

低能轻离子输运的单参数描述*

罗 正 明 侯 氢

四川大学原子核科学技术研究所辐射物理中心, 成都 610064

1993 年 3 月 18 日收到

低能轻离子输运的一个重要特点是它有可能被一个简单的参数所确定。我们发现离子的标度输运截面即是具有这种重要性质的参数。这种单值对应关系反映了不同能量的不同靶—离子的组合在输运上的内在相似性。本文给出了标度输运截面的定义, 讨论了此标度参数标定离子输运行为的理论依据。同时通过应用离子输运双群模型所作的大量计算检验了单参数标定离子输运行为这一结论。最后给出以标度输运截面为自变量的离子反射系数和平均投影射程的经验公式。

PACC: 7920N; 5240H; 6180J

一、引 言

在研究离子的射程分布, 辐射损伤或反散射时可以观察到一个有趣的现象, 就是在一定的条件下, 不同能量, 不同种类的离子在不同的固体靶中有惊人的相似的输运行为。这个有兴趣的现象可能已经受到注意, 然而却未能得到解释。另一方面, 为了简化计算和方便使用, 很多研究工作化费在制作诸如平均射程, 反散射系数这样一些重要的离子输运量的经验公式上, 其中的拟合参数由实验或蒙特卡罗计算的资料决定。经验公式的缺点是缺乏一般性。例如对一定种类离子成功的经验公式对其它离子就可能不能用。这是因为在这样一类的研究中未能考虑离子输运的内在规律, 因而不同种类的离子输运行为的相似性也就常常被掩盖了。在寻找普适的经验公式的努力中, 采用约化能 ϵ 作为自变量来描述粒子数反射系数和能量反射系数是重要的一步。目前对聚变堆中的轻离子(氢, 氦及其同位素)反射的研究中, 国际上通常采用约化能作自变量。Weissman, Sigmund 曾表明对一种特定的轻离子^[1], 如 H, D 或 He, 将计算得到的反射系数与 ϵ 作图, 发现它们具有相似的变化规律。虽然他们应用的标准输运理论并不适合计算反射系数, 后来 Oen 和 Robinson, Eckstein 和 Verbeek 及 Tabata 等人还是沿着这一思路研究反射系数与 ϵ 的单值关联问题^[2-4], 结果表明对同一的 ϵ , 最大的 R_N 与 R_E 与最小的 R_N, R_E 之间相差达 3—4 倍。分散度相当大。这样就促使人们提出一个问题, 即是否存在着一简单参数, 它和离子输运量之间存在良好的单值依赖关系? 本文的目的在于指出不同离子在一定条件下表现出来的相似输运特征主要根源于存在一个特征参数, 正是这个特征参数几

* 国际原子能机构资助的项目。

乎完全决定了离子输运方程的解,而正是输运方程的解决定了离子的射程分布,辐射损伤,能量沉积,反射系数.这个特征参数称为标度输运截面,它表征了离子输运标度行为.

二、标度输运截面 δ

我们将从离子 Boltzmann 方程的逐步简化中导出标度输运截面 σ_{tr} . 关键的步骤是引入连续慢化近似 (CSDA) 和对方程自变量作标度变换. 假设在空间 Q 中分布着离子源 $S(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E)$, 空间 Q 为边界 Γ 所包围. 表面 Γ 通常是自由的, 有时也可能是受离子辐照的. 这样在 Q 中离子的 Boltzmann 方程为

$$\begin{aligned} Q: \mathbf{u} \cdot \nabla f - \frac{\partial f \rho_{\text{tr}}}{\partial E} = N \int_{\mathbf{u}'} d\mathbf{u}' \int_E^{E/(1-\gamma)} \alpha E' \sigma_N(E', E' - E; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') f(\mathbf{r}, \mathbf{u}', E') \\ - N f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) \int_{\mathbf{u}'} d\mathbf{u}' \int_0^{\gamma E} dT \sigma_N(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') + S(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E). \end{aligned} \quad (1)$$

$$\Gamma: f(\Gamma, \mathbf{u}, E) = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} \leq 0. \quad (2)$$

