

快粒子在聚变等离子体中的慢化及 能量增益研究

罗 正 明

(中国西南物理研究所)

滕 礼 坚

(四 川 大 学)

1981 年 10 月 30 日收到

提 要

本文将快电子在介质中慢化的 Landau 理论应用于快带电粒子在聚变等离子体中慢化过程的研究。研究表明,在一定的条件下本文的结果与 Fokker-Planck 方程的解有明显的区别。原因是粒子间大能量交换的碰撞事件对慢化过程仍起相当的作用。作为本文理论的一个具体应用,计算了氦束在聚变等离子体的能量增益,说明提高粒子约束时间对改善能量增益的意义。

一、引 言

带电粒子的慢化问题很久以来一直受到人们的研究和注意^[1-4]。在等离子体文献中,早期由于磁镜注入研究工作的需要,这方面开展了一系列工作^[5-8]。近来由于托卡马克装置上中性束注入的研究,双成份堆概念的提出使这个问题的研究获得了新的动力^[9-12]。在等离子体文献中对带电粒子慢化过程的描述通常采用 Fokker-Planck 方程,它的基础是确认带电粒子的慢化的基本因素是小角库仑散射。在某些重要的情况下这一前提可能受到损害。例如,在离子能量损失较电子能量损失重要的情况下,由于快离子与本底等离子体的离子的大能量交换的库仑散射对慢化过程仍起着相当重要的作用,可以预期快离子的实际慢化谱与按 Fokker-Planck 方程算得的理论谱会有相当大的区别。这种区别对于计算聚变反应率这样重要的物理量是不能忽略的。因此,发展比 Fokker-Planck 方程更正确的慢化理论是必要的。

本文将 Landau 关于快电子的慢化理论应用于快带电粒子在等离子体中慢化的研究中^[13-16]。为了使这种推广成为可能,我们在两个方面发展了 Landau 的工作: 1. 由于作为靶粒子的等离子体的速度可以和入射粒子相比较,所以库仑散射的能量交换微分截面必须考虑靶粒子运动,然后再对本底粒子的速度分布求平均,算出过渡几率。2 Landau 理论本身仅适宜于计算入射粒子穿过很薄一层介质后的能量损失分布。我们根据物理上的考虑,将过渡几率在平均能量损失附近展开,从而对动力方程近似求解。这样就有可能将

Landau 理论开拓到厚层慢化的较普遍情况.

本文还讨论了粒子约束时间 τ_p 对聚变能量增益的影响. 在有关双成份聚变堆的概念研究中能量增益计算通常假定入射粒子在经历慢化时间 τ_s 以后就全部逸出热核反应区, 这样就看不出粒子约束时间对聚变能量增益的影响. 实际上 τ_p 对能量增益是有影响的. 如果 $\tau_p \ll \tau_s$, 则入射粒子在损失其大部分能量以前粒子损失已经很大, 自然会减少能量增益. 反之若 $\tau_p \gg \tau_s$, 则可以预期在与本底温度接近的低能部分, 慢化谱会积累成一个高的 Maxwell 峰, 这和近热化中子在弱吸收介质中的慢化谱是相似的^[17]. 考虑到在热核聚变的温度下, 这个“低能”的 Maxwell 峰仍有相当的聚变几率, 可以推想, 这对提高快粒子束的能耗和能量增益因子是会有好处的. 因此, 提高聚变等离子体的粒子约束时间 τ_p 对改善聚变反应的能量增益可能是有意义的.

设入射的快粒子初始动能为 E_0 , 它在等离子体中的寿命为 τ_p . 考虑了粒子损失的快粒子的动力方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(E, t)}{\partial t} = & \int_0^\infty f(E', t) K(E', E' - E; T) dE' \\ & - f(E, t) \int_{-\infty}^\infty d\tau K(E, \tau; T) - \frac{f(E, t)}{\tau_p} + \delta(t) \delta(E - E_0). \end{aligned} \quad (1)$$

(1) 式中忽略了因聚变反应损失的快粒子. 这里 $f(E, t) dE$ 表示单位体积中初始带电粒子经过时间 t 以后, 因慢化而处于能量 E 附近 dE 间隔内的快粒子数. $K(E, \tau; T) d\tau$ 表示能量为 E 的带电粒子单位时间内在温度为 T 的本底等离子体中因库仑碰撞而损失能量在 $\tau \rightarrow \tau + d\tau$ 间隔内的过渡几率.

