第 50 卷 第 4 期 2001 年 4 月
1000-3290/2001/50(04)/0721-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol. 50, No. 4, April, 2001

离子声波对电子输运的影响*

郑 坚 刘万东 俞昌旋

(中国科学技术大学近代物理系,合肥 230027)

(2000 年 11 月 12 日收到)

从 Balescu-Lenard 碰撞项出发,得到了电子-电子通过交换离子声波对碰撞的贡献项,并计算了电子输运(热导)系数. 计算结果表明,由于离子声波的作用电子热导系数有所下降.

关键词:电子输运,离子声波,Balescu-Lenard 方程

PACC:5225F,5225D

1 引 言

等离子体输运[1,2]是等离子体物理学中一个关键问题,它决定了等离子体随空间和时间的演化. 在激光核聚变研究中,电子的输运性质尤其重要,这是因为激光产生等离子体时,激光能量首先通过逆轫致辐射吸收淀积在电子上,然后再通过输运将能量传递给未受到激光辐照的等离子体区域. 不仅等离子体的宏观流体力学状态与输运密切相关,等离子体中的集体运动也与输运密切相关. 研究表明离子声波的频率和阻尼率就与等离子体的输运系数(热导和黏滞)有关[3]. 近年来,等离子体输运得到了广泛的研究[4—7],这些工作通过数值求解 Fokker-Planck(FP)方程,在很宽的碰撞参数范围内计算了等离子体的各种输运系数.

然而上述工作所采用的 FP 算子均为没有考虑等离子体动力学屏蔽效应的 Landau 碰撞积分. 众所周知,Landau 碰撞积分在小角度散射极限是发散的. 这个发散的根源于 Coulomb 力的长程性. 然而由于等离子体的屏蔽,带电粒子的 Coulomb 场在远处迅速衰减,Landau 碰撞项里的发散困难实际上不存在. 等离子体屏蔽对碰撞的影响在 Balescu-Lenard (BL)碰撞积分中得到了体现. 由于自洽地考虑了等离子体屏蔽的作用,该碰撞项自然地消除了在小角度散射极限发散的困难. 等离子体屏蔽效应不仅消除了碰撞项在小角度散射下的发散困难,它还引入了新的散射机制:带电粒子通过吸收和发射等离子体波发生相互作用. 这种效应有时被称为动力学屏蔽. Rosenbluth 和 Liu[8]首先讨论了等离子体波在横越磁场输运中的作用. 最近 Dubin 和 O'Neil 又在非中性等离子体中就此问题进行了研究[9]. 与这些工作的出发点不同,本文从 BL 碰撞积分出发,导出动力学屏蔽贡献的碰撞项,并重新计算无磁化等离子体中的电子热导系数.

2 动力学屏蔽对电子-电子碰撞的贡献

本节里跟随 Lifshitz 和 Pitaevskii[10],从 BL 碰撞积分导出动力学屏蔽所贡献的碰撞项. 为此首先从 BL 碰撞积分出发,

$$C_{\mathrm{ee}}(f_{\mathrm{e}},f_{\mathrm{e}}) = -\frac{1}{m_{\mathrm{e}}^2}\frac{\partial}{\partial v_\alpha}\int\left[f_{\mathrm{e}}(\boldsymbol{v})\frac{\partial f_{\mathrm{e}}(\boldsymbol{v}')}{\partial v_\beta'} - f_{\mathrm{e}}(\boldsymbol{v}')\frac{\partial f_{\mathrm{e}}(\boldsymbol{v})}{\partial v_\beta}\right]B_{\alpha\beta}\mathrm{d}^3v', \quad (1)$$

式中 m_{e} 为电子质量,f_{e} 为电子分布函数,$B_{\alpha\beta}$为二阶张量,其定义为

$$B_{\alpha\beta} = 2e^4\int_{-\infty}^{\infty}\int_{k\leqslant k_{\max}}\delta(\omega-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v})\delta(\omega-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}')\frac{k_\alpha k_\beta\mathrm{d}^3k\,\mathrm{d}\omega}{k^4\,|\,\epsilon(\omega,\boldsymbol{k})\,|^2}, \quad (2)$$

式中 $\epsilon(\omega,k)$为等离子体介电函数.