这里 $f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E)$ 是离子分布函数即微分注量. N 是单位体积中的原子数. ρ_{tr} 是离子的电子阻止本领. $\sigma_N(E', E' - E; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}')$ 是离子的弹性散射微分截面. γE 是在一次弹性碰撞中离子的最大损失能量. γ 等于 $4M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2$. M_1 是入射离子质量, M_2 是靶原子质量. 弹性散射微分截面为

$$\begin{aligned} \sigma_N(E, T; \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') = \sigma_N(E, T) \delta \left(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}' - \frac{M_1 + M_2}{2M_1} \sqrt{\frac{E-T}{E}} \right. \\ \left. - \frac{M_1 - M_2}{2M_1} \sqrt{\frac{E}{E-T}} \right) / 2\pi \end{aligned} \quad (3)$$

按 Lindhard 所发展的核弹性散射理论, 散射截面 $\sigma_N(E, T)$ 为^[5]

$$\sigma_N(E, T) = \frac{\pi a^2}{2} \frac{f(t^{1/2})}{t^{3/2}} \frac{dt}{dT}, \quad (4)$$

$$t = \varepsilon^2 T / \gamma E, \quad a = 0.8853 (z_1^{1/3} + z_2^{1/3})^{-1/2} a_0, \quad (5)$$

ε 是离子的约化能量. a_0 为玻尔半径. ε 为

$$\varepsilon = 32.55 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right) E / z_1 z_2 (z_1^{1/3} + z_2^{1/3})^{1/2}. \quad (6)$$

Winterbon 给出了 $f(t^{1/2})$ 的一个近似表示式, 即^[6]

$$f(t^{1/2}) = \lambda t^{1/2-m} [1 + (2\lambda t^{1-m})^q]^{-1/q} \quad (7)$$

其中 λ, m, q 是三个拟合参数. 不同的原子库仑场模型可得到不同的 λ, m, q . 目前较常用的参数是由 Kr-C 位和由 Ziegler 等提出的通用位所得到的, 即 $\lambda = 3.35, m = 0.233, q = 0.445$. 其它, 如 Thomas-Fermi 位或 Moliere 原子位的结果也经常引用. 在低能下, 当 $(2\lambda t^{1-m})^q \ll 1$ 时有 $f(t^{1/2}) \simeq \lambda t^{1/2-m}$, 因而

$$\sigma_N(E, T) \simeq \frac{\pi a^2}{2} \lambda \left(\frac{\varepsilon^2}{\gamma E} \right)^{-m} T^{-m-1} \quad (8)$$

对于轻离子, 即 $M_1 \ll M_2$, 有

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}' = \frac{M_1 + M_2}{2M_1} \sqrt{\frac{E-T}{E}} + \frac{M_1 - M_2}{2M_1} \sqrt{\frac{E}{E-T}} \simeq 1 - \frac{M_2}{2M_1} \frac{T}{E} \quad (9)$$

这样方程(1)的碰撞项变成

$$N \frac{2M_1 E}{M_2} \int_{\mathbf{u}'} d\mathbf{u}' \sigma_N \left[E, \frac{2M_1 E}{M_2} (1 - \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') \right] f(\mathbf{r}, \mathbf{u}', E) / 2\pi + \frac{\partial f \rho_N}{\partial E} \quad (10)$$

在轻离子条件下, CSDA 离子输运方程就可写为

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}: \mathbf{u} \cdot \nabla f - \frac{\partial \rho_T f}{\partial E} = N \frac{2M_1 E}{M_2} \int_{\mathbf{u}'} d\mathbf{u}' \sigma_N \left[E, \frac{2M_1 E}{M_2} (1 - \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') \right] \\ \times [f(\mathbf{r}, \mathbf{u}', E) - f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E)] / 2\pi + S(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) \end{aligned} \quad (11)$$

引入标度变换:

$$s = \frac{1}{R_s} \int_E^{E_0} dE' / \rho_T; \quad (12)$$

$$\mathbf{z} = \mathbf{r} / R_s. \quad (13)$$

s 是离子在固体中相对径迹长度(以平均径迹长度 R_s 为单位), $\mathbf{z}$ 是以入射离子平均径迹长度 R_s 为单位的离子坐标向量。引入一个新的分布函数和源函数

$$f(\mathbf{z}, \mathbf{u}, s) = f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) \left| \frac{dE}{ds} \right| = f(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) \rho_T R_s, \quad (14)$$

$$S(\mathbf{z}, \mathbf{u}, s) = S(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) \left| \frac{dE}{ds} \right| = S(\mathbf{r}, \mathbf{u}, E) \rho_T R_s, \quad (15)$$

