

碰撞对受激 Raman 散射的影响*

彭忠林¹⁾ 朱少平²⁾

¹⁾ 中国工程物理研究院研究生部, 北京 8009 信箱, 北京 100088)

²⁾ 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2003 年 6 月 2 日收到)

从动力学方程出发, 引入有效碰撞, 讨论了碰撞对受激 Raman 散射线性增长率的影响. 结果表明, 碰撞阻尼和 Landau 阻尼使得受激 Raman 散射线性增长率有了实质性的下降, 受激 Raman 散射只能发生在电子温度和电子密度平面的一个有限区域. 现在的理论模型能够解释受激 Raman 散射光谱上存在的“缝”(gap)现象.

关键词: 受激 Raman 散射, 碰撞阻尼, 线性增长率

PACC: 5235P, 5220, 5225P

1. 引 言

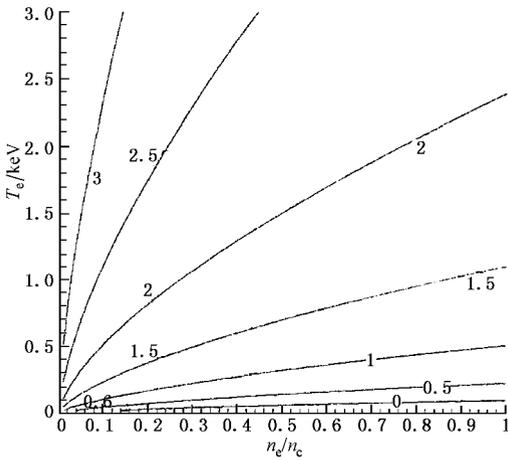
受激 Raman 散射, 一个入射激光共振衰变成散射激光和电子等离子体波过程, 是激光等离子体相互作用中非常重要的参量过程. 根据受激 Raman 散射的线性理论, 受激 Raman 散射过程在电子密度低于 $0.25n_c$ (n_c 为临界密度) 的区域均能发生. 自 20 世纪 70 年代以来, 已有大量的研究讨论其线性增长, 非线性饱和及对激光聚变中激光能量沉积的影响^[1-4]. 关于受激 Raman 散射的实验研究结果也大量地发表于各种学术刊物. 众多的实验结果表明受激 Raman 散射只发生在四分之一临界密度以下区域的一较窄小的密度范围, 这表现在受激 Raman 散射光谱上存在一个所谓的“缝”(gap). 这个窄小的密度范围的上限电子密度约为 $0.2n_c$. 在很低密度区域由于 Landau 阻尼, 受激 Raman 散射难以发生, 这在理论上是清楚的. 但为什么在 $0.2n_c < n_e < 0.25n_c$ 范围内不存在受激 Raman 散射. 关于这个问题的内在物理原因人们已提出了不少理论解释. 最主要的有两种理论模型, 一是由于 $0.25n_c$ 附近 $2\omega_{pe}$ 不稳定性的发生, 引起电子密度梯度变陡, 从而使得受激 Raman 散射过程得到抑制; 二是受激 Raman 散射与受激 Brillouin 相互竞争, 受激 Raman 散射被抑制. 虽然有很多解释, 但就我们所知, 这个问题是未被人们

完全理解的^[4]. 在受激 Raman 散射线性增长率的理论分析中, 人们通常认为碰撞是可以忽略的, 所以假定等离子体是无碰撞的. 这点是值得商榷的. 图 1 给出了德拜球中粒子数 $N_D = \frac{4\pi}{3}\lambda_D^3$ 随电子密度和电子温度的变化, 这里 λ_D 是德拜长度. 我们可以看到当电子温度等于 3 keV (激光聚变等离子体中的典型电子温度) 时, 电子密度小于 $0.25n_c$ 区域对应的德拜球中粒子数为几百至千范围. 众所周知, 电子-离子的碰撞频率与电子等离子体波的振荡频率之比为 $\frac{\nu_{ei}}{\omega_{pe}} \sim \frac{1}{N_D}$, 也即处于 $10^{-3} - 10^{-2}$ 左右. 另一方面, 受激 Raman 散射的线性增长率与电子等离子体频率之比为百分之几量级, 所以碰撞对受激 Raman 散射的影响是值得研究的. 本文从含有效碰撞效应的 Vlasov-Maxwell 方程组出发, 首先推得含碰撞阻尼 (CD) 和 Landau 阻尼 (LD) 的描述受激 Raman 散射的耦合方程组, 然后讨论受激 Raman 散射的线性增长率. 结果表明 CD 和 LD 大大降低了受激 Raman 散射的线性增长率, 并且 CD 和 LD 的共同作用使得受激 Raman 散射只能在四分之一临界密度以下区域的一窄小的密度范围发生.

2. 描述受激 Raman 散射的耦合方程

严格地考虑碰撞需要由 Fokker-Planck 出发, 但

* 国家高技术惯性约束聚变技术主题, 国家自然科学基金(批准号: 10135010), 国家重点基础研究专项经费及中国工程物理研究院基金资助的课题.

图 1 $\log N_D$ 的等值面

这是非常复杂的. 这里我们采用一个包含有效碰撞的 Vlasov 和与其自洽的 Maxwell 方程组^[5]

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + \frac{e_a}{m_a} \mathbf{G}(\mathbf{x}, t) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right] f_a(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = -\nu_{\text{eff}}(f_a - f_{a0}), \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (3)$$

$$\mathbf{j} = \sum_a \int e_a \mathbf{v} f_a(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 \mathbf{v}, \quad (4)$$

$$\mathbf{G}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}. \quad (5)$$

其中 α ($\alpha = i, e$) 分别表示电子与离子, ν_{eff} 是有效碰撞频率, f_{a0} 是背景平衡分布函数, 其他量是常用的.

