究

## 多种粒子反应系统的运动论\*

黄 祖 洽

本文对气体分子运动论中只考虑分子间的弹性碰撞的 Boltzmann 方程作了推广。所得的广义 Boltzmann 方程系可以适用于起反应的粒子混合系统。系统可以是起化学反应的, 包含分子、原子及(或)自由基等粒子的混合气体; 也可以是在极高温下起热核反应的, 包含轻核、中子、电子及光子等粒子的混合等离子体; 当然也可以是其它的多种粒子反应系统。由于把光子也作为一种粒子包括在系统中, 我们建立的广义 Boltzmann 方程系中很自然地包括了通常的辐射输运方程, 也自然地考虑了物质粒子和辐射场的相互作用。

各种反应粒子之间的微观相互作用由实验或量子力学计算给出, 并由表征不同反应的各种指示函数描写。对于最重要的二体反应和单体衰变, 给出了这些指示函数与有关反应的微分截面或衰变常数之间的关系。

为了不使方程过分复杂, 本文限于采用通常 Boltzmann 方程中应用的单粒子分布函数, 而没有引进严格考虑粒子间相互关联的多粒子分布函数。在等离子体反应系统中, Coulomb 力的长程性质看来会使粒子间的相互关联重要。但实际上, 在极高温下, 由于粒子具有的动能远超过粒子间的 Coulomb 能, 所以相互关联不会象在较低温度时那样重要。另一方面, 由于我们形式地考虑了各种多体反应的可能性, 所以在一定程度上还是计及了相互关联的效应。

通过考虑多种粒子间的各种反应, 我们得出了下列形式的广义 Boltzmann 方程系:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_i(\vec{p}_i)}{\partial t} + \vec{v}_i \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} f_i(\vec{p}_i) + \frac{\partial}{\partial \vec{p}_i} \cdot [\vec{F}_i(\vec{p}_i) f_i(\vec{p}_i)] = s_i(\vec{p}_i) - a_i(\vec{p}_i) f_i(\vec{p}_i) \\ + \int G_{s,i}(\vec{p}'_i \rightarrow \vec{p}_i) f_i(\vec{p}'_i) d\vec{p}'_i - f_i(\vec{p}_i) \int G_{s,i}(\vec{p}_i \rightarrow \vec{p}'_i) d\vec{p}'_i \end{aligned} \quad (1)$$

(i=0, 1, 2, ...)

式中各函数对空间、时间变量  $\vec{r}, t$  的依赖均未标出;  $f_i(\vec{p}_i)$  是粒子  $i$  的单粒子分布函数;  $\vec{v}_i$  是和动量  $\vec{p}_i$  相应的速度;  $\vec{F}_i(\vec{p}_i)$  是作用在动量为  $\vec{p}_i$  的粒子  $i$  上的外力;  $s_i(\vec{p}_i)$  是系统中由于所有可能产生粒子  $i$  的各种反应而引起的源强分布;  $a_i(\vec{p}_i)$  是具有动量  $\vec{p}_i$  的粒子  $i$  因各种反应而引起的消失率;  $G_{s,i}(\vec{p}'_i \rightarrow \vec{p}_i)$  是每单位时间内具有动量  $\vec{p}'_i$  的粒子  $i$  因各种散射过程而转化为具有动量  $\vec{p}_i$  的几率。  $s_i(\vec{p}_i), a_i(\vec{p}_i)$  及  $G_{s,i}(\vec{p}'_i \rightarrow \vec{p}_i)$  等量都由单体、二体、三体、... 反应的贡献合成。  $N$  体反应对 (1) 式右边各项的贡献包含这  $N$  种粒子的单粒子分布函数的乘积和有关反应的微分截面(组成相应反应的指示函数)。

从所得广义 Boltzmann 方程系出发, 本文后一部分导出了适于描述多种粒子(包括由光子

\* 发表于师大学报 1980 年第三、四期第 53—65 页。

组成的辐射场)反应系统的宏观物理量的变化方程。这些方程就是描写相应系统成分变化的化学动力学方程系和描写系统宏观运动的辐射流体力学方程系。

## 关于中子在高温轻介质中的输运\*

黄 祖 洽

本文进一步探讨了《多种粒子反应系统的运动论》一文中建立的高温轻介质热核反应系统中的中子输运方程。作为一次近似,我们认为介质经常处于局部热平衡状态,因而轻核运动的速度将具有和介质的瞬时局部温度相应的 Maxwellian 分布。

为简单起见,本文中只考虑轻核热运动对中子输运方程中代表中子产生、吸收和散射的各项的影响,而将介质的流体力学运动的影响留到另一文中专门加以探讨。

所得高温轻介质中的中子输运方程可写成:

$$\frac{\partial f(\vec{v})}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f(\vec{v}) = s(\vec{v}) - a(\vec{v})f(\vec{v}) + \int G(\vec{v}' \rightarrow \vec{v})f(\vec{v}')d\vec{v}' - f(\vec{v}) \int G(\vec{v} \rightarrow \vec{v}')d\vec{v}' \quad (1)$$