则 Boltzmann 方程变成

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}: \mathbf{u} \cdot \nabla_s f + \frac{\partial f}{\partial s} = NR_s \frac{2M_1 E}{M_2} \int_{\mathbf{u}'} d\mathbf{u}' \sigma_N \left[E(s), \frac{2M_1 E}{M_2} (1 - \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') \right] \\ \times [f(\mathbf{z}, \mathbf{u}', s) - f(\mathbf{z}, \mathbf{u}, s)] / 2\pi + S(\mathbf{z}, \mathbf{u}, s), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\Gamma: f(\Gamma, \mathbf{u}, s) = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} \leq 0, \quad (17)$$

方程(16)可以写成一个明显的, 仅含一个参数的形式。为此, 我们注意到, 在低能时

$$\sigma_N \left[E, \frac{2M_1 E}{M_2} (1 - \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') \right] = \frac{\pi a^2}{2} \lambda \left(\frac{\varepsilon^2}{\gamma E} \right)^{-m} \left(\frac{2M_1 E}{M_2} (1 - \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}') \right)^{-1-m} \quad (18)$$

则轻离子 Boltzmann 方程可写为

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}: \mathbf{u} \cdot \nabla_s f + \frac{\partial f}{\partial s} = \sigma_s \int_{\mathbf{u}'} d\mathbf{u}' (1 - \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}')^{-1-m} \\ \times [f(\mathbf{z}, \mathbf{u}', s) - f(\mathbf{z}, \mathbf{u}, s)] + S(\mathbf{z}, \mathbf{u}, s) \end{aligned} \quad (19)$$

$$\Gamma: f(\Gamma, \mathbf{u}, s) = 0, \quad \text{如果 } \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} \leq 0 \quad (20)$$

其中,

$$\sigma_s = NR_s \left(\frac{a^2}{4} \right) \lambda \left(\frac{\varepsilon^2}{\gamma E} \right)^{-m} \left(\frac{2M_1 E}{M_2} \right)^{-1-m}.$$

由于在低能时 m 是一常数 ($\simeq 0.233$), 且 $E = E_0(1-s)^2$, $\nu \simeq 2$. 所以, 一旦边界 Γ 确定以后, 方程(19)中仅含一参数 σ_s . 此参数决定了方程(19)的解。因此这个参数可以作为描述低能轻离子输运的标度参数的一种选择。然而, 从扩大标度关系应用范围的角度看, 我们建议定义离子的标度输运截面作为最基本也是最重要的标度参数。按定义, 标度输

运截面是射程 R_0 与宏观输运截面之积^[7]:

$$\sigma_t = 2\pi NR_0 \left(\frac{2M_1 E_0}{M_2} \right) \int_{-1}^1 d\mu \sigma_N \left[E_0, \frac{2M_1 E_0}{M_2} (1-\mu) \right] (1-\mu) \quad (21)$$

为了说明定义 σ_t 的好处,我们将方程(16)在平面对称的几何条件下,应用球谐近似取得一组双曲型方程组。研究它的解与标度输运截面的关系。为此将方程(16)中分布函数按 Legendre 多项式展开,得

$$f(x, \mu, s) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(2l+1)}{4\pi} N_l(x, s) P_l(\mu) \quad (22)$$

在平面对称几何条件下, CSDA 近似下的 Boltzmann 方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial s} + \mu \frac{\partial f}{\partial x} &= K(1-s)^{-2m} \int_{-1}^1 d\mu' (1-\mu \cdot \mu')^{-m-1} \\ &\times [f(x, \mu', s) - f(x, \mu, s)] + S(x, \mu, s) \end{aligned} \quad (23)$$

这里常数 K 为

$$K = NR_0 2^m \lambda(a_2/4) (x_1 x_2 e^2/a)^{2m} / E_0^{2m} \quad (24)$$

对方程(23)作球谐展开,其 l 阶球谐矩 N_l 满足

$$\frac{\partial N_l}{\partial s} + \frac{1}{2l+1} \left[(l+1) \frac{\partial N_{l+1}}{\partial x} + l \frac{\partial N_{l-1}}{\partial x} \right] = -\eta_l (1-s)^{-2m} N_l + S_l(x, \mu, s) \quad (25)$$

η_l 即是标度输运截面 σ_t , η_l 满足以下的递推关系:^[8]

$$(l+1-m)\eta_{l+1} - (l+1+m)\eta_l - 4\pi 2^{-m} = 0. \quad (26)$$

这样我们看到,任意两种相同注入几何条件的体系,不管他们的注入能量,注入离子种类和靶原子种类有多么不同,只要它们的标度输运截面相同,它们各阶的 η_l 就必定相同。由方程(22)可知,它们的各阶分布函数球谐矩必相同。因而以无量纲变数 x , μ 和 s 表示的分布函数 $f(x, \mu, s)$ 必相同。这一结果导致由分布函数决定的输运量必相同或相近这一重要结论。当然这一结论的前提是低能轻离子输运。