设 E_A 是经过时间 t 以后快粒子的平均能量, 即

$$E_A = E_0 - \int_0^t \left(\frac{dE}{dt} \right) dt. \quad (2)$$

从物理上考虑, 大部分快粒子在经过时间 t 以后其能量分布在 E_A 附近. 近似解(1)式的主要方法是用 E_A 代替 E . 即

$$K(E, \tau; T) \approx K(E_A, \tau; T). \quad (3)$$

由于快粒子的能量展宽与它的总能量相比较小, (3) 式近似成立. 于是(1)式近似变成

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0(E, t)}{\partial t} = & \int_0^\infty f_0(E', t) K(E_A, E' - E; T) dE' - f_0(E, t) \\ & \times \int_{-\infty}^\infty K(E_A, \tau; T) d\tau \\ & - \frac{f_0(E, t)}{\tau_p} + \delta(t) \delta(E - E_0). \end{aligned} \quad (4)$$

在求解(4)式以前, 首先需要给出过渡几率 $K(E, \tau; T)$ 的具体表示式.

二、过渡几率 $K(E, \tau, T)$

带电粒子间库仑散射的碰撞几何如图 1 所示. 设本底粒子的质量为 m^* , 速度为 v^* .

快粒子的质量为 m , 速度为 v . 则在一次弹性碰撞中快粒子损失能量为^[18]

$$\tau(Q) = 2\mu \sin^2 \theta / 2(\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}) - \mu \sin \theta (\mathbf{u} \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{k}. \quad (5)$$

这里 μ 为折合质量, $\mathbf{u}, \mathbf{v}$ 分别为相对速度及质心速度, 即

$$\mu = \frac{mm^*}{(m + m^*)}, \quad (6)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{v} - \mathbf{v}^*, \quad (7)$$

$$\mathbf{v} = (m\mathbf{v} + m^*\mathbf{v}^*)/(m + m^*). \quad (8)$$

碰撞后, 入射粒子被散射到 Q 附近单位立体角内, 损失能量在 τ 附近单位能量间隔的微分截面为

$$\frac{d\sigma}{d\tau dQ} = \frac{d\sigma}{dQ} \delta(\tau - \tau(Q)). \quad (9)$$

因此, 在库仑散射中入射粒子损失能量 τ 的微分截面为(图 2)

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{2\pi} \sin \theta d\theta d\varphi \frac{d\sigma}{d\tau dQ}, \quad (10)$$

$$= \int_{\theta_1}^{\theta_2} \left(\frac{ee^*}{2\mu u^2} \right)^2 \frac{4 \sin \theta d\theta}{(1 - \cos \theta)^2} \int_{2\pi} d\varphi \delta(\tau + k_1 \sin \theta \sin \varphi - k_2 + k_2 \cos \theta). \quad (11)$$

这里

$$k_1 = \mu |\mathbf{u} \times \mathbf{v}|, \quad k_2 = \mu (\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}). \quad (12)$$

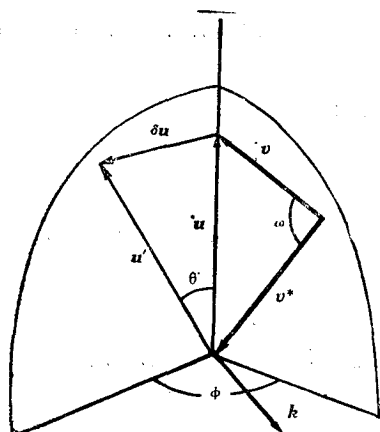


图 1

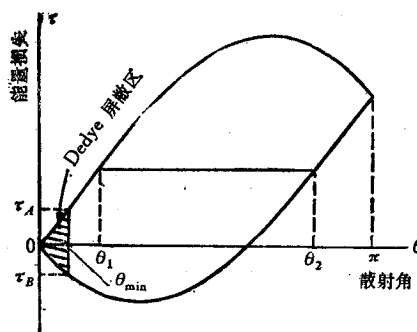


图 2

如果快粒子损失能量 τ 所对应的最小散射角大于 Debye 屏蔽角, 则(11)式可简化为

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \left(\frac{ee^*}{\mu u^2} \right)^2 \frac{(k_1^2 + \tau k_2)}{\tau^2 |\tau|} \cdot 2\pi, \quad (13)$$