这里

$$s(\vec{v}) \cong \sum_{(ij)} n_i n_j r_{ij} \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{4\pi v v_{ij}} \exp \left[ -\frac{M}{2kT} (v - v_{ij})^2 \right] + \sum_i n_i \int f(\vec{v}') v' \sigma_{i, in}(v') X_i(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}) d\vec{v}' \quad (2)$$

式中  $n_i$  是核  $i$  的数密度,  $(ij)$  包含所有产生中子的热核反应,  $r_{ij}$  是核  $i$  与核  $j$  在温度  $T$  的热核反应率  $\langle \sigma v \rangle_{ij}$ ,  $M = m_i + m_j$ ,  $k$  是 Boltzmann 常数,  $v_{ij} \cong \left[ \frac{(M-m)2Q_{ij}}{Mm} \right]^{\frac{1}{2}}$ ,  $m$  是中子质量,  $Q_{ij}$  是反应  $(ij)$  中释放的能量;  $\sigma_{i, in}(v')$  是中子(速率  $v'$ ) 在核  $i$  上的非弹性散射截面,  $x_i(\vec{v}' \rightarrow \vec{v})$  是表征非弹性散射后出射中子能谱的过渡几率。另外, (1) 式中

$$a(\vec{v}) \cong \sum_j n_j [\sigma_{ja}(v) + \sigma_{j, in}(v)] \quad (3)$$

$\sigma_{ja}(v)$  是速率为  $v$  的中子在核  $j$  上的吸收截面。而

$$\begin{cases} G(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}) = \sum_i G_i(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}), \\ G_i(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}) = n_i \left( \frac{m_i}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{m_i + m}{2m_i} \right)^4 8\pi |\vec{v} - \vec{v}'| I_i(\vec{v}', \vec{v}), \\ I_i(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}) = \int_0^{\pi/2} \sigma_i \left( \frac{(m_i + m)|\vec{v} - \vec{v}'|}{2m_i \cos \theta}, \cos 2\theta \right) \\ \exp \left( -A_i - \frac{B_i}{\cos^2 \theta} \right) J_0(C_i \tan \theta) \frac{\sin \theta d\theta}{\cos^3 \theta} \end{cases} \quad (4)$$

这里  $J_0(Z)$  是零级 Bessel 函数, 而  $A_i$ ,  $B_i$  及  $C_i$  是下列  $\vec{v}'$  及  $\vec{v}$  的函数:

\* 发表在师大学报 1981 年第一期第 63—73 页。

$$\begin{cases} A_i = \frac{m_i}{2kT} \left[ v'^2 + \frac{m_i + m}{m_i} \vec{v}' \cdot (\vec{v} - \vec{v}') \right], \\ B_i = \frac{m_i}{2kT} \left( \frac{m_i + m}{2m_i} \right)^2 (\vec{v} - \vec{v}')^2, \\ C_i = \frac{m_i + m}{2kT} [v'^2 v^2 - (\vec{v}' \cdot \vec{v})^2]^{\frac{1}{2}}, \end{cases} \quad (5)$$

$\sigma_i(u, \mu)$  是核  $i$  对相对速率为  $u$  的中子作弹性散射的微分截面,  $\mu$  是散射角的余弦。(1)式右边最后一项中的积分可以化简, 结果为

$$\int G(\vec{v} \rightarrow \vec{v}') d\vec{v}' \cong \sum_i n_i v \sigma_{i,s}(v) \tau \left( \sqrt{\frac{m_i}{2kT}} v \right) \quad (6)$$

这里  $\sigma_{i,s}(v) = \int_{-1}^1 \sigma_i(v, \mu) 2\pi d\mu$  是速率为  $v$  的中子在核  $i$  上弹性散射的全截面, 而函数

$$\tau(x) = \left( 1 + \frac{1}{2x^2} \right) \text{erf}(x) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-x^2}}{x} \quad (7)$$

从(2)式中第一项可见, 反应  $(ij)$  中所产生源中子的能谱分布在  $v = v_{ij}$  处有锐峰。此峰的半宽度与介质温度  $T$  的平方根成正比:

$$\Delta v = \left( \frac{8 \ln 2}{M} kT \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

或

$$\frac{\Delta v}{v} \cong \left( \frac{4 \ln 2}{M - m} \frac{kT}{Q_{ij}} \right)^{1/2} \quad (9)$$

因此, 通过对源中子能谱结构的仔细测量, 应能推测介质所处的温度。假定  $\frac{kT}{Q_{ij}} \sim 10^{-2}$ , 那么, 对中子速率的分辨率就需优于  $\sim 3\%$ , 才能测到有意义的能谱结构。