三、输运量的单参数分析

现在,我们应用上节的结论对常见的输运量研究它们与标度输运截面的关系。这些输运量包括射程分布,反射系数,电离分布和辐射损伤分布。

1. 离子的射程分布 $R(x)$

离子的射程分布,按定义是 $N_0(x, s \rightarrow 1)$ 。于是有

$$R(x) = N_0(x, s \rightarrow 1) = 2\pi \int_{-1}^1 f(x, \mu, s \rightarrow 1) d\mu \quad (27)$$

N_0 即为离子的微分通量。 $s \rightarrow 1$ 表示离子已经走尽了它的全程。它的能量已耗散尽。当两个离子注入系统的标度输运截面相同,按上节的结论,其分布函数应相同。因此,它们的 $N_0(x)$ 亦应相同,其各级空间矩亦应相同。常见的平均相对投影射程,按定义为

$$R_p = \int_0^1 x N_0(x, s \rightarrow 1) dx \quad (28)$$

也应相同。对于不同的 σ_i , 自然 R_p 亦不相同。可以预期 R_p 与 σ_i 之间有良好的单值对应关系。

2. 离子的反射系数

轻离子在表面上的反射系数包括粒子数反射系数 R_N 和能量反射系数 R_E 。按定义, R_N 和 R_E 分别为

$$R_N = \int_0^1 N_1(x=0, s) ds; \quad (29)$$

$$R_E = \int_0^1 N_1(x=0, s) E(s) ds / E_0. \quad (30)$$

当两个离子注入系统的标度输运截面相等时, 它们的表面离子流量应相同。因而由方程 (29) 得其 R_N 应相同。然而对相同的 σ_i , 能量反射系数可能有所不同。因为 $E(s)/E_0 \sim (1-s)^p$ 对不同的离子 ν 有一定的差别。特别对较高能量的离子, ν 的差别较大。但对低能轻离子 $\nu \approx 2$, R_E 的分散度可能并不大。

3. 离子的电离分布

离子在固体靶中的电离分布为

$$D_E(x) = \int_0^1 N_e(x, s) \rho_e[E(s)] ds, \quad (31)$$

ρ_e 是离子的电子阻止本领。在低能的条件下, 由 Lindhard 公式^[9], 有

$$\rho_e = k_L E^{1/2} \approx k_L E_0^{1/2} (1-s)^{1/2} \quad (32)$$

$$D_E(x) = k_L E_0^{1/2} \int_0^1 N_e(x, s) (1-s)^{1/2} ds \quad (33)$$

当两个离子注入系统的标度输运截面相同时, 对低能轻离子来说, 在以相对径迹长度为单位的深度方向上, 它们的电离分布在形状上完全一样。差别只是在幅度上。用 a 和 b 代表这两个不同的系统, 有

$$\frac{D_E^a(x)}{D_E^b(x)} = \frac{k_L^a(E_0^a)^{1/2}}{k_L^b(E_0^b)^{1/2}} \quad (34)$$

4. 辐射损伤分布

最普通的辐射损伤分布的定义为

$$D_R(x) = \int_0^1 N_i(x, s) \rho_N[E(s)] ds \quad (35)$$

这个定义意味着我们将离子通过弹性碰撞传递给固体原子的能量看成完全沉积在该原子附近的极小空间内, 忽略了固体原子进一步的级联碰撞。由于低能离子的阻止本领小。所以级联原子有可能穿越一段不短的距离。在更详细的计算中也许这个效应应进一步考虑, 但在本文中我们不考虑级联过程。由 Wilson 等人给出的核阻止本领 ρ_N 的近似公式为^[10]

$$\rho_N = k_n \ln(1+\epsilon) / (\epsilon + 0.1071 e^{0.375}), \quad (36)$$

$$k_n = 8.462 N z_1 z_2 M_1 / [(M_1 + M_2)(z_1^{1/3} + z_2^{1/3})^{1/2}]. \quad (37)$$

ε 是约化能量。对相同的标度输运截面的两种离子注入条件,其 ρ_N 可能有相当的不同,因为 ε 可能有相当的不同。所以,对 $D_R(x)$ 分布来说对应于相同的 σ_i , $D_R(x)$ 在形状上将会有相当的不同。标度行为将比电离分布要差。