$$-\sqrt{k_1^2 + k_2^2} + k_2 \leq \tau \leq \sqrt{k_1^2 + k_2^2} + k_2. \quad (14)$$

考虑 Debye 屏蔽影响的结果, (11)式要作一些修正. 当快粒子的瞄准距离大于 Debye 半径时, 可以认为快粒子与本底粒子不发生碰撞. 瞄准距离为 Debye 半径时的散射角用 $\theta_{\min}$ 表示. 当碰撞交换能量很小时, 即 τ 满足 $\tau_A \leq \tau \leq \tau_B$ 时, (11)式的积分限应从 $\theta_{\min}$ 算起. 于是

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \left(\frac{ee^*}{2\mu u^2} \right)^2 \int_{\theta_{\min}}^{\theta_z} \frac{\sin \theta d\theta}{(1 - \cos \theta)^2} \times \frac{2}{\sqrt{k_1^2 \sin^2 \theta - (\tau - k_2 + k_2 \cos \theta)^2}}, \quad (15)$$

$$\theta_{\min} = 2 \left| \frac{ee^*}{\mu u^2} \right| / \sqrt{\frac{T}{8\pi n e^2}}. \quad (16)$$

由(5)式

$$|\tau_A| \approx |\tau_B| \approx \mu \theta_{\min} (\mathbf{v} \times \mathbf{v}^*) \cdot \mathbf{k} \sim O\left(2e^2 \sqrt{\frac{8\pi n e^2}{T}}\right). \quad (17)$$

为了计算快粒子在 Maxwell 速度分布的本底等离子体的微分截面, 我们将问题提得更具体一些. 假设快粒子是由相同数目的氘、氚原子核组成, 它们平均地被看成质量为 $2.5M_p$ 的一种粒子. 本底等离子体是由同等数目的电子和上述假想粒子组成. M_p 是质子质量. 在我们感兴趣的能量范围内, 中速近似成立. 即

$$\bar{v}_p \ll v_d \ll \bar{v}_e, \quad (18)$$

$\bar{v}_p$ 是等离子体本底粒子的平均速度, v_d 是快粒子速度, $\bar{v}_e$ 是本底电子的平均速度. 下面分别计算快粒子在本底电子中损失能量的过渡几率 $K_e(E, \tau; T)$ 及在本底粒子中的过渡几率 $K_p(E, \tau; T)$.

1. $K_e(E, \tau; T)$ 的计算

在中速近似下, 当快粒子与一个速度为 v_e 的电子发生碰撞时, 其能量变化范围为

$$-m_e v_d v_e (1 + \cos \omega) \lesssim \tau \lesssim m_e v_d v_e (1 - \cos \omega), \quad (19)$$

ω 是 $\mathbf{v}_d$ 和 $\mathbf{v}_e$ 之间的夹角. 由于快粒子能量损失可正可负, 先计算 $\tau > 0$ 的情况.

$$K_e(E, \tau; T) = \int n \left(\frac{m_e}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-m_e v_e^2 / 2T} v_e^2 dv_e d\Omega_u \left(\frac{d\sigma_e}{d\tau} \right), \quad (20)$$

其中

$$\int_{4\pi} d\Omega_u \left(\frac{d\sigma_e}{d\tau} \right) \simeq \frac{4\pi^2 e^4}{v_e^3 |\tau^3|} \int_{-1}^{1-\tau/(\mu_e v_e v_d)} \left[v_e^2 v_d^2 (1 - v^2) - \frac{\tau v_e v_d}{\mu_e} v \right] dv, \quad (21)$$

$$= \frac{4\pi^2 e^4}{v_e |\tau^3|} \left(\frac{4}{3} - \frac{1}{6} \frac{\tau^3}{\mu_e^3 v_e^3 v_d^3} \right). \quad (22)$$