## 高速运动介质中中子输运的新处理方法\*

黄祖洽

在《关于中子在高温轻介质中的输运》一文中, 为简单起见, 我们曾略去介质的宏观流体力学运动, 导出如下的中子输运方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(\vec{v})}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla N(\vec{v}) &= s(\vec{v}) - a(\vec{v}) N(\vec{v}) - N(\vec{v}) \int G(\vec{v} \rightarrow \vec{v}') d\vec{v}' \\ &+ \int G(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}) N(\vec{v}') d\vec{v}' \end{aligned} \quad (1)$$

式中用  $N(\vec{v})$  代替原文中的  $I(\vec{v})$  表示中子的分布函数, 空间及时间变量  $\vec{r}$ 、 $t$  均未标出。

对于高速运动介质 (例如: 爆炸中的星体或核装置) 中的中子输运, 由于介质的流体力学运动速率可以和慢中子在其中的运动速率相比, 流体力学运动对中子输运的影响必须加以考虑。

\* 发表在师大学报 1981 年第三期第 37—44 页。

设

$$\vec{u} = \vec{u}(\vec{r}, t) \quad (2)$$

是介质的流体力学运动速度, 则方程(1)右边代替中子产生率、中子吸收系数及中子散射函数的各量 $s(\vec{v})$ 、 $a(\vec{v})$ 及 $G(\vec{v}' \rightarrow \vec{v})$ 中的中子速度应换成中子相对于流动中的原子核的速度。于是(1)将换成下列形式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(\vec{v})}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla N(\vec{v}) = S(\vec{v}) - a(\vec{v}) N(\vec{v}) - N(\vec{v}) \int G(\vec{v} \rightarrow \vec{v}') d\vec{v}' \\ + \int G(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}) N(\vec{v}') d\vec{v}' \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $\vec{v} = \vec{v} - \vec{u}$ ,  $\vec{v}' = \vec{v}' - \vec{u}$ 是中子对介质的相对速度。

在求解方程(3)时, 一般把右边各项中 $\vec{v}$ 及 $\vec{v}'$ 的函数展开成 $\vec{v}$ ,  $\vec{v}'$ 及 $\vec{u}$ 的函数, 使方程两边统一出现中子在空间运动的速度变量 $\vec{v}$ 及 $\vec{v}'$ 等。但是, 实际上, 由于各种相互作用截面和散射指示函数不能简单地写成 $\vec{v}$ 及 $\vec{v}'$ 的解析函数, 要进行所说的展开是异常复杂的。

我们提出一种新的作法, 就是反过来, 适应方程(3)右边各项中起作用的是相对速度 $\vec{v}$ 的情况, 在方程左边各项中作自变量的变换:

$$(\vec{r}, \vec{v}, t) \rightarrow (\vec{r}, \vec{v} = \vec{v} - \vec{u}(\vec{r}, t), t) \quad (4)$$

然后统一地以 $\vec{r}$ ,  $\vec{v}$ 及 $t$ 为自变量, 求解改写成下列形式的中子输运方程:

$$\mathcal{D}\tilde{N} = S(\vec{v}) - a(\vec{v})\tilde{N}(\vec{v}) - \tilde{N}(\vec{v}) \int G(\vec{v} \rightarrow \vec{v}') d\vec{v}' + \int G(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}) \tilde{N}(\vec{v}') d\vec{v}' \quad (5)$$

这里 $\tilde{N} = \tilde{N}(\vec{v}) = \tilde{N}(\vec{r}, \vec{v}, t) = \tilde{N}(\vec{r}, \vec{v} - \vec{u}, t) = N(\vec{r}, \vec{v}, t)$ , 而

$$\mathcal{D}\tilde{N} \equiv \frac{\partial \tilde{N}}{\partial t} + (\vec{v} + \vec{u}) \cdot \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \vec{r}} - \left[ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{v} + \vec{u}) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{u} \right] \cdot \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \vec{v}} \quad (6)$$

在随流体运动的坐标系中, 对时间的导数由

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \quad (7)$$

给出。用这记号,

$$\mathcal{D}\tilde{N} = \frac{D\tilde{N}}{Dt} + \vec{v} \cdot \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \vec{r}} - \left[ \frac{D\vec{u}}{Dt} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{u} \right] \cdot \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \vec{v}} \quad (8)$$

可见, 在随流体运动的坐标系(其中中子的运动速度为 $\vec{v}$ )中, 中子就好像是在一加速度场作

$$\vec{a} \equiv - \left[ \frac{D\vec{u}}{Dt} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \vec{u} \right] \quad (9)$$

用下输运一样。这等效加速度场不仅包含普通力学中的惯性加速度项 $-\frac{D\vec{u}}{Dt}$ , 而且还包含由于速度场 $\vec{u}$ 的空间不均匀性而引起的项 $-\vec{v} \cdot \nabla \vec{u}$ 。可以认为, 等效加速度场 $\vec{a}$ 是由一个等效力场 $\vec{F} = m\vec{a}$ 产生的, 这里 $m$ 是中子质量。