四、标度关系的验证与经验公式

为了检验第二节和第三节中得到的理论预言的正确性,最直接的做法是进行大量的细致输运计算并将计算结果与理论预言结果进行比较。轻离子输运的双群模型,由于它具有很高的计算效率,很适合进行这样的研究。轻离子输运的双群模型已经证明适合描述轻离子在固体中的穿透过程^[9]。最近的研究改进了较早的双群模型^[1]。主要的改进是理论的发展容许应用精确的但比较复杂的弹性散射截面和电子阻止本领公式,放弃了对弹性散射截面和电子阻止本领作的幂函数近似。这样就改善了双群模型的精度。在本文中我们将应用这个改进了的双群模型来计算 0.1, 1.0, 10keV 的 H^+ , D^+ , $^3He^+$ 和 $^4He^+$ 正入射到碳, 钛, 铁, 镍, 铜, 钼, 银, 钨和金所产生的粒子数反射系数, 能量反射系数, 射程分布, 电离分布和辐射损伤分布。这样, 就能研究这些输运量所呈现出来的标度行为。图 1 给出不同的离子-靶组合的标度输运截面 σ_i 与入射能量 E 的依赖关系。图 1 中 6 条曲线分别对应于不同的离子-靶组合。这组曲线特别有趣的地方是可用来预言不同离子-靶组合之间的输运相似性。作为这种预言的一个示例, 在图上任取一个 σ_i 值(取 $\sigma_i=4$)画一条平行能量轴的直线。此直线与这些曲线相交。根据上面的分析, 这些交点所对应的离子-靶-能量组合的标度输运截面相同, 其输运行为应基本相同。这 6 个交点分别对应 165eV 的氢注入碳中, 0.5keV 的氘注入铝中, 1keV 的氦注入钛中, 5.6keV 的氦注入铁中, 6.7keV 的氦注入金中和 8.2keV 的 ^3He 注入钨中。

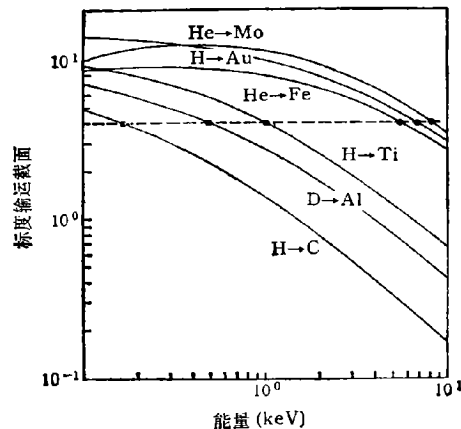


图 1 不同离子-靶组合的标度输运截面 σ_i 与入射能量 E 的依赖关系

为了证实这个断言, 我们使用程序 BIMIT-CSDA 来计算上述离子-靶-能量组合的输运^[11]。程序 BIMIT-CSDA 是按照轻离子输运的双群模型编写的。计算结果证实上述预言相当准确。

图 2 给出了上述组合的射程分布。深度是以其全径迹长度为单位。6 组曲线无论位置, 形状都几乎相同。图 3 给出了相应的电离分布。为了明晰地比较它们之间的相似性, 每一条曲线 $x=0$ 的值取成单位。可以看到电离分布确实很接近。图 4 和图 5 分别给出