同样, 当 $\tau < 0$ 时, 有

$$\int_{4\pi} d\Omega_u \left(\frac{d\sigma_e}{d\tau} \right) \approx \frac{4\pi^2 e^4 v_d^2}{v_e |\tau|^3} \left(\frac{4}{3} + \frac{1}{6} \frac{\tau^3}{\mu_e^3 v_e^3 v_d^3} \right). \quad (23)$$

注意到库仑碰撞小能量交换占优的性质, 因此平均损失能量 $\bar{\tau} \ll \mu_e v_e v_d$, 故(22), (23)式括号中 τ^3 次项可以忽略, 于是

$$K_e(E, \tau; T) \approx \frac{8\pi e^4 v_d^2}{3 |\tau|^3} n \left(\frac{m_e}{2\pi T} \right)^{1/2} e^{-\tau^2 / (8m_e v_d^2 T)} \quad (-\infty < \tau < \infty). \quad (24)$$

2. $K_p(E, \tau; T)$ 的计算

由于 $v_d \gg \bar{v}_p$, 计算 $K_p(E, \tau; T)$ 的主要近似是将 v_p 看成零. 于是在碰撞中, 粒子

的能量变化为

$$0 \lesssim \tau \lesssim m_d v_d^2 / 2. \quad (25)$$

$$\begin{aligned} K_p(E, \tau; T) &\approx \int n \left(\frac{m_d}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-m_d v_p^2 / 2T} v_p^2 dv_p \cdot \frac{8\pi^2 e^4}{m_d v_d} \cdot \frac{1}{\tau^2} \\ &= \frac{2\pi e^4 n}{m_d v_d} \cdot \frac{1}{\tau^2}. \end{aligned} \quad (26)$$

于是总的过渡几率为

$$K(E, \tau; T) = K_e(E, \tau; T) + K_p(E, \tau; T). \quad (27)$$

三、慢化谱的近似解和聚变几率

求积分方程(4)的解 $f_0(E, t)$ 可采用 Fourier 变换. 令

$$\varphi_0(p, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_0(E, t) e^{i p E} dE, \quad (28)$$

经过 Fourier 变换, 方程(4)变换为

$$\frac{d\varphi_0(p, t)}{dt} = \varphi_0(p, t)g(p, t) - \varphi_0(p, t)/\tau_p + e^{iE_0 p} \delta(t). \quad (29)$$

这里

$$g(p, t) = \int_{-\infty}^{\infty} K(E_A, \tau; T)(e^{-i p \tau} - 1) d\tau. \quad (30)$$

显然

$$\varphi_0(p, t) = \begin{cases} 0 & t < 0, \\ \exp \left[-\frac{t}{\tau_p} + \int_0^t g(p, t) dt + iE_0 p \right] & t \geq 0. \end{cases} \quad (31)$$

$g(p, t)$ 可以分成两部分 $g_1(p, t)$ 和 $g_2(p, t)$, 其中

$$\begin{aligned} g_1(p, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} K_e(E_A, \tau; T)(e^{-i p \tau} - 1) d\tau \\ &\approx -ip \left(\frac{dE}{dt} \right)_e - \frac{p^2}{2} \left(\frac{dE^2}{dt} \right)_e. \end{aligned} \quad (32)$$

由于氦快粒子与本底电子在库仑碰撞中, 最大的交换能量不过是快粒子能量的很小一部分, 其份额不过 $\sim O \left(\frac{m_e}{m_d} \cdot \frac{T}{E} \right)^{1/2}$. 因此, (32) 式中仅保留到能量的二次矩, 高次矩被忽略. 而 $g_2(p, t)$ 为

$$\begin{aligned} g_2(p, t) &= \int_{\varepsilon}^{E_A} K_p(E_A, \tau; T)(e^{-i p \tau} - 1) d\tau \\ &\approx \frac{2\pi e^4 n}{m_d v_d} \left[-|p| \frac{\pi}{2} + ip(c + \ln E_A |p| - 1) \right], \end{aligned} \quad (33)$$