对于球对称的情形, 我们给出了方程的详细形状, 并给出了便于数值计算的守恒形式。

作出了中子输运方程(5)的扩散近似。

## 外加纵向磁场对电子束丝化不稳定性的影响

贺凯芬 卢圣治\*

**摘要** 相对论电子束在等离子体中传播时,因横向电磁扰动的发展,会产生丝化,束电子动能逐渐转变为电磁场的能量。本文用统计力学方法计算了扰动电磁场的能量。考虑了束电子横向运动与电磁场之间的耦合。发现当没有外加磁场时,扰动电磁场的能量将仍以长波模式为主。在有外加强纵向磁场时,在回旋频率附近长波模式的扰动磁能与束电子横向运动的热能之比随外加纵向磁场压强的三次幂减少。

## 激光退火对硅中离子注入

### 杂质 B、P、As 分布影响的理论计算

田人和 贺凯芬

激光退火是近几年来发展起来的新技术,有着工艺简单,晶体完整性好,杂质激活率高等优点。激光退火的机理已基本研究清楚,在脉冲型高功率激光照射下,样品表面层会熔化,退火是液相外延过程;而在连续波低功率激光照射下,样品表面层并不熔化,退火是“固相生长”过程。两种不同的退火机制对退火后的杂质分布有着不同的影响,熔化型激光退火对杂质分布影响较大,而固相生长型激光退火则影响很小。这是因为杂质在熔态中的扩散系数比固态中的大得多的缘故。

在熔化型激光退火过程中,熔化前沿(固液交界面)起初向晶体内部迅速推进,当达到最大熔化深度后,又向相反方向移动,一直退回到样品表面为止。杂质扩散主要在熔态下发生,固液交界面的移动将对杂质再分布有着重要影响。本文通过解算由守恒律得到的差分方程来研究杂质分布,并通过边界条件把固液交界面移动所产生的影响考虑进去。对 B、P、As 进行了计算,计算结果与 C. W. White 等人的实验数据符合得很好。最后还扼要讨论了界面分凝系数对杂质分布的影响。

本文已在《北京师范大学学报(自然科学版)》1981年第四期发表

## 描述不稳定系统弛豫过程的Fokker-Plank

### 方程的数值解

王光瑞\* 田树芸 顾光淑\* 方福康\*

文章讨论了具有对称双稳势的Fokker-Plank方程的数值解,得到了概率分布函数全过程的性质。这个计算表明:M. Suzuki理论对宏观结构触发时间的估计是正确的,其局限性主要在于终时区的分析和缺乏全过程的性质。

\* 北京师范大学物理系教师。

## 激子模型主方程闭合形式精确解

李 介 平

激子模型在角分布计算中,对每一个勒让德分波,都有如下的矩阵形式主方程。

$$AT = -P$$

M维矢量T是待求的,代表某一分波的占据几率对时间积分(即某一分波激子态的寿命)M由最终激子态数决定。A是M×M维的三对角矩阵  $A_{i,i} = -1/TAU(i)$ ,  $A_{i-1,i} = L(-,i)$ ,  $A_{i+1,i} = L(+,i)$ , P是初值条件决定的M维矢量,一般只有第一个元素不为零  $P_i = P_0 \delta_{i,1}$

TAU(i),  $L(-,i)$ ,  $L(+,i)$ ,  $P_0$  都是已知的量。

这个矩阵方程可以用标准的数值方法迭代求解,但是也发展了精确闭合形式解

1) 利用递推关系

$$T_i/TAU(i) = L(+,i-1) T_{i-1} F_i = P_0 F_1 \prod_{k=1}^{i-1} L(+,k) TAU(k) F_{k+1},$$

$$F_i = \frac{1}{1 - E_i F_{i+1}}, \quad E_i = L(+,i) TAU(i) L(-,i+1) TAU(i+1),$$

$$i=M \quad F_M=1,$$

$$i=1 \quad T_1/TAU(1) = P_0 F_1$$

$F_i$  可用连分式表示

$$F_i = \frac{1}{1 - E_i F_{i+1}} = \frac{1}{1 -} \cdot \frac{E_i}{1 -} \cdot \frac{E_{i+1}}{1 -} \cdot \frac{E_{i+2}}{1 -} \dots$$

2) 由求逆矩阵法可得

$$T_i/TAU(i) = P_0 H_i \prod_{k=1}^{i-1} L(+,k) TAU(k) H_k \cdot$$

$$\left\{ 1 + \sum_{n=i+1}^M \prod_{k=i}^{n-1} L(-,k+1) TAU(k+1) H_{k+1} L(-,k) TAU(k) H_k \right\}$$

$$H_i=1 \quad H_i = \frac{1}{1 - G_i H_{i-1}}, \quad G_i = L(+,i-1) TAU(i-1) L(-,i) TAU(i)$$