1) 罗正明, 私人通信。

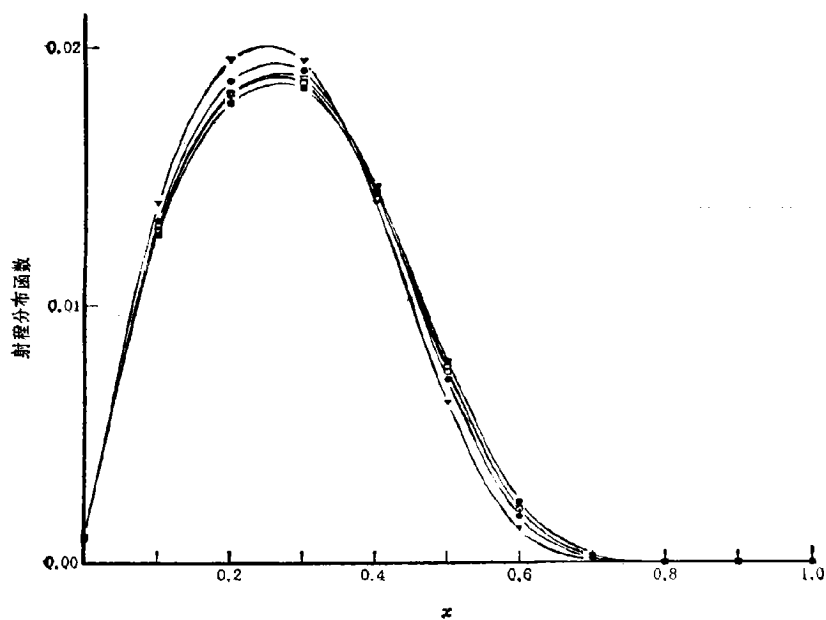


图2 不同离子—靶组合的射程分布函数

○ 为 H^+-C ; ● 为 H^+-Ti ; ▽ 为 D^+-Al ; ▼ 为 H^+-Au ; □ 为 He^+-Fe ;
■ 为 He^+-Mo $x = \text{射程}/\text{平均射程}$

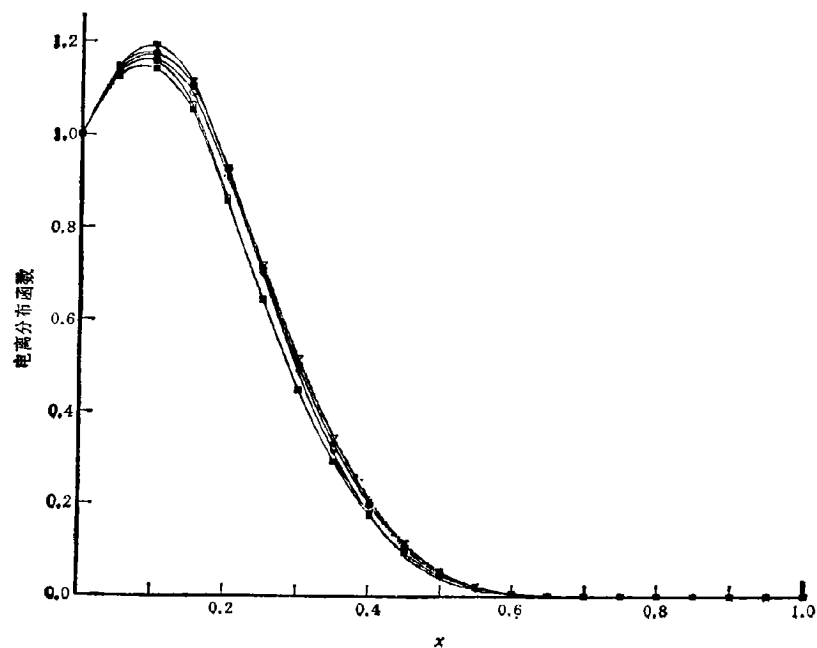


图3 不同离子—靶组合的电离分布函数 各曲线在 $x=0$ 处归一
其它图注同图2

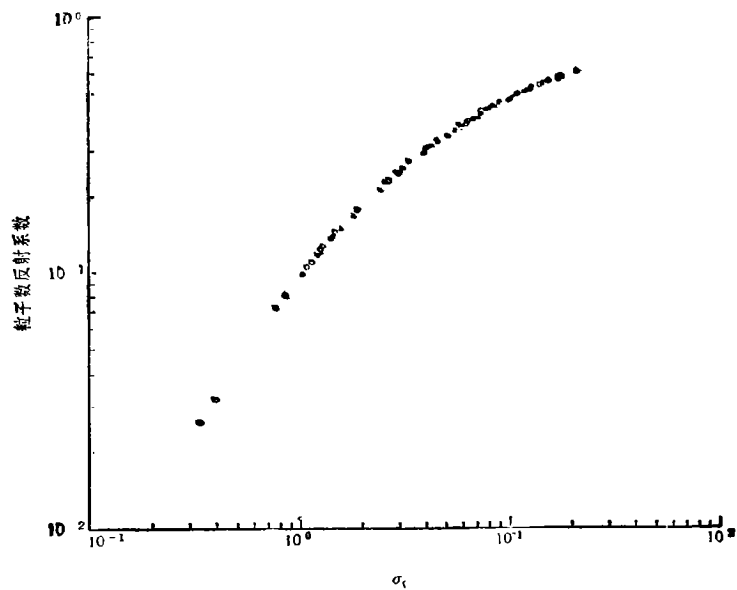


图4 不同离子-靶组合的离子数反射系数与标准输运截面 σ_t 的依赖关系

○ 为 H^+ 在固体表面的反射系数；□ 为 D^+ 在固体表面的反射系数；● 为 $^3He^+$ 在固体表面的反射系数；△ 为 $^4He^+$ 在固体表面的反射系数