动力学屏蔽对碰撞的影响就包含在(2)式等号右边被积式里的等离子体介电函数 ϵ 里. 不考虑屏

* 国家自然科学基金(批准号:19905009 和 199975047),国家高科技惯性约束聚变青年基金(批准号:416-98-11),国家高技术惯性约束聚变基金(批准号:416-3-1.2)资助的课题.

蔽效应时，即 $\epsilon = 1$，就回到了通常的 Landau 碰撞项. 动力学屏蔽作用就体现在使 $\epsilon(\omega, k) = 0$ 的那些频率 ω 和波数 k 对积分(2)式的贡献. 众所周知，满足 $\epsilon(\omega, k) = 0$ 的频率和波数正是等离子体中的静电波的频率和波数. 因此可以认为等离了体中的电子通过吸收和发射等离子体波产生相互作用，从而发生散射. 既然电子通过等离子体波传递相互作用，那么这种散射发生的强度就与等离子体波的性质密切相关. 当等离子体的电离-温度比 ZT_e/T_i(Z 为离子电荷数，$T_{e,i}$ 为电子和离子温度)比较低，即 $ZT_e/T_i \sim 1$，在等离子体中能够传播的静电波仅有电子等离子体波，离子声波则由于强烈的 Landau 阻尼而不能在等离子体中传播. 但是电子等离子体波的相速度 v_{ph} 远远大于电子的热速度 $v_e = (T_e/m_e)^{1/2}$，结果使通过交换电子等离子体波而发生相互作用的电子的数目仅是一个指数式的小量[$\propto \exp(-v_{ph}^2/2v_e^2)$]，因此电子等离子体波对碰撞项的贡献可以忽略. 然而当等离子体的电离-温度比很高，即 $ZT_e/T_i \gg 1$，离子声波是弱阻尼的，能够在等离子体中传播. 离子波的相速度远小于电子的热速度，因此通过交换离子波发生散射的电子的数目就不再是一个小量. 在这种条件下，波-粒子相互作用对碰撞项的影响就有可能达到不可忽视的程度. 在激光聚变实验中，激光与中高 Z 固体靶作用产生的等离子体轻易满足 $ZT_e/T_i \gg 1$ 的条件，这使得动力学屏蔽有可能发生显著作用.

令 $B_{\alpha\beta}^{pl}$ 和 C_{ee}^{pl} 为动力学屏蔽效应对电子-电子碰撞量 $B_{\alpha\beta}$ 和 C_{ee} 的额外贡献，它们来自(2)式中满足离子声色散关系的频率 ω 和波数 k 对积分的贡献. 当 ω 沿着实轴积分时，介电函数 $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ 的实部将通过零点，而其虚部则保持为一个很小的值. 利用介电函数的这个性质，可以将 $|\epsilon|^{-2}$ 近似为

$$\frac{1}{|\epsilon|^2} = \frac{1}{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} = \frac{\pi}{|\epsilon''|}\delta(\epsilon'), \tag{3}$$

式中 $\delta(x)$ 为 δ 函数. 由于离子声波的频率很低，满足 $\omega \ll kv_e$，因此忽略掉方程(2)被积式中 δ 函数宗量中的频率. 利用(3)式，有

$$B_{\alpha\beta}^{pl} = 2\pi e^4 \int_{-\infty}^{\infty}\int \delta(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v})\delta(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}')\delta(\epsilon') \cdot \frac{k_\alpha k_\beta \mathrm{d}^3k\,\mathrm{d}\omega}{k^4|\epsilon''(\omega,k)|^2}.$$

对积分变量作适当的代换后，上式可简化为[10]

$$B_{\alpha\beta}^{pl} = \frac{4\pi e^4 n_\alpha n_\beta}{|\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{v}'|}\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{\delta[\epsilon'(\omega,\kappa)]}{k^2|\epsilon''(\omega,k)|}\mathrm{d}\omega\mathrm{d}k, \tag{4}$$