本文指出,两种结果形式不同,其差别仅在求解顺序相反,用逆矩阵法也可得出第一种结果,两种表示各有优劣。

## 用激子模型计算 14Mev 中子与中重核的非弹性散射截面

李 介 平

到目前为止, 10—100Mev 轻粒子与中重核的反应截面计算理论,主要是激子模型。

66年 Griffin 根据平衡前发射的事实,提出激子模型,以计算次级粒子发射能谱。与 Hauser-Feshbach 的平衡状态复合核的理论图象不同,也和直接反应的图象不同,激子模型所描述的是复合系统由入射粒子激发靶核的不平衡状态及其逐步演化过程:或者发射次级粒子面

衰变为剩余核, 或者进一步激发为平衡态的复合核。数学描述是主方程近似。

所谓激子是系统内的核子由于受激而跃迁到费米面上, 而同时形成空穴。激子数  $N =$  受激核子数  $P +$  空穴数  $b$ , 激子数的大小成为系统激发程度的特征量, 初始时只有入射粒子是受激的, 而后逐步增大, 当  $N$  足够大时, 系统即过渡到平衡态的复合核, 主方程是各种激子态占据几率依时间变化的守恒方程。

在只考虑核力并认为是零程力的近似下, 系统内的相互作用是由碰撞实现的, 碰撞或者发生不同激子态间的跃迁(散射, 激子数增加, 受激核子与空穴的“湮灭”), 或者发射次级粒子而衰变为剩余核, 如果我们只考虑两体碰撞, 主方程的系数矩阵将是三对角的, 并发展了不同形式的精确解。

70 年代利用 Legendre 展开, 得到分波形式的主方程, 可以计算次级谱的角分布和双微分截面。在自由核子——核子散射近似下, 能量低于  $20\text{MeV}$  时, 其散射截面是各向同性的, 这样得到分波形式主方程, 可以同法求解。

利用激子模型计算的次级能谱和角分布成功地解释了平衡前发射的实验结果, 早年的混合模型是:

激子模型(平衡前) + H - F 理论(平衡态)

近年有人改进激子模型的计算, 使之能解释平衡态的结果, 这就是统一模型。激子模型在计算次级谱低能段和角分布的大角度部分明显低于实验值, 这有待进一步的努力。

分析表明, 与实验的偏离主要是由于激子态跃迁几率中态密度计算比较粗糙, Ericson 公式是全同粒子系统, 无自旋(忽略 Pauli 原理)、采用等能级间隔近似。已有的改进是用 Williams 公式代替 Ericson 公式, (对 Pauli 原理作修正)并对于壳效应, 对能修正等因素也作了考虑, 也有人从核物质的角度计算态密度。

在计算角分布时, 我们并未在级联过程中考虑角动量守恒, 因此 C.-Y. FU 试图引入角动量修正。

核尺寸有限效应, 集团效应, 折射效应等, 都有人加以分析, 但统一模型还没有取得完全成功。

根据激子模型的计算结果, 我们知道:

- 1) 平衡前发射是由前几个激子态的发射起了决定作用, 形成能谱中的“硬尾”部分。
- 2) 角分布计算给出前倾的峰, 与复合核的 Bohr 假说是矛盾的。
- 3) 平衡前发射是非常短的时间过程( $10^{-22} - 10^{-21}\text{sec}$ )当入射方向的“记忆”逐步消失, 而能量尚未均匀分布给所有核子时, 角分布将有  $90^\circ$  对称的特点, 然后系统将处于统计平衡态。

激子模型图象清楚, 计算简单易行。

批评激子模型的意见认为, 激子模型忽略了许多量子力学效应(如角动量守恒等)只是粗糙的准经典理论, 因此, 统一模型将是困难的。

Feshbach 的多步过程, 把直接相互作用——多步直接——多步复合——复合核等建立在量子统计基础上, 近年有人用以计算  $14\text{MeV}$  中子能谱, 得到较好的结果。

激子模型已应用到许多其他方面。计算  $14\text{MeV}$  中子非弹性散射截面, 国内外都有大量工作并建立了计算程序。

## 脉冲激光退火中分凝效应对杂质分布影响的理论分析

田人和 卢武星 张官南\*

本文从理论上分析了脉冲激光退火过程中分凝现象的特点。指出有效分凝系数  $K_{eff}$  不但与再结晶的速度有关,而且随再结晶的距离而变化。我们找到了一个特征参量  $l_m = \frac{2D_L}{K_i f}$ , 其中  $D_L$  是杂质在熔体中的扩散系数,  $K_i$  是界面分凝系数,  $f$  是再结晶速度。只有当激光退火层厚度  $l$  超过  $l_m$  相当数量时,  $K_{eff}$  才会接近于 1, 与此相反,若  $l < l_m$ , 则  $K_{eff}$  不可能接近于 1。因此,利用特征参量  $l_m$  可以很快地判别出脉冲激光退火过程中  $K_{eff}$  是否能接近于 1。

本文针对均匀掺杂的汽相淀积薄层的激光退火情况,通过数值计算给出了  $K_{eff}$  随距离的变化。对于硅中的 B、P、As 来说,  $K_{eff}$  很快就接近于 1。