将粒子分布函数拆分为背景分布、纵向分布(对应电子等离子体波)和横向分布(对应激光场)三部分 $f_a = n_{a0} f_{a0} + f_{a1} + f_{a\perp}$, 在下面的讨论中假定 f_{a0} 为满足 $\int f_{a0} d^3 \mathbf{v} = 1$ 的 Maxwell 分布, f_{a1} 和 $f_{a\perp}$ 满足下列方程组,

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + \nu_{\text{eff}} \right) f_{a1}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \\ &= -\frac{e_a}{m_a} \mathbf{G}_1(\mathbf{x}, t) \cdot \frac{\partial f_{a1}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} \\ & \quad - \frac{e_a}{m_a} \mathbf{G}_1(\mathbf{x}, t) \cdot \frac{\partial f_{a0}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} \\ & \quad - \frac{e_a}{m_a} \mathbf{G}_1(\mathbf{x}, t) \cdot \frac{\partial f_{a\perp}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}}, \quad (6) \\ & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + \nu_{\text{eff}} \right) f_{a\perp}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) \\ &= -\frac{e_a}{m_a} \mathbf{G}_\perp(\mathbf{x}, t) \cdot \frac{\partial f_{a0}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} \end{aligned}$$

$$- \frac{e_a}{m_a} \mathbf{G}_\perp(\mathbf{x}, t) \cdot \frac{\partial f_{a\perp}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}}, \quad (7)$$

其中下标 1 和 \perp 分别表示纵向和横向. ... 表示两个波非线性相互作用产生另一个波. 在方程组(6), (7)中, 已将电磁场也拆分为纵向部分(电子等离子体波)和横向部分(激光场). 对方程组(6)(7)进行时空 Fourier 变换, 得 Fourier 表象中的分布函数

$$\begin{aligned} f_a(q, \mathbf{v}) &= \frac{e_a n_{a0}}{i m_a (\Omega - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v} + i \nu_{\text{eff}})} E(q) e'_1(q) \cdot \frac{\partial f_{a0}}{\partial \mathbf{v}} \\ & \quad + \frac{e_a}{i m_a (\Omega - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v} + i \nu_{\text{eff}})} \int_{(1)} E(k_1) e'_1(k_1) \\ & \quad \cdot \frac{\partial f_{a1}(k_2)}{\partial \mathbf{v}} \delta^4(\mathbf{q} - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \frac{d^4 k_1 d^4 k_2}{(2\pi)^4}, \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_a(k, \mathbf{v}) &= \frac{e_a n_{a0}}{i m_a (\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i \nu_{\text{eff}})} E(k) e'_1(k) \cdot \frac{\partial f_{a0}}{\partial \mathbf{v}} \\ & \quad + \frac{e_a}{i m_a (\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i \nu_{\text{eff}})} \int E(k_1) e'_1(k_1) \\ & \quad \cdot \frac{\partial f_{a1}(q)}{\partial \mathbf{v}} \delta^4(\mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{k}_1) \frac{d^4 k_1 d^4 q}{(2\pi)^4} \\ & \quad + \frac{e_a}{i m_a (\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i \nu_{\text{eff}})} \int E(q) e'_1(q) \\ & \quad \cdot \frac{\partial f_{a1}(k_1)}{\partial \mathbf{v}} \delta^4(\mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{k}_1) \frac{d^4 k_1 d^4 q}{(2\pi)^4}, \quad (9) \end{aligned}$$

及电场

$$E_1(q) = -\frac{i4\pi}{\Omega} j_1(q), \quad (10)$$

$$\left(1 - \frac{c^2 |\mathbf{k}|^2}{\omega^2} \right) E_\perp(k) = -\frac{i4\pi}{\omega} j_\perp(k), \quad (11)$$

其中 $k = (\mathbf{k}, \omega)$, $q = (\mathbf{q}, \Omega)$, $E_1^\sigma(q)$ 和 $e_1^{\sigma'}(q)$ 定义为

$$\mathbf{G}_1(q) = E_1(q) e'_1(q), \quad (12)$$

$$e'_1(q) = \left(1 - \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{v}}{\Omega} \right) e_1(q) + \frac{e_1(q) \cdot \mathbf{v}}{\Omega} \mathbf{q} \quad (13)$$

$$\mathbf{G}_\perp(k) = E_\perp(k) e'_\perp(k), \quad (14)$$

$$e'_\perp(k) = \left(1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\omega} \right) e_\perp(k) + \frac{e_\perp(k) \cdot \mathbf{v}}{\omega} \mathbf{k}. \quad (15)$$

由(9)式, 得到横向电流,

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_\perp(k) &= -i \sum_{\alpha=e,i} \frac{e_\alpha^2 n_{\alpha 0}}{m_\alpha} E_\perp(k) \mathcal{E}_1(k) \\ & \quad - i \sum_{\alpha=e,i} \frac{e_\alpha^2}{m_\alpha} \int E(k_1) \mathcal{E}_2(k, q, k_1) \\ & \quad \times \delta^4(\mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{k}_1) \frac{d^4 k_1 d^4 q}{(2\pi)^4} \end{aligned}$$

$$- \sum_{\alpha=e,i} \frac{e_{\alpha}^3 n_{\alpha 0}}{m_{\alpha}^2} \int E_L(q) E_L(k_1) \Xi_3(k, q, k_1) \times \delta^4(k - q - k_1) \frac{d^4 k_1 d^4 q}{(2\pi)^4}, \quad (16)$$

这里

$$\Xi_1(k) = \int \frac{\mathbf{v} \mathbf{e}_i(k) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{v}}}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i\nu_{\text{eff}}} d^3 \mathbf{v}, \quad (17)$$

$$\Xi_2(k, q, k_1) = \int \frac{\mathbf{v} \mathbf{e}'_i(k_1) \cdot \frac{\partial f_{\alpha s}(q)}{\partial \mathbf{v}}}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i\nu_{\text{eff}}} d^3 \mathbf{v}, \quad (18)$$

$$\Xi_3(k, q, k_1) = \int \frac{\mathbf{v}}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i\nu_{\text{eff}}} \mathbf{e}'_i(q) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \left[\frac{\mathbf{e}'_i(k_1) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{v}}}{\omega_1 - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{v} + i\nu_{\text{eff}}} \right] d^3 \mathbf{v}. \quad (19)$$