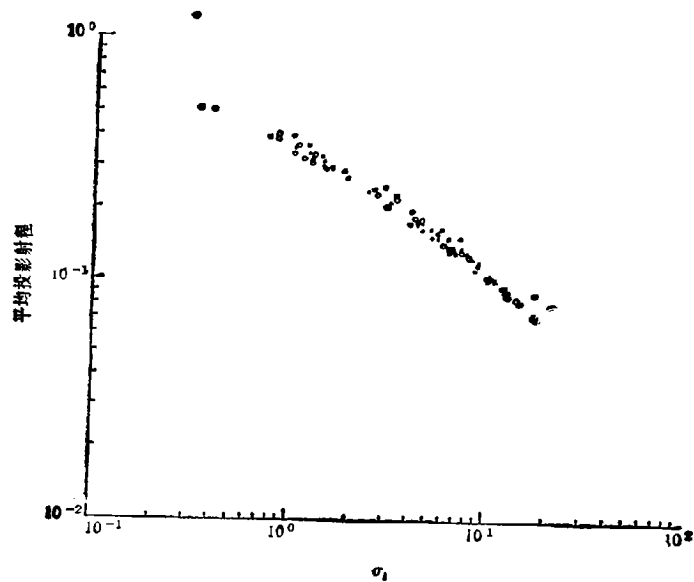


图5 不同离子-靶组合的平均投影射程与标准输运截面 σ_t 的依赖关系

○ 为 H^+ 在固体中的平均投影射程；□ 为 D^+ 在固体中的平均投影射程；● 为 $^3He^+$ 在固体中的平均投影射程；△ 为 $^4He^+$ 在固体中的平均投影射程