关于离子注入产生的无定型层的激光退火情况,则针对硅中的  $I_n$  和  $B_i$  用有限差分方法进行了数值计算。界面分凝系数  $K_i$  是随晶体生长速度变化的,计算中发现  $I_n$  和  $B_i$  的  $K_i$  值取为 0.15 时能使理论计算与实验数据很好地符合。对  $I_n$  和  $B_i$  的  $K_i$  值的这种估计与 J. C. Brice 关于  $K_i$  的简单公式能定性符合。最后本文还对脉冲激光退火中分凝效应可能有的实际应用作了一点讨论。

## 晶体砷化镓热导率

黄 维 华

晶体砷化镓 ( $GaAs$ ) 在半导体工业上有着广泛用途,研究晶体砷化镓的热导率有其重要的实际意义。

晶体砷化镓是固体半导体。它的热导主要贡献来自晶格振动的声子热导,其次在超过  $1000^\circ K$  高温下还有电子、空穴的本征热导。

对于声子热导,由于光学声子的群速趋于零,因此主要是声学声子的热导,声子的热导是通过声子的散射来完成的,而声子的散射按其类型又有声子同边界散射,声子同点缺陷的散射,以及三声子散射和四声子散射等等。而由于纵横声子不同,低频高频不同,低温高温不同,散射情况也不一样,因此必须分别考虑。

本文就是根据这一思想,应用 Holland 和 Joshi 所提供的方法,区分纵横声子不同散射对热导的贡献,并在高温下考虑四声子过程,而应用于砷化镓时,分析声谱结构,在低频区采用  $\omega = v_1 k$  关系,在高频区采用  $\omega - \omega_1 = v_2(k - k_1)$  关系,从而获得较好结果。

\* 扬州师范学院物理系教师

$$K = \frac{2}{3} \frac{K^4 T^3}{\hbar^3} \left[ \frac{1}{v_{t1}} \int_0^{e^{1/T}} \frac{x^4 e^x (e^x - 1)^{-2} dx}{\tau_{t1}^{-1}} \right. \\ \left. + \frac{1}{v_{t2}} \int_{e^{1/T}}^{e^{2/T}} \frac{\left[ x - \frac{\theta_1}{T} \left( 1 - \frac{v_{t2}}{v_{t1}} \right) \right]^2 \cdot x^2 \cdot e^x (e^x - 1)^{-2} dx}{\tau_{t2}^{-1}} \right] \\ + \frac{1}{3} \frac{K^4 T^3}{\hbar^3} \left[ \frac{1}{v_{l1}} \int_0^{e^{1/T}} \frac{x^4 e^x (e^x - 1)^{-2} dx}{\tau_{l1}^{-1}} \right. \\ \left. + \frac{1}{v_{l2}} \int_{e^{1/T}}^{e^{2/T}} \frac{\left[ x - \frac{\theta_3}{T} \left( 1 - \frac{v_{l2}}{v_{l1}} \right) \right]^2 x^2 e^x (e^x - 1)^{-2} dx}{\tau_{l2}^{-1}} \right]$$

其中  $x = \frac{\hbar\omega}{KT}$ ,  $\theta_1 = \frac{\hbar\omega_1}{K}$ ,  $\theta_2 = \frac{\hbar\omega_2}{K}$ ,  $\theta_3 = \frac{\hbar\omega_3}{K}$ ,  $\theta_4 = \frac{\hbar\omega_4}{K}$ 。K 为玻耳兹曼常数。 $v_{t1}$  是横声子在低频区 ( $0 < \omega < \omega_1$ ) 的群速;  $v_{t2}$  是横声子在高频区 ( $\omega_1 < \omega < \omega_2$ ) 的群速;  $v_{l1}$  是纵声子在低频区 ( $0 < \omega < \omega_3$ ) 的群速;  $v_{l2}$  是纵声子在高频区 ( $\omega_3 < \omega < \omega_4$ ) 的群速。参数  $v_{t1}$ ,  $v_{t2}$ ,  $v_{l1}$ ,  $v_{l2}$ ,  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $\theta_3$ ,  $\theta_4$  均可由砷化镓声谱求得。其中:

$$\tau_{t1}^{-1} = \frac{v_{t1}}{L} + A\omega^4 + B_{TN}\omega T^4, \quad \tau_{t2}^{-1} = \frac{v_{t2}}{L} + A\omega^4 + B_{TV} \frac{\omega^2}{\text{Sh}x} + (B_H \omega^2 T^2) \\ \tau_{l1}^{-1} = \frac{v_{l1}}{L} + A\omega^4 + B_L \omega^2 T^3, \quad \tau_{l2}^{-1} = \frac{v_{l2}}{L} + A\omega^4 + B_L \omega^2 T^3.$$