ε 是快粒子与本底粒子的最小交换能量. 在中速近似下有

$$\left(\frac{dE^2}{dt} \right)_e = \int n \left(\frac{m_e}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v_c^2}{2T}} dv_c^3 \int u \sigma_c(\theta, u) v_c^2 d\Omega$$

$$\begin{aligned} &\approx \frac{4\pi e^4 n (L_e - 1)}{m_d v_d} \cdot \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_e}{m_d} \cdot \frac{E_A}{T} \right)^{1/2} E_A \\ &= \left(\frac{dE}{dt} \right)_e \cdot 2T. \end{aligned} \quad (34)$$

L_e 是电子库仑对数. 这样我们得到

$$\begin{aligned} g(p, t) = &-ip \left[\left(\frac{dE}{dt} \right) + \frac{2\pi e^4 n}{m_d v_d} (1 - c - \ln E_A |p|) \right] \\ &- p^2 \left(\frac{dE}{dt} \right)_e T - \frac{2\pi e^4 n}{m_d v_d} \cdot \frac{\pi}{2} |p|. \end{aligned} \quad (35)$$

c 是 Euler 常数. 由 Fourier 逆变换, 得

$$\begin{aligned} f_0(E, t) = &\frac{e^{-t/\tau_p}}{2\pi\nu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ iq \left[\frac{E_A - E}{\nu_0} - \left(1 - c - \frac{\nu_1}{\nu_0} \right) + \ln |q| \right] \right. \\ &\left. - \frac{\pi}{2} |q| - \nu_2 q^2 \right\} dq. \end{aligned} \quad (36)$$

这里 $q = \nu_0 p$. 而 ν_0, ν_1, ν_2 分别为

$$\nu_0 = \int_0^t \frac{2\pi e^4 n}{m_d v_d} dt, \quad (37)$$

$$\nu_1 = \int_0^t \frac{2\pi e^4 n}{m_d v_d} \ln(E_A/\nu_0) dt, \quad (38)$$

$$\nu_2 = \int_0^t T \left(\frac{dE}{dt} \right)_e dt / \nu_0^2. \quad (39)$$

引入 Landau 函数 $\mathcal{L}(\lambda)$, 它的定义为

$$\mathcal{L}(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\pi x/2} \cos [x(\ln x + \lambda)] dx, \quad (40)$$

显然, 令

$$\lambda = (E_A - E)/\nu_0 - 1 + c + \nu_1/\nu_0. \quad (41)$$

由 Fourier 折积定理, (36) 式即为

$$f_0(E, t) = \frac{e^{-t/\tau_p}}{\sqrt{4\pi\nu_0^2\nu_2}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{L}(\lambda') e^{-(\lambda' - \lambda)^2/4\nu_2} d\lambda'. \quad (42)$$

方程(42)通过因子 $\mathcal{L}(\lambda')$ 将慢化谱 $f_0(E, t)$ 与 Landau 的结果联系起来, 它表示了本底粒子对快粒子慢化的影响. 另一个因子 $\exp[-(\lambda' - \lambda)^2/4\nu_2]$ 反映了本底电子对快粒子慢化的影响. 当 $\nu_2 \ll 10$ 时, 方程(42)过渡到 Landau 分布, 即 $f_0(E, t) \approx \mathcal{L}(\lambda) \times e^{-t/\tau_p}/\nu_0$. 这时本底电子对快粒子慢化作用可以忽略. 如果 $\nu_2 \gg 10$, 则 $f_0(E, t) \approx \exp \left[-\frac{t}{\tau_p} - \frac{(\lambda' - \lambda)^2}{4\nu_2} \right] / (4\pi\nu_2)^{1/2}$, 即方程(42)过渡到 Fokker-Planck 解的形式. 这对应于本底电子对快粒子的慢化起主要作用的情况. 慢化谱的近似解(42)式虽与 Landau 的结果有某些相似之处, 但所有慢化参数需按本文重新定义.