式中 $\kappa = \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{n}$，$\boldsymbol{n}$ 为沿 $\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{v}'$ 方向的单位矢量. 引入无量纲参量 L_1，

$$L_1 = \frac{2}{(2/\pi)^{1/2}v_e ZT_e/T_i}\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{\delta[\epsilon'(\omega,k)]}{k^2|\epsilon''(\omega,k)|}\mathrm{d}\omega\mathrm{d}k, \tag{5}$$

于是(4)式可简写为

$$B_{\alpha\beta}^{pl} = \frac{2\sqrt{2\pi}e^4 v_e ZT_e L_1}{T_i}\frac{n_\alpha n_\beta}{|\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{v}'|}. \tag{6}$$

将处于离子声波段的等离子体介电函数

$$\epsilon'(\omega,k) = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{1}{k^2\lambda_{De}^2},$$

$$\epsilon''(\omega,k) = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega}{k_3}\left\{\frac{\omega_{pe}^2}{v_e^3} + \frac{\omega_{pi}^2}{v_i^3}\exp(-\omega^2/2k^2v_e^2)\right\}$$

代入(5)式，得到 L_1 的近似表达式为

$$L_1 \sim \frac{1}{\ln(Z^2 m_i T_e^3/m_e T_i^3)}. \tag{7}$$

在计算等离子体输运系数时，通常假定等离子体仅微弱偏离平衡态. 在这样的假定下可以将碰撞项线性化. 线性化 Landau 碰撞项是已知的，只需要将 C_{ee}^{pl} 在平衡态附近线性化. 首先将电子分布函数分解为

$$f_e(\boldsymbol{v}) = F_0(v) + f(\boldsymbol{v}), \tag{8}$$

式中 F_0 为电子平衡分布函数，为局域 Maxwell 分布，$f(\boldsymbol{v})$ 为电子扰动分布函数，与平衡分布函数相比，它是一个小量，即 $|f/F_0| \ll 1$. 将(4)和(8)式代入(1)式，得到线性化的 C_{ee}^{pl}，

$$C_{ee}^{pl} = -\frac{2\sqrt{2\pi}e^4 v_e ZT_e L_1}{m_e^2 T_e}\frac{\partial}{\partial v_\alpha}\int\left[F_0(v)\frac{\partial f(\boldsymbol{v}')}{\partial v_\beta'} - F_0(v')\frac{\partial f(\boldsymbol{v})}{\partial v_\beta}\right]\frac{n_\alpha n_\beta}{vv'\sin\Theta}\mathrm{d}^3v', \tag{9}$$

式中 Θ 为 $\boldsymbol{v}$ 和 $\boldsymbol{v}'$ 之间的夹角. 在写出(9)式时，利用了等式 $\boldsymbol{n}\cdot\partial F_0(v)/\partial\boldsymbol{v} = \boldsymbol{n}'\cdot\partial F_0(v)/\partial\boldsymbol{v}' = 0$. 为简化问题，将分布函数 F_0 和 f 以及速度变量 v_α 无量纲化：$F_0 \to F_0 N_e/(2\pi v_e^2)^{3/2}$，$f \to fN_e/(2\pi v_e^2)^{3/2}$，$v_\alpha \to v_e v_\alpha$. 于是方程(9)重写为

$$C_{ee}^{pl} = -\frac{N_e}{(2\pi v_e^2)^{3/2}}\frac{ZN_e e^4 L_1}{\pi m_e^{1/2}T_e^{1/2}T_i}\frac{\partial}{\partial v_\alpha}\int\left[F_0(v)\frac{\partial f(\boldsymbol{v}')}{\partial v_\beta'} - F_0(v')\frac{\partial f(\boldsymbol{v})}{\partial v_\beta}\right]\frac{n_\alpha n_\beta}{vv'\sin\Theta}\mathrm{d}^3v'. \tag{10}$$

在后面的计算中，将碰撞项用 Legendre 函数进行展开比较方便. 为此首先将扰动分布函数用 Legendre 多项式进行展开，

$$f = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(v)\mathrm{P}_l(\cos\theta), \tag{11}$$