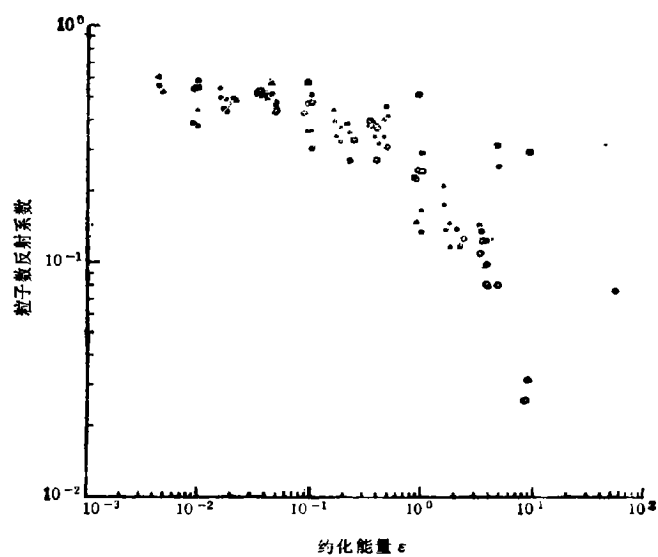


图6 不同离子-靶组合的离子数反射系数与约化能量 ε 的依赖关系
其它图注同图4

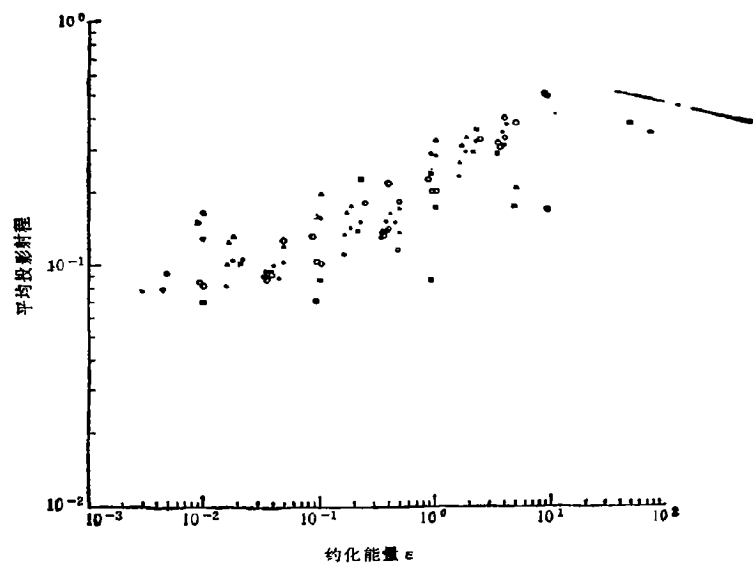


图7 不同离子-靶组合的平均投影射程与约化能量 ε 的依赖关系
其它图注同图5

对 108 种不同的离子—靶—能量组合应用双群模型计算得到的粒子数反射系数和相对平均投影射程与标度输运截面 σ_i 作图。图 4 清晰地显示了 R_N 与 σ_i 的单值函数关系。其单值性之好, 甚至出乎我们的乐观估计。图 5 也明确地显示了 R_p 与 σ_i 之间良好的单值关联, 虽然分散度明显比 R_N 与 σ_i 之间的大, 大约为 10% 左右。作为比较, 我们在图 6 和图 7 给出 R_N 与 R_p 与约化能量 ε 的关系。图中的 R_N 和 R_p 的数据与图 4 图 5 所用数据完全一样。可以看到, 最大的 R_N 和 R_p 与最小的 R_N, R_p 对于同一 ε 相差可达 3—4 倍。这与文献发表的结果一致。这两组明显对照的图有力地支持了标度输运截面作为轻离子输运标度参数的观点, 并且显示了轻离子输运行为在外表复杂多样的表象下所蕴含的简单而有趣的内在属性。

利用图 4, 图 5 中的数据, 应用最小二乘法, 可以得到 R_N, R_p 与 σ_i 的拟合公式。从图 4, 图 5 数据分布趋势, 假定

$$R_N = 1 - \exp(-a_1\sigma_i + a_2\sigma_i^2), \quad (38)$$

$$R_p = b_1\sigma_i^{1/2}. \quad (39)$$

由最小二乘法可以定出 $a_1 = 0.098825, a_2 = 0.003125, b_1 = 0.365, b_2 = -0.52887$ 。我们在图 4 和图 5 中已经用实线绘出上述经验公式所给出的 R_N, R_p 与 σ_i 的单值函数关系。显然, 这些关系在聚变堆所涉及的粒子表面相互作用研究中和离子注入研究中提供了方便并得到了应用。

- [1] R. Weissman and P. Sigmund, *Radiat. Effects*, **19**(1973), 7.
- [2] O. S. Oen and M. T. Robinson, *Nucl. Instrum. and Meth.* **132**(1976), 647.
- [3] W. Eckstein and H. Verbeek, *Nucl. Fusion, Special Issue* (1984), 12.
- [4] T. Tabata *et al.*, *Nucl. Instrum. and Meth.*, **B9**(1985), 113.
- [5] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff and P. V. Thomsen, *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, **33** (10), (1963).
- [6] K. B. Winterbon, *Radiat. Effects*, **13**(1972), 215.
- [7] 黄祖洽, 丁鄂江, 输运理论 (科学出版社, 北京, 1987).
- [8] Luo Zhengming and Wang Shiming, *Phys. Rev.*, **B36**(1987), 1885.
- [9] J. Lindhard, M. Scharff and H. E. Schiøtt, *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **33**(14) (1963).
- [10] W. D. Wilson *et al.*, *Phys. Rev.*, **B15**(1977), 2458.
- [11] Luo Zhengming and Wang Shiming, *Chinese Journal of Nuclear Physics*, **12**(1990), 363.

SINGLE PARAMETER DESCRIPTION OF THE TRANSPORT OF LIGHT IONS WITH LOW ENERGY

LUO ZHENG MING HOU QING

Center for Radiation Physics Institute of Nuclear Science and Technology

Sichuan University, Chengdu 610064

(Received 18 March 1993)

ABSTRACT

An important feature for light ions with low energy is that their transport behaviour might be determined by a simple parameter. We have found that the ion scaled transport cross section σ_s is such a parameter. The one to one correspondence between σ_s and ion transport behaviour reflects the inherent similarity among some ion target-energy combination. In the present paper, the definition of the scaled transport cross section is given, and the theoretical basis of the scaled parameter determining ion transport behaviour is formulated. Furthermore, the interesting feature has been checked and verified by our numerous transport calculations. Two empirical formulae for particle reflection coefficient and average projected range are given, in which the scaled transport cross section is taken as argument.

PACC: 7920N; 5240H; 6180J