有了快粒子慢化谱(42)式, 就可以研究聚变几率和能量增益. 定义聚变几率为一个快粒子进入热核聚变等离子体后到它逸出聚变等离子体之间发生聚变反应的几率 R^* , 若 R 为瞬时反应率, 则

$$R^* = \int_0^\infty \int_0^{E_0} n \langle \sigma v \rangle f_0(E, t) dE dt = \int_0^\infty R(t) dt. \quad (43)$$

n 为等离子体密度. $\langle \sigma v \rangle$ 是快粒子在密度为 1 的等离子体中每秒发生热核反应的几率. $\langle \rangle$ 表示对等离子体的速度分布取平均, 即

$$\langle \sigma v \rangle = \int d^3 v_p u \sigma(\varepsilon) \left(\frac{m_d}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_d v_p^2}{2T}}. \quad (44)$$

u 为相对速度 $|\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_p|$, ε 为相对能量 $\frac{m_d}{2} u^2$. 反应截面数据取自文献 [19]. 能量增益因子 G 定义为

$$G = \frac{R^* E_l}{E_0} = 2.24 \times 10^4 \frac{R^*}{E_0}. \quad (45)$$

为了计算 $\langle \sigma v \rangle$, 我们注意到当快粒子动能 $E \gg T$ 时, σ 可以近似表为

$$\sigma(\varepsilon) \approx \sigma(E) + \sigma'(\varepsilon - E) + \frac{\sigma''}{2}(\varepsilon - E)^2. \quad (46)$$

相应地

$$\langle \sigma v \rangle \approx \langle \sigma v \rangle_1 + \langle \sigma v \rangle_2 + \langle \sigma v \rangle_3, \quad (47)$$

其中

$$\langle \sigma v \rangle_1 = \int_0^\infty \int_0^\pi u \sigma(E) \left(\frac{m_d}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_d v_p^2}{2T}} 2\pi v_p^2 dv_p \sin \theta d\theta, \quad (48)$$

$$= \sigma(E) v_d \left(1 + \frac{T}{2E} \right). \quad (49)$$

$$\langle \sigma v \rangle_2 = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\pi u(u^2 - v_d^2) \frac{m_d}{2} \sigma'(E) \left(\frac{m_d}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_d v_p^2}{2T}} v_p^2 dv_p \sin \theta d\theta, \quad (50)$$

$$= 2\sigma'(E) T v_d \left(\frac{5}{4} + \frac{3}{8} \frac{T}{E} \right). \quad (51)$$

$$\langle \sigma v \rangle_3 = \pi \sigma''(E) \int_0^\infty \int_0^\pi u(u^2 - v_d^2)^2 \frac{m_d^2}{4} \left(\frac{m_d}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_d v_p^2}{2T}} v_p^2 dv_p \sin \theta d\theta, \quad (52)$$

$$= \sigma'' T E v_d \left(\frac{1}{2} + \frac{39}{8} \frac{T}{E} \right). \quad (53)$$

最后

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle \approx v_d & \left[\sigma(E) \left(1 + \frac{T}{2E} \right) + \sigma'(E) T \left(\frac{5}{2} + \frac{3}{4} \frac{T}{E} \right) \right. \\ & \left. + \sigma'' \left(\frac{1}{2} + \frac{39}{8} \frac{T}{E} \right) E T \right]. \end{aligned} \quad (54)$$

四、计算结果和讨论

在具体计算中我们选择了两组参数. 第一组为 $n = 10^{24}$, $T = 10\text{keV}$, $E_0 = 100\text{keV}$, 40keV , τ_p 分别为 10^{-11} , 10^{-10} , 10^{-9}sec . 第二组为 $n = 10^{14}$, $T = 10\text{keV}$, $E_0 = 40\text{keV}$, 100keV , τ_0 分别为 0.1, 0.3, 1.0, 3.0, 10sec . 第一组数据相当于用重粒子轰击固体