式中 θ 为速度 v 与等离子体参数梯度方向的夹角. 将展开式(11)代入(10)式,得到

$$C_{ee}^{pl} = -\frac{N_e}{(2\pi v_e^2)^{3/2}}\frac{\pi Z N_e e^4 L_1}{m_e^{1/2} T_e^{1/2} T_i}\left\{\frac{1}{2v^3}\sum_{l=0}^{\infty} l(l+1) \cdot f_l(v) P_l(\cos\theta) - \frac{2}{v^2}F_0\sum_{k=0}^{\infty} P_{2k+1}(\cos\theta) \cdot \frac{\Gamma(k+3/2)\Gamma(k+1/2)}{(k+1)!k!\Gamma^2(1/2)}\int_0^{\infty} f_{2k+1}(v')\mathrm{d}v'\right\}, \tag{12}$$

式中 $\Gamma(x)$ 为伽马函数. 容易验证,(12)式依然保持粒子数、动量和能量守恒. 注意到(12)式中因子 $\pi Z N_e e^4 L_1 / m_e^{1/2} T_e^{1/2} T_i$ 具有时间倒数的量纲,由此引入一个特征时间 τ_{ee}^{pl},

$$\frac{1}{\tau_{ee}^{pl}} = \frac{\sqrt{2\pi}}{3}\frac{Z N_e e^4 L_1}{m_e^{1/2} T_e^{1/2} T_i} = \frac{L_1 Z T_e}{4\ln\Lambda T_i}\frac{1}{\tau_{ee}}, \tag{13}$$

式中 $\ln\Lambda$ 为 Coulomb 对数, $\tau_{ee} = 3 m_e^{1/2} T_e^{3/2} / 4(2\pi)^{1/2} N_e e^4 \ln\Lambda$ 为 Braginskii 定义的电子-电子碰撞时间.

3　电子的输运系数

当等离子体非均匀尺度远大于粒子的平均自由程,即等离子体处于流体力学极限时,Chapman-Enskog 方法能够精确地给出输运系数. 在流体力学极限下,电子平衡分布函数通过等离子体参数依赖于空间变量,

$$F_0(\boldsymbol{r}, v) = \frac{N_e(\boldsymbol{r})}{(2\pi)^{3/2}(T_e(\boldsymbol{r})/m_e)^{3/2}}\exp\left\{-\frac{m_e v^2}{2T_e(\boldsymbol{r})}\right\}, \tag{14}$$

式中忽略了电子漂移. 电子输运方程为

$$\boldsymbol{v} \cdot \nabla F_0 - \frac{e\boldsymbol{E}}{m_e} \cdot \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{v}} F_0 = C_{ei} + C_{ee} + C_{ee}^{pl}, \tag{15}$$

式中 $\boldsymbol{E}$ 为等离子体内的静电场, C_{ei} 和 C_{ee} 为线性化的电子-离子以及电子-电子 Landau 碰撞项. 将(14)式代入输运方程(15)等号左边,通过简单的运算得到

$$v P_1(\cos\theta)\left[\left(\frac{eE}{T_e} + \frac{1}{P_e}\frac{\partial P_e}{\partial x}\right) + \frac{1}{T_e}\left(\frac{v^2}{2v_e^2} - \frac{5}{2}\right)\frac{\partial T_e}{\partial x}\right] F_0 = C_{ei} + C_{ee} + C_{ee}^{pl}, \tag{16}$$

式中假定等离子体的梯度沿 x 方向. 线性化的电子-离子Landau 碰撞项(忽略电子-离子之间的能量交换)为[2]

$$C_{ei} = \frac{4\pi Z_i Z^2 e^4 \ln\Lambda}{2 m_e^2 v^3}\left[\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{v}} \cdot (v^2 \boldsymbol{I} - \boldsymbol{v}\boldsymbol{v}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}} + \frac{m_e}{T_e}\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{u}_i F_0\right],$$