将快变电流代入方程(11),得到横向电场,即激光场,满足的方程

$$\Theta_L(k) E_L(k) = - \sum_{\alpha=e,i} \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{n_{\alpha 0} \omega} \int E_L(k_1) \mathbf{e}_i \cdot \Xi_2(k, q, k_1) \delta^4(k - q - k_1) \times \frac{d^4 k_1 d^4 q}{(2\pi)^4} + \sum_{\alpha=e,i} \frac{i\omega_{\text{pe}}^2 e_{\alpha}}{\omega m_{\alpha}} \int E_L(q) \times E_L(k_1) \mathbf{e}_i \cdot \Xi_3(k, q, k_1) \times \delta^4(k - q - k_1) \frac{d^4 k_1 d^4 q}{(2\pi)^4}, \quad (20)$$

其中

$$\Theta_L(k) = 1 - \frac{c^2 |\mathbf{k}|^2}{\omega^2} + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega} \times \int \frac{\mathbf{e}(k) \cdot \mathbf{v} \mathbf{e}(k) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{v}}}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i\nu_{\text{eff}})} d^3 \mathbf{v} \quad (21)$$

是线性色散函数.

对于激光场,有近似条件 $\omega \geq v_{\text{th}} |\mathbf{k}|$ 和 $\omega \geq \nu_{\text{eff}}$, 于是

$$\Theta_L(k) = 1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega^2} - \frac{|\mathbf{k}|^2 c^2}{\omega^2} - \frac{i\omega_{\text{pe}}^2}{\omega_3} \times \int \nu_{\text{eff}} \mathbf{e}_i(k) \cdot \mathbf{v} \mathbf{e}(k) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{v}} d^3 \mathbf{v}, \quad (22)$$

$$\Xi_2(k, q, k_1) = - \frac{\mathbf{e}_i n_{\text{es}}(q)}{\omega}, \quad (23)$$

$$\Xi_3(k, q, k_1) = \frac{1}{\omega \omega_1 \Omega} \mathbf{e}_i \times (\mathbf{q} \times \mathbf{e}_s). \quad (24)$$

这里忽略了 ν_{eff} 对 $\Xi_2(k, q, k_1)$ 和 $\Xi_3(k, q, k_1)$ 的影响, $n_{\text{es}}(q) = \int f_{\text{es}}(q) d^3 \mathbf{v}$. 取 ν_{eff} 为电子-离子碰撞频率, 即 $\nu_{\text{eff}} = \frac{4\pi n_{e0} e^4}{m_e^2 v^3} \ln \Lambda = \frac{\omega_{\text{pe}}^4}{4\pi n_{e0} v^3} \ln \Lambda$ [6], 其中 $\ln \Lambda$ 为 Coulomb 对数, 有

$$\Theta_L(k) = 1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega^2} - \frac{|\mathbf{k}|^2 c^2}{\omega^2} + \frac{i\omega_{\text{pe}}^2 \gamma}{\omega^3}, \quad (25)$$

$$\gamma = \frac{\omega_{\text{pe}}^4 \ln \Lambda}{6\pi \sqrt{2\pi} n_{e0} v^3}. \quad (26)$$

这样,我们得到了 Fourier 表象中的激光场方程

$$\left(1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega^2} - \frac{|\mathbf{k}|^2 c^2}{\omega^2} + \frac{i\omega_{\text{pe}}^2 \gamma}{\omega^3} \right) E_L(k) = \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{n_{e0}} \int E_L(k_1) \frac{n_{\text{es}}(q)}{\omega^2} \times \delta^4(k - q - k_1) \frac{d^4 k_1 d^4 q}{(2\pi)^4}, \quad (27)$$

这里利用了关系 $\mathbf{q} \times E_L = 0$. 方程(27)表明入射激光场与电子密度扰动相互作用激发了一个散射激光. 方程(27)中 $E_L(k)$ 是激光场与散射激光场的叠加, 即 $E_L(k) = E_L(k) + E_s(k)$. 假定入射激光是单色的, 也就是 $E_L(k_1) = E_0 \delta(k_0 - k_1)$, 于是方程(27)变为

$$\left(\omega^2 - \omega_{\text{pe}}^2 - |\mathbf{k}|^2 c^2 + \frac{i\omega_{\text{pe}}^2 \gamma}{\omega} \right) E_s(k) = \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{n_{e0}} E_0(k_0) [n_{\text{es}}(k - k_0) + n_{\text{es}}(k + k_0)] \quad (28)$$

由于离子具有大的质量,所以离子对电流的贡献可以忽略,于是有纵向电场

$$E_L(q) = - \frac{i e \omega_{\text{pe}}^2}{\Omega m_e \Theta_L(q)} \times \int_1 \Pi_e(q, k_1, k_2) E_L(k_1) E_L(k_2) \times \delta^4(q - k_1 - k_2) \frac{d^4 k_1 d^4 k_2}{(2\pi)^4}, \quad (29)$$

这里

$$\Theta_L(q) = 1 + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\Omega |\mathbf{q}|^2} \times \int \frac{(\mathbf{q} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{q} \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{v}}}{(\Omega - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v} + i\nu_{\text{eff}})} d^3 \mathbf{v} \quad (30)$$

$$\Pi_e(q, k_1, k_2) = \frac{1}{2} \int \left[\frac{\mathbf{e}(q) \cdot \mathbf{v}}{\Omega - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}} \mathbf{e}'_i(k_1) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \frac{\mathbf{e}'_i(k_2) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{v}}}{\omega_2 - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{v}} \right]$$

$$+ (1 \leftrightarrow 2) \int d^3 \mathbf{v} , \quad (31)$$

$\Pi_e(q, k_1, k_2)$ 称为非线性电流激发系数 ($1 \leftrightarrow 2$) 表示后一项与前一项的差异仅是下标 1 和 2 交换. 在 $\Pi_e(q, k_1, k_2)$ 中, 我们已忽略了碰撞的影响. 对电子分布函数 f_{el} 积分, 有电子密度扰动