氘氚靶丸的情况。第二组数据是普通磁约束等离子体中, 由中性束注入引发核聚变的情况, 这是双成份堆运转的一种较典型的参数。计算结果如下。

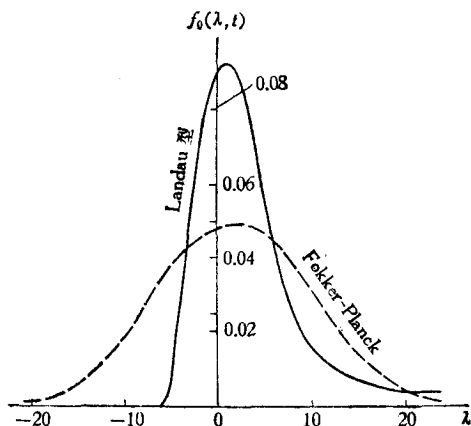


图 3

实线为本文结果, 虚线为 Fokker-Planck 方程的解; 等
离子体温度 $T = 10\text{keV}$; $E_0 = 40\text{keV}$;
 $\xi_0 = 0.02E_0$; $n_0 = 10^{24}$

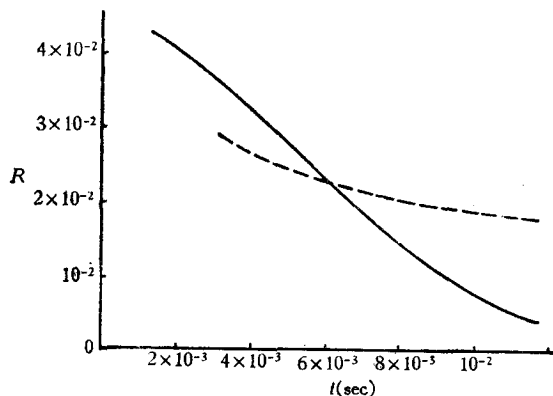


图 4

实线为本文结果; 虚线为 Fokker-Planck 方程计算结果;
 $T = 10\text{keV}$; $E_0 = 40\text{keV}$; $n_0 = 10^{14}$

图 3 中比较了 Fokker-Planck 方程的解与本文所计算的慢化谱。可以看出它们之间的差别是明显的。这些差别对聚变反应率的计算的影响不应忽略。

图 4 是聚变反应率 R 随时间的变化。作为比较也画出了用 Fokker-Planck 方程算出的慢化谱所产生的反应率随时间变化的曲线。可以看出, 当快粒子慢化到中期以后, 两种理论算出的瞬时反应率 R 相差可达几倍。这是可以预期的, 原因是能量弥散程度在两种理论中相差很大。这点从图 3 也可以看得出来。总的来说, Fokker-Planck 理论对本底粒子引起的快粒子能量弥散程度估计高了, 因而当大部分粒子的能量因慢化实际上已经降到聚变反应难于发生时, 在 Fokker-Planck 理论中却还有相当一部分粒子处于较高能量

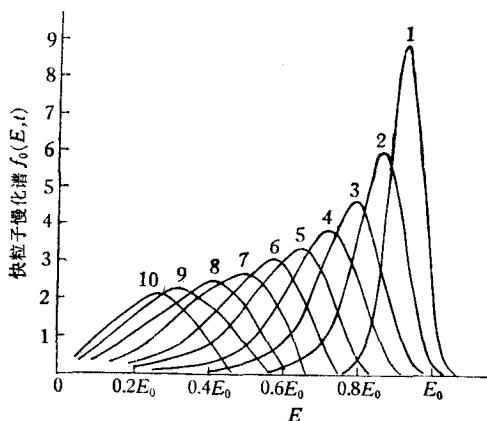


图 5

快粒子在温度为 10keV 的氘氚靶丸中慢化过程
 $E_0 = 40\text{keV}$, $n_0 = 10^{24}$, 第 1 条曲线是经过
 $t = 10^{-13}$ 秒后快粒子形成的慢化谱, 第 k 条曲
线是经过 $k \cdot 10^{-13}$ 秒后快粒子形成的慢化谱

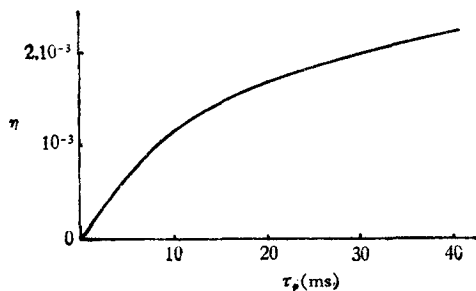


图 6

$T = 10\text{keV}$; $n_0 = 10^{14}$

状态中, 结果使 R 的计算结果与实际不符. 这进一步说明了获得更准确的快粒子慢化谱的必要性.