式中 $\boldsymbol{u}_i$ 为离子漂移速度. 为了消去离子漂移,将在离子漂移为零 的坐标系里进行计算,这等价于作如下变换:

$$f = \frac{m_e}{T_e}\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{u}_i F_0 + g, \tag{17}$$

于是电子-离子碰撞项变为

$$C_{ei} = \frac{4\pi N_i Z^2 e^4 \ln\Lambda}{2 m_e^2 v^3}\left[\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{v}} \cdot (v^2 \boldsymbol{I} - \boldsymbol{v}\boldsymbol{v}) \cdot \frac{\partial g}{\partial \boldsymbol{v}}\right].$$

将 g 用 Legendre 多项式展开, $g = \sum_{n=0}^{\infty} g_l(v/v_e) \cdot P_l(\cos\theta)$, C_{ei} 简化为

$$C_{ei} = -\frac{3\sqrt{2\pi}}{3\tau_{ei}(v/v_e)^3}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{l(l+1)}{2} g_l(v/v_e) P_l(\cos\theta), \tag{18}$$

式中 τ_{ei} 为 Braginskii 定义的电子-离子碰撞时间[1]. 碰撞项 C_{ee} 的 Legendre 展开式十分复杂,这里不再列出,其具体形式可参阅文献[6]. 由于电子-电子碰撞项 C_{ee} 和 C_{ee}^{pl} 保持电子动量守恒的缘故,引入变换(17)式后,方程的形式保持不变.

引入两个不依赖于速度的变量[2]:

$$A_1 = \frac{eE}{T_e} + \frac{1}{P_e}\frac{\partial P_e}{\partial x}, \tag{19}$$

$$A_2 = \frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial x}, \tag{20}$$

那么关于 g 的方程为

$$C_{ei} + C_{ee} + C_{ee}^{pl} = v P_1(\cos\theta)\left[A_1 + \frac{1}{2}\left(\frac{v^2}{v_e^2} - 5\right) A_2\right] F_0. \tag{21}$$

因此 g 必定为 A_1 和 A_2 线性函数. 求得分布函数 g 之后,就可以得到任何有关电子的物理量. 例如电流密度 j 以及电子热流 q,它们也将为 A_1 和 A_2 的线性函数:

$$j/e = -\int \mathrm{d}^3 v P_1(\cos\theta) g = \frac{N_e T_e \tau_{ei}}{m_e}(\lambda_{11} A_1 + \lambda_{12} A_2), \tag{22}$$

$$-q/T_e = -\int \mathrm{d}^3 v \left(\frac{v^2}{2v_e^2} - \frac{5}{2}\right) v P_1(\cos\theta) g = \frac{N_e T_e \tau_{ei}}{m_e}(\lambda_{21} A_1 + \lambda_{22} A_2). \tag{23}$$

将输运关系式(22)和(23)改写为广义 Ohm 定律和广义 Fourier 定律的形式,

$$E+\frac{1}{eN_{\mathrm{e}}}\frac{\partial P_{\mathrm{e}}}{\partial x}=\frac{j}{\sigma}-\frac{\alpha}{e}\frac{\partial T_{\mathrm{e}}}{\partial x}, \tag{24}$$

$$q=-\alpha T_{\mathrm{e}}j/e-\kappa\frac{\partial T_{\mathrm{e}}}{\partial x}, \tag{25}$$

于是输运系数与系数 λ_{ij} 的关系为

$$\sigma=\lambda_{11}N_{\mathrm{e}}e^2\tau_{\mathrm{ei}}/m_{\mathrm{e}},\quad \alpha=\lambda_{12}/\lambda_{11},$$
$$\kappa=(\lambda_{22}-\lambda_{12}^2/\lambda_{11})N_{\mathrm{e}}T_{\mathrm{e}}\tau_{\mathrm{ei}}/m_{\mathrm{e}}. \tag{26}$$

由于方程(21)等号左边仅包含一阶的 Legendre 函数,因此 g 的 Legendre 展开式中也将只存在 $l=1$ 的项,而 g 的速度部分则用 Sonine-Laguerre 多项式展开[1],于是有如下展开式:

$$g=(v/v_{\mathrm{e}})\mathrm{P}_1(\cos\theta)\sum_{n=0}^{N}a_nS_n^{3/2}(v^2/2v_{\mathrm{e}}^2)F_0, \tag{27}$$