$$\begin{aligned} n_{es}(q) &= \frac{ien\omega}{m_e} E_l(q) \int d^3 \mathbf{v} \frac{e'_l(q) \cdot \frac{\partial f_{e0}}{\partial \mathbf{v}}}{\Omega - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v} + i\nu_{\text{eff}}} \\ &- \frac{e^2 n_{d0}}{m_e^2} \int_{(s)} \int d^3 \mathbf{v} \frac{1}{\Omega - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}} e'_l(k_1) \\ &\cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \frac{e'_l(k_2) \cdot \frac{\partial f_{e0}}{\partial \mathbf{v}}}{(\omega_2 - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{v})} E_{l1}^{\sigma_1}(k_1) E_{l2}^{\sigma_2}(k_2) \\ &\times \delta^4(q - k_1 - k_2) \frac{d^4 k_1 d^4 k_2}{(2\pi)^4}. \quad (32) \end{aligned}$$

将方程 (29) 代入 (32) 式, 得

$$\begin{aligned} n_{es}(q) &= \frac{\omega_{pe}^2}{4\pi m_e} \int_1 \frac{|\mathbf{q}| \Pi_e(q, k_1, k_2)}{\Omega} \\ &\times \left[\frac{\epsilon_{le}(q) - 1}{\Theta_l(q)} - 1 \right] E_l(k_1) \\ &\times E_l(k_2) \delta^4(q - k_1 - k_2) \frac{d^4 k_1 d^4 k_2}{(2\pi)^4}, \quad (33) \end{aligned}$$

这里

$$\epsilon_{le}(q) = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{|\mathbf{q}|^2} \int \frac{\mathbf{q} \cdot \frac{\partial f_{e0}}{\partial \mathbf{v}}}{(\Omega - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v} + i\nu_{\text{eff}})} d^3 \mathbf{v} \quad (34)$$

$$\epsilon_{li}(q) = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{|\mathbf{q}|^2} \int \frac{\mathbf{q} \cdot \frac{\partial f_{i0}}{\partial \mathbf{v}}}{(\Omega - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v} + i\nu_{\text{eff}})} d^3 \mathbf{v} \quad (35)$$

如果忽略碰撞, 显然 $\epsilon_{le}(q) = \Theta_{le}(q)$, $\epsilon_{li}(q) = \Theta_{li}(q)$, 其中 $\Theta_l(q) = \Theta_{le}(q) + \Theta_{li}(q) - 1$. 于是方程 (33) 可近似写为

$$\begin{aligned} n_{es}(q) &= - \frac{\omega_{pe}^2 |\mathbf{q}|}{4\pi m_e \Omega} \int_1 \frac{\Theta_{li}(q) \Pi_e(q, k_1, k_2)}{\Theta_l(q)} \\ &\times E_l(k_1) E_l(k_2) \delta^4(q - k_1 - k_2) \frac{d^4 k_1 d^4 k_2}{(2\pi)^4}. \quad (36) \end{aligned}$$

根据文献 [7] 有

$$\Pi_e(q, k_1, k_2) \simeq \frac{e_l(k_1) \cdot e_l(k_2) |\mathbf{q}| \Omega}{\omega_{pe}^2 \omega_2^2} [\Theta_l(q) - 1]. \quad (37)$$

组合方程 (37) 及方程 (36), 得到电子密度扰动

$$\begin{aligned} n_{es}(q) &= - \frac{|\mathbf{q}|^2}{4\pi m_e} \int_1 \frac{\Theta_{li}(q) [\Theta_{le}(q) - 1]}{\omega_2^2 \Theta_l(q)} \\ &\times E_l(k_1) \cdot E_l(k_2) \delta^4(q - k_1 \\ &- k_2) \frac{d^4 k_1 d^4 k_2}{(2\pi)^4}. \quad (38) \end{aligned}$$

考虑到近似条件 $v_e |\mathbf{q}| \leq \Omega$, 有

$$\begin{aligned} \Theta_{le}(q) &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} - \frac{3\omega_{pe}^2 |\mathbf{q}|^2 v_{te}^2}{\Omega^4} \\ &+ i \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} \frac{\gamma + \gamma_{\text{Lan}}}{\Omega}, \quad (39) \end{aligned}$$

$$\gamma_{\text{Lan}} = \frac{\sqrt{2\pi} \Omega^4}{|\mathbf{q}|^3 v_{te}^3} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{2|\mathbf{q}|^2 v_{te}^2}\right), \quad (40)$$

$$\Theta_{li}(q) = 1, \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \Theta_l(q) &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} + i \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} \frac{\gamma + \gamma_{\text{Lan}}}{\Omega} \\ &- \frac{3\omega_{pe}^2 |\mathbf{q}|^2 v_{te}^2}{\Omega^4}, \quad (42) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\Theta_{li}(q) [\Theta_{le}(q) - 1]}{\Theta_l(q)} \\ = - \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2 - \omega_{pe}^2 - 3|\mathbf{q}|^2 v_{te}^2 + i \frac{\omega_{pe}^2 (\gamma + \gamma_{\text{Lan}})}{\Omega}}. \quad (43) \end{aligned}$$

于是 Fourier 表象中的电子密度扰动 (电子等离子体波) 为

$$\begin{aligned} \left[\Omega^2 - \omega_{pe}^2 - 3|\mathbf{q}|^2 v_{te}^2 + i \frac{\omega_{pe}^2 (\gamma + \gamma_{\text{Lan}})}{\Omega} \right] n_{es}(q) \\ = \frac{|\mathbf{q}|^2 \omega_{pe}^2}{4\pi m_e} \int_1 \frac{1}{\omega_2^2} E_l(k_1) \cdot E_l(k_2) \\ \times \delta^4(q - k_1 - k_2) \frac{d^4 k_1 d^4 k_2}{(2\pi)^4}. \quad (44) \end{aligned}$$

取 $E_l(k_2)$ 为入射激光, $E_l(k_1)$ 为散射激光, 方程 (44) 变为

$$\begin{aligned} \left[\Omega^2 - \omega_{pe}^2 - 3|\mathbf{q}|^2 v_{te}^2 + i \frac{\omega_{pe}^2 (\gamma + \gamma_{\text{Lan}})}{\Omega} \right] n_{es}(q) \\ = \frac{|\mathbf{q}|^2 \omega_{pe}^2}{4\pi m_e \omega_0^2} \mathbf{E}_0 \cdot [E_s(q - k_0) + E_s(q + k_0)], \quad (45) \end{aligned}$$

这里 ω_0 为入射激光频率. 方程组 (45) 和 (28) 描述了受激 Raman 散射耦合过程, 是我们讨论线性增长率的基础.