图 5 给出了快粒子在不同时刻慢化谱的演化过程. 慢化介质是密度为 10^{24} 的氘氚靶丸.

图 6 给出了磁约束聚变等离子体中能量增益因子与粒子约束时间 τ_p 的关系. 可以看出, 粒子约束时间 τ_p 越长, 入射的快粒子与本底等离子体发生热核反应的机会越多, 燃烧越充分, 因而能量增益因子越大. 反之, 若 τ_p 越短, 则能量增益越小. 所以, 在聚变堆的条件下, 改善粒子约束时间对提高聚变反应率和能量增益有一定的好处.

金星南先生曾审阅此工作. 本文数值计算工作由杨海祥同志完成, 李鹏举同志和本文作者之一进行过有益的讨论. 作者在此对他们的帮助和讨论表示深切谢意.

参 考 文 献

- [1] N. Bohr, Kgl. danske, Vid. Selsk, Mat-Fys, Medd, 18, No. 8 (1948).
- [2] E. J. William, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, 125(1929), 420.
- [3] L. V. Spencer and U. Fano, *Phys. Rev.*, 93(1954), 1172.
- [4] M. Rosenbruth *et al.*, *Phys. Rev.*, 107(1957), 1.
- [5] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience New York. (1962).
- [6] Fowler *et al.*, *Plasma Phys.*, 4(1962), 311.
- [7] Fowler *et al.*, *Plasma Phys.*, 8(1966), 121.
- [8] Futch *et al.*, *Plasma Phys.*, 14(1972), 211.
- [9] Dawson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 26(1971), 1156.
- [10] D. L. Jassby, *Nucl. Fusion.*, 15(1975), 453.
- [11] Killeen and A. H. Futch, *J. Comput. Phys.*, 2(1968), 236.
- [12] 霍裕昆, 核聚变, 1(2) (1980), 103.
- [13] L. Landau, *J. Phys. USSR*, 8(1944), 201.
- [14] K. R. Symon, "Fluctuations in Energy Loss by High Energy Charged Particles in Passing Through Matter" Thesis, Harvard Univ., (1948).
- [15] B. B. Чавиандзе, *Ж.Э.Т.Ф.*, 26(1954), 179.
- [16] P. V. Vavilov, *Zh. Exper. Teor. Fiz.*, 32(1957), 320.
- [17] E. R. Cohen, *Peaceful Uses of Atomic Energy*, vol. 5, Physics of Reactor Design. (1955), 405.
- [18] D. V. Sivukhin, *Reviews of Plasma Physics*, 4(1966), 93.
- [19] L. G. Kuo-Petravich *et al.*, *Nuclear Fusion Reactors*, (1969) (Proceedings), p. 165.

THE SLOWING DOWN OF FAST PARTICLES PASSING THROUGH FUSION PLASMA AND THE ENERGY GAIN OF FUSION REACTION

LUO ZHENG-MING

(Southwestern Institute of Physics, Leshan, Sichuan, China)

TEN LE-GIANG

(Sichuan University)

ABSTRACT

The extended Landau theory about slowing down of electron traversing through matter has been applied to the investigation of slowing down of fast charged particles passing through fusion plasma. It is shown that there are some obvious differences between the solution of Fokker-Planck equation and our results. These differences come from different descriptions for larger energy exchange events in collisions. As a concrete application of the present theory, the energy gain of the fusion reaction produced by mixed deuterium and tritium beam has been calculated and the significance of improving particle confinement time has been shown.