式中 $S_n^{3/2}(x)$ 为 Sonine-Laguerre 多项式. 将展开式(27)代入方程(21),将方程等号两边同时乘以 $(v/v_{\mathrm{e}})S_m^{3/2}$,然后对 $v^2\mathrm{d}v$ 求积分,得到如下代数方程:

$$-\frac{1}{\tau_{ei}}\sum_{n=0}^{N}\left(c_{mn}+\frac{1}{Z}d_{mn}\right)a_n$$
$$-\frac{1}{\tau_{\mathrm{ee}}^{\mathrm{pl}}}\sum_{n=0}^{N}b_{mn}a_n=\alpha_1\delta_{m,0}+\beta_1\delta_{m,1}. \tag{28}$$

方程(28)等号左边的系数 b_{mn},c_{mn} 和 d_{mn} 关于下标是对称的,而右边的系数 α_1 和 β_1 为

$$\alpha_1=v_{\mathrm{e}}A_1,\quad \beta_1=-\frac{5}{2}v_{\mathrm{e}}A_2. \tag{29}$$

为了得到 g 的近似表达式,在展开式(27)中,取 $N=2$ 就可以得到相当准确的结果[2]. 方程(28)等号左边各项系数为

$$b_{0n}=0,\quad b_{11}=1,\quad b_{12}=\frac{3}{2},\quad b_{22}=\frac{13}{4}, \tag{30}$$

$$c_{00}=1,\quad c_{01}=\frac{3}{2},\quad c_{02}=\frac{15}{8},$$
$$c_{11}=\frac{13}{4},\quad c_{12}=\frac{69}{16},\quad c_{22}=\frac{433}{64} \tag{31}$$

和

$$d_{0n}=0,\quad d_{11}=\sqrt{2},$$
$$d_{12}=\frac{3\sqrt{2}}{4},\quad d_{22}=\frac{45\sqrt{2}}{16}. \tag{32}$$

解代数方程(28),就可得到展开系数 $\{a_n\}$,于是也就近似求得分布函数 g,再由(26)式,就得到了电子热导系数 $\kappa_0=(\lambda_{22}-\lambda_{12}^2/\lambda_{11})$. 表 1 列出计算结果. 为方便起见,还引入了比例因子 $\eta=\tau_{\mathrm{ee}}/\tau_{\mathrm{ee}}^{\mathrm{pl}}=ZT_{\mathrm{e}}/4T_{\mathrm{i}}L_1\ln\Lambda$,这个因子表征动力学屏蔽作用的大小. 由表 1 可以看到,由于动力学屏蔽效应,电子热导系数变小.

电子之间通过离子声波发生相互作用,从碰撞效果来看,等效于增加了电子-电子的碰撞频率. 这一点可以从方程(28)清楚地看到:$c_{mn}/\tau_{\mathrm{ei}}$ 为电子-离子碰撞的贡献,$d_{mn}/Z\tau_{\mathrm{ei}}=d_{mn}/\tau_{\mathrm{ee}}$ 为电子-电子 Coulomb 散射的贡献,而 $b_{mn}/\tau_{\mathrm{ei}}^{\mathrm{pl}}$ 为电子-电子通过离子声波发生散射的贡献. 由此可以认为,由于离子声波的作用,电子-电子碰撞频率增加为 $1/\tau_{\mathrm{ee}}+1/\tau_{\mathrm{ee}}^{\mathrm{pl}}$. 从物理上看,电子之间通过电子-电子散射能够有效地发生能量转移,从而使电子的速度分布趋向 Maxwell 分布. Epperlein[6] 在数值求解 FP 方程时发现,电子-电子碰撞在等离子体输运中的主要作用,就是促使电子热化,从而使电子热导降低. 因此,若有额外的机理增加电子-电子碰撞频率,必定会使等离子体更加接近流体状态,从而导致电子热导进一步降低. 从表 1 的结果还可以看到,只有在因子 $\alpha>1$ 且 Z 值较低时,电子热导才会因离子声波的作用而发生显著变化,其中 $\alpha>1$ 的要求很苛刻. 当 $Z=1$ 且 Column 对数 $\ln\Lambda$ 取为 10 时,这个条件约要求 $T_{\mathrm{e}}/T_{\mathrm{i}}>10^3$. 在激光等离子体中,在高于临界面附近的区域有可能满足这个条件.