3. 线性增长率分析

受激 Raman 散射的线性增长率分析已有标准的方法^[8] 现在我们采用文献 [8] 的方法, 对方程组 (45) 和 (28) 进行稳定性分析. 由方程 (28), 得

$$\left[D(k) + \frac{i\omega_{pe}^2 \gamma}{\omega} \right] E_s(k) = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_e} E_0(k_0) [n_{es}(k - k_0) + n_{es}(k + k_0)], \quad (46)$$

$$D(k) = \omega^2 - \omega_{pe}^2 - |k|^2 c^2, \quad (47)$$

即

$$E_s(k) = -\frac{\omega_{pe}^2}{n_e \left[D(k) + \frac{i\omega_{pe}^2 \gamma}{\omega} \right]} E_0(k_0) \times [n_{es}(k - k_0) + n_{es}(k + k_0)]. \quad (48)$$

将 (48) 式代入方程 (45), 有

$$\begin{aligned} & \left[\Omega^2 - \omega_{epw}^2 + i \frac{\omega_{pe}^2 (\gamma + \gamma_{Lan})}{\Omega} \right] n_{es}(q) \\ &= \frac{|q|^2 |E_0|^2 \omega_{pe}^4}{4\pi m_e n_e \omega_0^2} \left[\frac{n_{es}(q - 2k_0) + n_{es}(q)}{D(q - k_0) + \frac{i\omega_{pe}^2 \gamma}{\Omega - \omega_0}} \right. \\ & \left. + \frac{n_{es}(q) + n_{es}(q + 2k_0)}{D(q + k_0) + \frac{i\omega_{pe}^2 \gamma}{\Omega + \omega_0}} \right], \quad (49) \end{aligned}$$

$$\omega_{epw}^2 = \omega_{pe}^2 + 3|q|^2 v_{te}^2. \quad (50)$$

忽略非共振项, 得

$$\begin{aligned} & \left[\Omega^2 - \omega_{epw}^2 + i \frac{\omega_{pe}^2 (\gamma + \gamma_{Lan})}{\Omega} \right] \\ &= \frac{|q|^2 |E_0|^2 \omega_{pe}^4}{4\pi m_e n_e \omega_0^2} \left[\frac{1}{D(q - k_0) + \frac{i\omega_{pe}^2 \gamma}{\Omega - \omega_0}} \right. \\ & \left. + \frac{1}{D(q + k_0) + \frac{i\omega_{pe}^2 \gamma}{\Omega + \omega_0}} \right]. \quad (51) \end{aligned}$$

仅仅考虑后向受激 Raman 散射, 于是

$$\begin{aligned} & \left[\Omega^2 - \omega_{epw}^2 + i \frac{\omega_{pe}^2 (\gamma + \gamma_{Lan})}{\Omega} \right] \\ & \times \left[D(q - k_0) + \frac{i\omega_{pe}^2 \gamma}{\Omega - \omega_0} \right] \\ &= \frac{|q|^2 |E_0|^2 \omega_{pe}^4}{4\pi m_e n_e \omega_0^2}, \quad (52) \end{aligned}$$

即

$$\begin{aligned} & \left[\Omega^2 - \omega_{epw}^2 + i \frac{\omega_{pe}^2 (\gamma + \gamma_{Lan})}{\Omega} \right] \\ & \times \left[(\Omega - \omega_0)^2 - \omega_{pe}^2 - |q - k_0|^2 c^2 + \frac{i\omega_{pe}^2 \gamma}{\Omega - \omega_0} \right] \\ &= \frac{|q|^2 |E_0|^2 \omega_{pe}^4}{4\pi m_e n_e \omega_0^2}. \quad (53) \end{aligned}$$

取 $\Omega = \omega_{epw} + i\gamma_R$ 并且 $\omega_{epw} \gg |\gamma_R|$, 于是

$$\begin{aligned} & \left[i2\gamma_R \omega_{epw} + i \frac{\omega_{pe}^2 (\gamma + \gamma_{Lan})}{\omega_{epw}} \right] \\ & \times \left[(\omega_{epw} - \omega_0)^2 - \omega_{pe}^2 - |k - k_0|^2 c^2 \right. \\ & \left. + i2\gamma_R (\omega_{epw} - \omega_0) + \frac{i\omega_{pe}^2 \gamma}{\omega_{epw} - \omega_0} \right] \\ &= \frac{|q|^2 |E_0|^2 \omega_{pe}^4}{4\pi m_e n_e \omega_0^2}. \quad (54) \end{aligned}$$

在散射光共振条件下

$$(\omega_{epw} - \omega_0)^2 - \omega_{pe}^2 - |k - k_0|^2 c^2 = 0,$$

方程 (54) 变为

$$\begin{aligned} & \left[2\gamma_R \omega_{epw} + \frac{\omega_{pe}^2 (\gamma + \gamma_{Lan})}{\omega_{epw}} \right] \\ & \times \left[2\gamma_R (\omega_0 - \omega_{epw}) + \frac{\omega_{pe}^2 \gamma}{\omega_0 - \omega_{epw}} \right] \\ &= \frac{|q|^2 |E_0|^2 \omega_{pe}^4}{4\pi m_e n_e \omega_0^2}. \quad (55) \end{aligned}$$