取  $L = 1\text{cm}$ ,  $A = \frac{4.3}{2.939} \times 10^{-44} \text{sec}^3$ ,  $B_{TN} = 0.9 \times 10^{-11} \text{deg}^{-4}$ ,  $B_{TV} = \frac{2.3}{2} \times 10^{-18} \text{sec}$ .

$$B_L = 10^{-23} \text{sec deg}^{-3}, \quad B_H = 10^{-23} \text{sec deg}^{-2}$$

计算结果在小于  $300^\circ\text{K}$  部分和 Holland 提供图象吻合, 在高温部分是实验数据的合理外推。

取  $L = 1\text{cm}$ ,  $A = \frac{4.2}{2.939} \times 10^{-44} \text{sec}$ ,  $B_{TN} = 0.9 \times 10^{-12} \text{deg}^{-4}$ ,  $B_{TV} = \frac{2.3}{2} \times 10^{-18} \text{sec}$ ,  $B_L = 10^{-23} \text{sec deg}^{-3}$ ,  $B_H = 10^{-23} \text{sec deg}^{-2}$ .

计算结果获得高纯晶体砷化镓热导率, 在  $20^\circ\text{K}$  时  $\kappa = 45 \text{w/cm.deg}$ 。在  $300^\circ\text{K}$  时  $\kappa = 0.54 \text{w/cm.deg}$ 。

在高温部分, 特别在  $1000^\circ\text{K}$  以上再考虑电子、空穴本征热导贡献, 经计算有  $10^{-2} \text{w/cmdeg}$  量级, 而在较低温度电子 (或空穴) 热导远小于该温度下的声子热导, 因此对于晶体砷化镓, 其热导率在低温部分主要考虑声子热导, 在  $1000^\circ\text{K}$  以上才再考虑电子、空穴本征热导。具体地讲, 在几度 K 范围内, 砷化镓受样品尺度限制, 仅有小于几  $\text{w/cmdeg}$  量值, 并有  $T^3$  形式, 而温度在几十度 K 范围。点缺陷 (杂质) 散射起主要作用, 并且制约着热导率的峰值, 对高纯晶体砷化镓, 其在  $20^\circ\text{K}$  有  $45 \text{w/cmdeg}$  热导率值, 温度再升高, 三声子过程起主要作用, 迫使热导率不断下降, 在  $300^\circ\text{K}$  大约有  $0.54 \text{w/cm deg}$  值, 并渐有  $T^{-1}$  趋势, 温度再升高四声子过程参与作用, 在  $500^\circ\text{K}$  有  $0.5 \text{w/cm deg}$  值, 并渐有  $T^{-1} \sim T^{-2}$  趋势, 到  $700^\circ\text{K}$  热导率下降到  $0.2 \text{w/cm deg}$ 。到  $1000^\circ\text{K}$  仅有  $0.1 \text{w/cm deg}$  值。随温度升高, 声子热导还要下降, 但这时电子、空穴的本征热导渐渐起作用, 在  $1000^\circ\text{K} \sim 1500^\circ\text{K}$  电子、空穴的本征热导大约有  $10^{-2} \text{w/cm deg}$  量值, 这样砷化镓热导在  $1000^\circ\text{K} \sim 1500^\circ\text{K}$  大约有  $10^{-1} \sim 10^{-2} \text{w/cmdeg}$  量值。砷化镓晶体熔点是  $1513^\circ\text{K}$ 。

# 离子注入

## 硼、砷离子注入硅材料电参数的研究

离子注入研究室

根据四机部和北京市科委下达的重点项目“离子注入基本规律的研究”，经过三年时间努力从实验出发整理出一套 B、As 离子注入 Si 的杂质分布，载流子浓度分布以及各种电参数与注入条件、退火条件的关系曲线。

“手册”的全部注入工作是在我所 400Kev 离子注入机上进行的。注入机的能量用核反应方法标定，注入剂量用背散射和中子活化分析方法校准，还对注入机的均匀性作了必要的测量。

载流子浓度分布采用阳极氧化剥层和微分电导法测量，As 离子注入 Si 的杂质分布用背散射和中子活化分析方法测量，结深用水电解染色和干涉显微镜测试，霍尔磁场用核磁共振场仪校准。

“手册”内容分为两部分，第一部分为 B 离子注入 Si。从各种条件下载流子浓度分布和结深的测试结果总结出几个主要参量关系，并用 Lindhavyd 理论值与实验数据拟合，与实验符合较好。所以就以扩散方程解来描述 B 离子注入 Si 中载流子浓度分布曲线。然后将实验测得的结深代入方程计算出各种条件下的扩散系数 D，再将 D、Rp 等有关参量经内插、外推从扩散方程解中计算得到注入能量在 40—400Kev，剂量  $5 \times 10^{13} \sim 1 \times 10^{15} \text{B}^+/\text{cm}^2$ ，退火温度 900℃—1100℃，退火时间 15 分—2 小时的各种条件下载流子浓度分布曲线。