表 1 电子热导系数 k_0 与等离子体电荷态 Z 和比值 $\tau_{\mathrm{ee}}/\tau_{\mathrm{ee}}^{\mathrm{pl}}$ 的关系

	$\alpha=0.01$	$\alpha=0.02$	$\alpha=0.05$	$\alpha=0.1$	$\alpha=0.2$	$\alpha=0.5$	$\alpha=1$	$\alpha=10$	$\alpha=0$
$Z=1$	3.16	3.15	3.14	3.11	3.06	2.93	2.73	1.23	3.16
$Z=4$	6.91	6.90	6.89	6.85	6.78	6.59	6.30	3.60	6.92
$Z=8$	8.84	8.84	8.82	8.79	8.73	8.56	8.30	5.43	8.85
$Z=64$	11.9	11.9	11.8	11.8	11.8	11.8	11.7	10.6	11.9

4 结 论

本文从 Balescu-Lenard 碰撞积分得到了电子之间通过离子声波发生散射的碰撞项 $C_{\mathrm{ee}}^{\mathrm{pl}}$,并重新计算了电子的热导系数. 由于电子之间通过交换离子声波发生散射等效于增加了电子-电子碰撞频率,在

离子声波的作用下,电子热导降低.计算结果还表明,仅当电子与离子温度之比非常大($T_e/T_i>10^3$)且等离子体的平均电荷态较低时,离子声波对电子输运系数才有显著的影响.

[1] S. I. Braginskii, Transport Processes in a Plasma, In ed. M. A. Leontovich, Reviews of Plasma Physics (Consultants Bureau, New York, 1965), pp. 205—311.

[2] F. L. Hinton Collisional Transport in Plasma, In eds. M. N. Rosenbluth, R. Z. Sagdeev. Handbook of Plasma Physics, Vol. **1** (North-Holland, Amsterdam, 1983), pp. 147—197.

[3] M. D. Tracy *et al*., *Phys. Fluids*, **B5** (1993), 1430.

[4] A. R. Bell, *Phys. Fluids*., **26** (1983), 279.

[5] E. M. Epperlein *et al*., *Phys. Rev. Lett*., **69** (1992), 1765.

[6] E. M. Epperlein, *Phys. Plasmas*, **1** (1994), 109.

[7] V. Yu. Bychenkov *et al*., *Phys. Rev. Lett*., **75** (1995), 4405.

[8] M. N. Rosenbluth, C. S. Liu, *Phys. Fluids*, **19** (1976), 815.

[9] D. H. E. Dubin, T. M. O'Neil, *Phys. Rev. Lett*., **78** (1997), 3868.

[10] E. M. Lifshitz, L. P. Pitaevskii, Physical Kinetics (Pergamon, Oxford, 1981), p. 193.

EFFECT OF ION-SOUND WAVES ON ELECTRON TRANSPORT*

ZHENG JIAN　LIU WAN-DONG　YU CHANG-XUAN

(*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei*　230027, *China*)

(Received 12 November 2000)

ABSTRACT

Since electrons can exchange energy via emitting and absorbing plasma waves, the effect of ion sound waves on electron transport is studied. The electron thermal conductivity is calculated by reducing an additional electron-electron collision term from the Balescu-Lenard collision intergal. The calculated result shows that the electron thermal conductivity becomes smaller than that by Braginskii's theory.

Keywords: electron transoprt, ion sound wave, Balescu-Lenard equation

PACC: 5225F, 5225D

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 19905009 and 19975047), by the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation for Youth of China (Grant No. 416-98-11), and by the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China (Grant No. 416-3-1.2).