引入无量纲变换 $t \rightarrow \frac{t}{\omega_0}$, $x \rightarrow \frac{cx}{\omega_0}$, $E \rightarrow E \frac{m_e c \omega_0}{e}$,

$B \rightarrow B \frac{m_e c \omega_0}{e}$, $n_e \rightarrow n_c n_e$, 得到后向 Raman 散射线性增长率 γ_R 满足的方程

$$A\gamma_R^2 + B\gamma_R + C = 0, \quad (56)$$

$$A = 4\omega_{epw}(1 - \omega_{epw}), \quad (57)$$

$$\begin{aligned} B &= \frac{2n_c(1 - \omega_{epw})(\gamma + \gamma_{Lan})}{\omega_{epw}} \\ &+ \frac{2n_c \omega_{epw} \gamma}{1 - \omega_{epw}}, \quad (58) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C &= \frac{n_c^2 (\gamma + \gamma_{Lan})}{\omega_{epw}(1 - \omega_{epw})} \\ &- n_c |q|^2 |E_0|^2, \quad (59) \end{aligned}$$

$$\omega_{epw} = \sqrt{n_c + 3q^2 v_{te}^2}, \quad (60)$$

$$q = 1 + \sqrt{(1 - \omega_{epw})^2 - n_c}, \quad (61)$$

$$|E_0|^2 = \frac{I \lambda_0^2}{2 \times 1.368 \times 10^{18}}, \quad (62)$$

其中 λ_0 为入射激光波长, I 为入射激光强度.

采用数值方法,我们求解了方程组(56)–(62),结果见图2至图5.图2给出的是强度为 10^{14} W/cm²、波长为 $1.05\ \mu\text{m}$ 激光的受激 Raman 散射线性增长率,图2(a)为电子温度 $T_e = 1.5\ \text{keV}$ 时线性增长率随电子密度的变化,图2(b)是三个不同电子温度条件下线性增长率随电子密度的变化,图2(c)为电子温度 $T_e = 1.5\ \text{keV}$ 时线性增长率随散射光波长的变化.可以看到在低电子密度区域, Landau 阻尼对受激 Raman 散射有重要的抑制作用,在高电子密度区域碰撞的存在大大降低了受激 Raman 散射的增长.图2(b)表明由于碰撞阻尼和 Landau 阻尼的存在,对于三个不同的电子温度 $T_e = 1\ \text{keV}$, $T_e = 1.5\ \text{keV}$ 和 $T_e = 2\ \text{keV}$,受激 Raman 散射仅能在密度区域 $0.05n_c < n_e < 0.24n_c$, $0.075n_c < n_e < 0.25n_c$ 及 $0.1n_c < n_e < 0.25n_c$ 内发生.图3给出的是强度为 10^{15} W/cm²、波长为 $0.53\ \mu\text{m}$ 激光的受激 Raman 散射线性增长率,图3(a)为电子温度 $T_e = 2\ \text{keV}$ 时线性增长率随电子密度的变化,图3(b)是三个不同电子温度条件

下线性增长率随电子密度的变化,图3(c)为电子温度 $T_e = 2\ \text{keV}$ 时线性增长率随散射光波长的变化.图4给出的是强度 3×10^{15} W/cm²、波长为 $0.35\ \mu\text{m}$ 激光的受激 Raman 散射线性增长率,其他参数与图3相同.由图4(a)可以发现碰撞阻尼和 Landau 阻尼使得受激 Raman 散射线性增长率有了实质性的下降.对于三个电子温度 $T_e = 1.5\ \text{keV}$, $T_e = 2\ \text{keV}$ 和 $T_e = 2.5\ \text{keV}$,受激 Raman 散射发生的电子密度范围为 $0.05n_c < n_e < 0.16n_c$, $0.075n_c < n_e < 0.18n_c$ 及 $0.1n_c < n_e < 0.21n_c$,这与实验观测是一致的^[9].图4(c)还表明后向受激 Raman 散射光的波长处于 $1.5\lambda_0 < \lambda_{\text{scat}} < 3\lambda_0$,其中 λ_{scat} 为散射光波长.在图5中,我们给出强度为 3×10^{15} W/cm²、波长为 $0.35\ \mu\text{m}$ 激光的受激 Raman 散射线性增长率的等值面图.由此图,可以清楚地看到在电子温度和密度平面上,受激 Raman 散射只能发生在一个有限的区域.受激 Raman 散射光谱上存在的“缝(gap)”是能够由现在的理论模型得到解释的.