第二部分为 As 离子注入 Si，主要从实验中得到 As 离子注入能量在 50—200Kev，剂量在  $1 \times 10^{14} \sim 1 \times 10^{16} \text{As}^+/\text{cm}^2$ ，退火温度在 700—1050℃，退火时间 10 分—2 小时的杂质分布，载流子浓度分布以及电阻率、杂质和载流子固溶度、As 激活率、结深等参数。

“手册”最后部分提供国外 B、P、As 离子注入 Si 的研究状况及电参数资料、理论模型。

## 硼离子注入硅剖面分布的研究

李国辉 张通和 王兴民 田淑云

本工作研究了注入层中载流子浓度分布的规律。注入样品选用 n 型〈100〉Si 单晶， $\rho=5\Omega\text{-cm}$ ，注入能量为 60Kev—380 Kev，剂量为  $1 \times 10^{13} \sim 5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ 。注入时样品倾斜  $7^\circ$  角。注入后在 950℃ 22 分退火。退火后样品用阳极氧化和微分电导法测量了载流子浓度分布。部分样品用二次离子质谱进行了校准。实验结果表明：

1. 硼离子注入硅载流子浓度分布的峰值位置与 Lindhavyd 理论计算值平均投影射程基本一致。

2. 硼离子注入硅载流子浓度可以用扩散方程的解来表示。
3. 在 30 分钟内退火, 扩散系数增强, 可用 Gibbons 三元扩散理论进行解释。
4. 扩散系数主要是退火温度、时间、注入剂量的函数, 而注入能量对扩散系数的影响, 不超过一定的误差范围。

## 硼离子注入硅再扩散的研究

王兴民 卢志恒 李国辉 张通和

在硼离子注入硅基本规律的研究中, 可以看到: 浓度分布的峰值位置与理论计算的  $R_p$  值一致; 硼在硅中再扩散后载流子浓度分布可以用热扩散方程的解来描述, 注入能量对扩散系数的影响可以忽略。从这些点出发, 本工作在电阻率为  $\rho=5.0\pm0.3\Omega\cdot\text{cm}$  的 n 型 (100) 晶向硅片上, 以能量 100Kev, 剂量  $7.5\times10^{13}\sim1.5\times10^{15}\text{cm}^{-2}$ , 倾斜  $7^\circ$  角进行注入。样品在  $900^\circ\text{C}$ 、 $1000^\circ\text{C}$ 、 $1100^\circ\text{C}$  三个温度 30 分钟, 1 小时、2 小时三个时间的条件下退火。用“电解水氧化显微法”测量其结深。将测得的结深和衬底浓度代入热扩散方程的解:

$$N_b(x,t) = \frac{\phi/2}{\sqrt{\pi} \sqrt{2\Delta R_p^2 + 4Dt}} \left\{ \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\frac{R_p\sqrt{4Dt}}{\sqrt{2\Delta R_p^2 + 4Dt}} + \frac{x_i\sqrt{2\Delta R_p}}{\sqrt{4Dt}}}{\sqrt{2\Delta R_p^2 + 4Dt}} \right) \right] \exp \left( -\frac{(x_i - R_p)^2}{2\Delta R_p^2 + 4Dt} \right) + \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\frac{R_p\sqrt{4Dt}}{\sqrt{2\Delta R_p^2 + 4Dt}} - \frac{x_i\sqrt{2\Delta R_p}}{\sqrt{4Dt}}}{\sqrt{2\Delta R_p^2 + 4Dt}} \right) \right] \exp \left( -\frac{(x_i + R_p)^2}{2\Delta R_p^2 + 4Dt} \right) \right\}$$

就求得了相应剂量, 退火温度和退火时间下的扩散系数。从实验和计算的结果看出: 扩散系数与退火温度、时间及注入剂量有关。本文讨论了 30 分钟以内的增强扩散问题。因为注入层内产生了空位、间隙原子等损伤, 因此再扩散就不仅仅是常规热扩散时的替位式扩散, 而是 Gibbons 等人所描述的三元扩散, 即: 替位 B、“BV”对和空位 V 的扩散。当退火温度延长至 2 小时时, 扩散系数逐渐接近常规热扩散。这就是说在经过一段时间退火后, 空位、间隙原子等损伤已逐渐恢复。“BV”对和空位的扩散基本上已不存在。

本文提供了一套扩散系数, 用这样的扩散系数以及 Lindhard 所给出的  $R_p$  和  $\Delta R_p$  理论值代入热扩散方程的解就可以计算出各种条件下的载流子浓度分布。所得结果与国内外一些单位所测载流子浓度分布实验点的符合比较好。

## 砷离子注入硅中的电学激活度性能研究

卢殿通 朱永春 卢武星 罗 晏

本文研究了 As 离子在各种注入条件(注入能量为  $50\sim200\text{Kev}$ , 注入剂量为  $1\times10^{14}\sim1\times10^{16}/\text{cm}^2$ ) 和热退火条件(退火温度为  $700\sim1100^\circ\text{C}$ , 退火时间为 10 分-2 小时)下, 对注