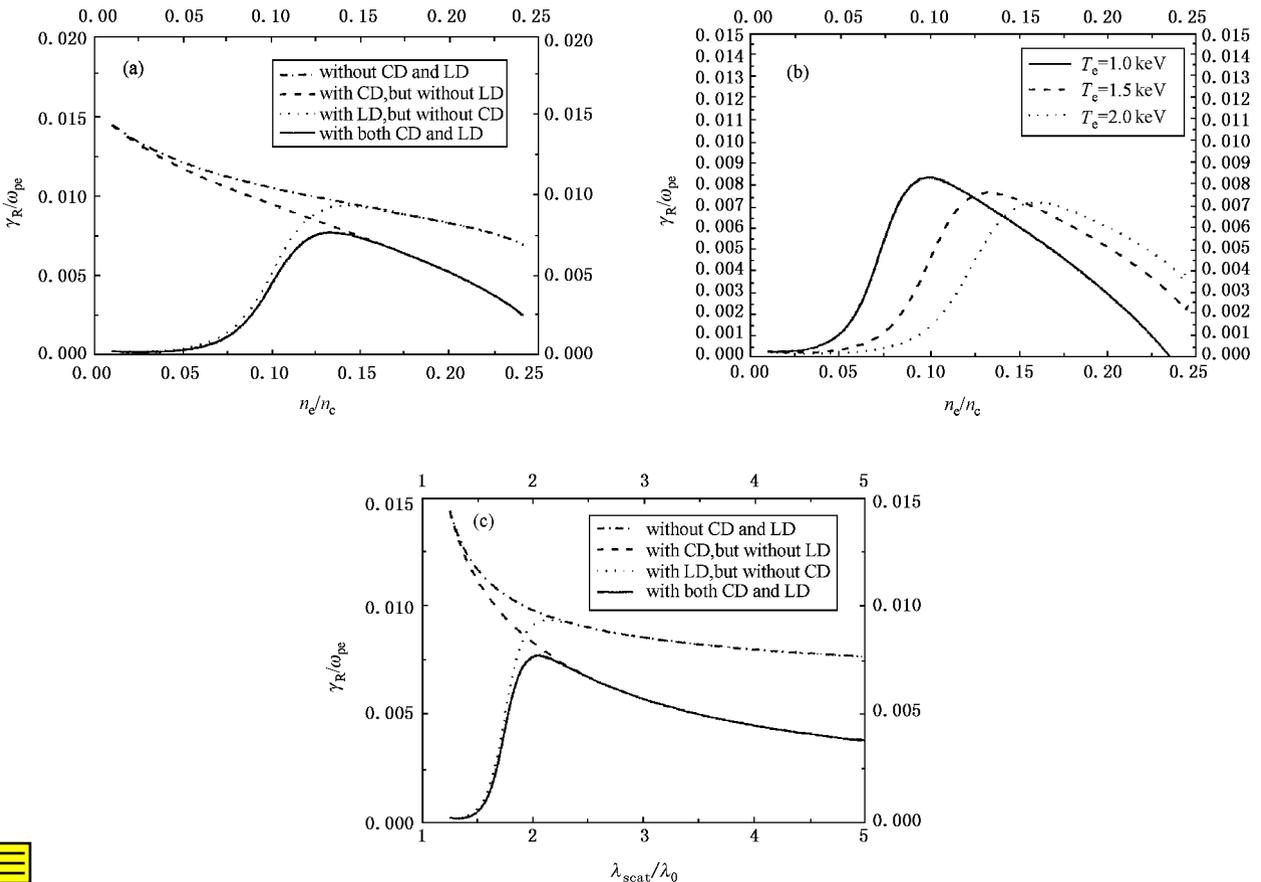


图2 强度为 10^{14} W/cm²、波长为 $1.05\ \mu\text{m}$ 激光的受激 Raman 散射线性增长率 (a)为电子温度 $T_e = 1.5\ \text{keV}$ 时线性增长率随电子密度的变化 (b)是三个不同电子温度条件下线性增长率随电子密度的变化 (c)为电子温度 $T_e = 1.5\ \text{keV}$ 时线性增长率随散射光波长的变化



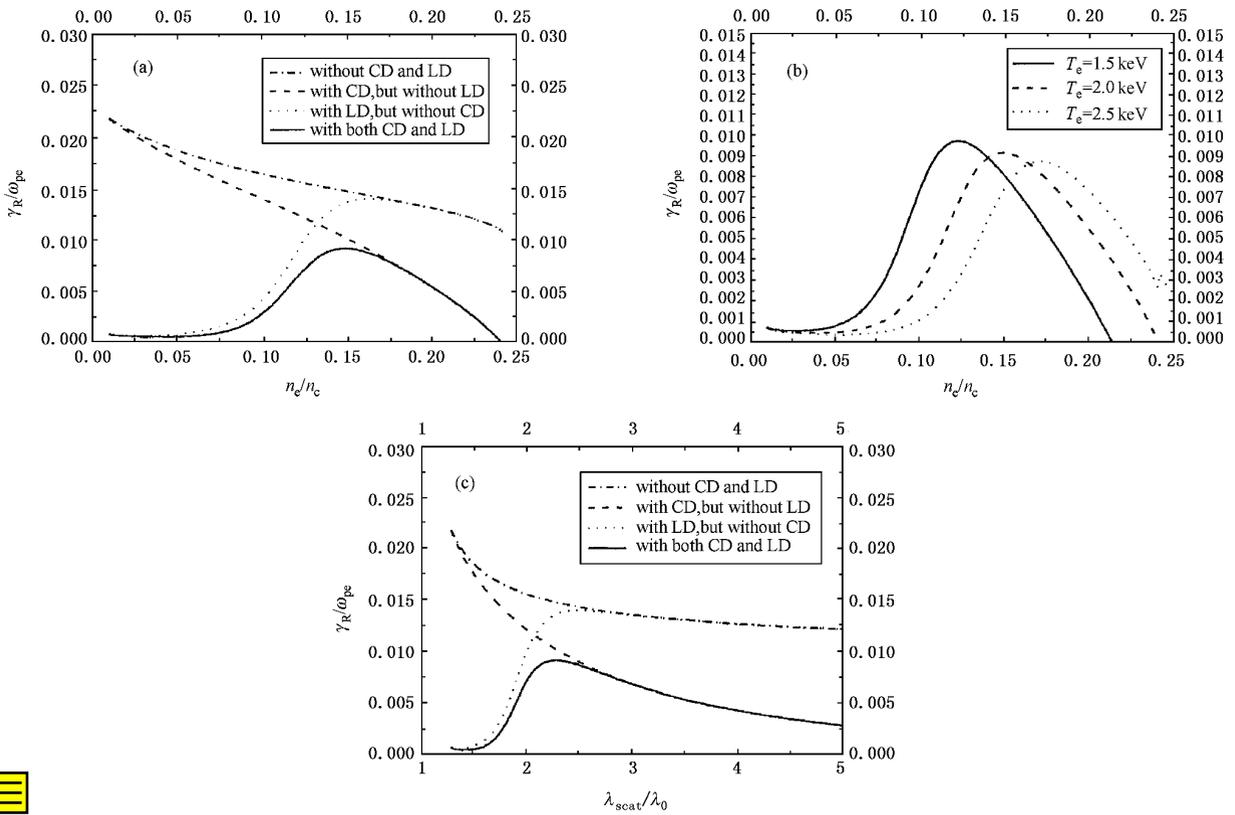


图 3 强度为 10^{15} W/cm² 波长为 $0.53 \mu\text{m}$ 激光的受激 Raman 散射线性增长率 (a)为电子温度 $T_e = 2$ keV 时线性增长率随电子密度的变化, (b)是三个不同电子温度条件下线性增长率随电子密度的变化 (c)为电子温度 $T_e = 2$ keV 时线性增长率随散射光波长的变化

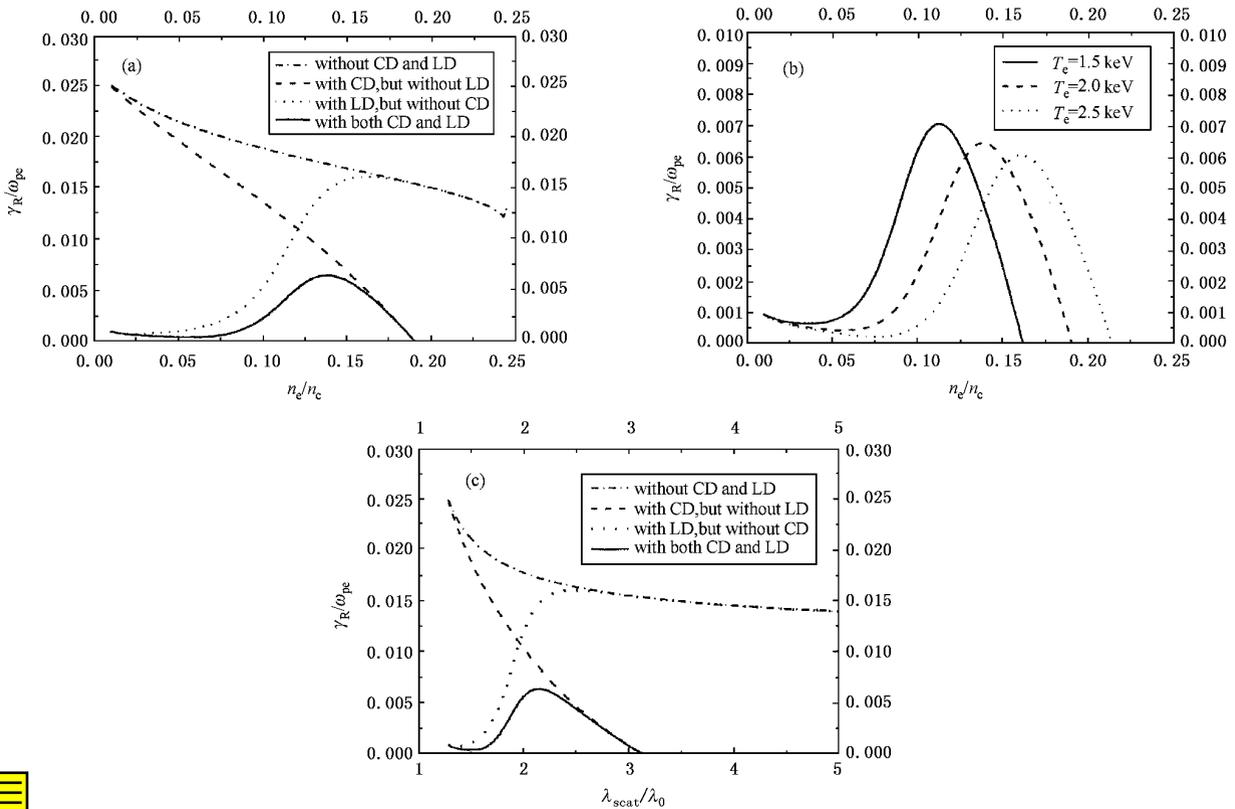


图 4 强度为 3×10^{15} W/cm² 波长为 $0.35 \mu\text{m}$ 激光的受激 Raman 散射线性增长率 (a)为电子温度 $T_e = 2$ keV 时线性增长率随电子密度的变化 (b)是三个不同电子温度条件下线性增长率随电子密度的变化 (c)为电子温度 $T_e = 2$ keV 时线性增长率随散射光波长的变化

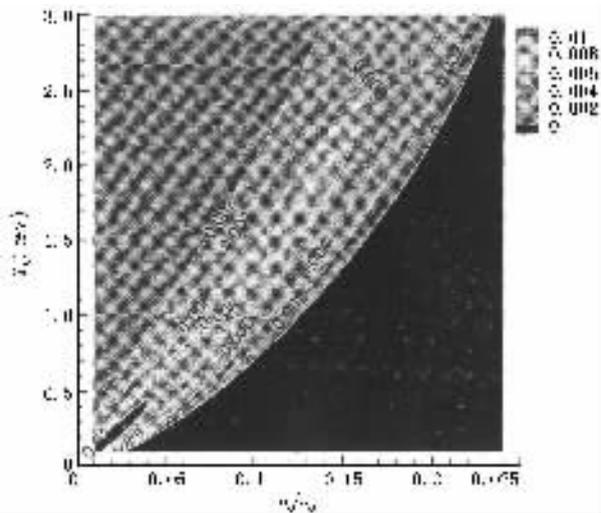


图 5 强度为 3×10^{15} W/cm² 波长为 0.35 μ m 激光的受激 Raman 散射线性增长率的等值面图

4. 结 论

碰撞阻尼和 Landau 阻尼使得受激 Raman 散射线性增长率有了实质性的下降,受激 Raman 散射只能发生在电子温度和电子密度平面的一个有限区域.现在的理论模型能够解释受激 Raman 散射光谱上存在的“缝”(gap)现象.要进一步深入研究碰撞对受激 Raman 散射的影响,在本工作的基础上推得含碰撞阻尼和 Landau 阻尼的描述受激 Raman 散射入射光、散射光及电子等离子体波的三波非线性耦合方程.细致研究增长率、散射谱结构等是有必要的,这部分的工作我们将另文再述.

在本工作完成过程中,作者曾与贺贤士院士进行了数次讨论,获益匪浅,在此表示衷心的感谢.

- [1] Drake J F ,Kaw P K ,Lee Y C ,Schmidt G ,Liu C S and Rosenbluth M N 1974 *Phys. Fluids* **17** 778
- [2] Forslund D W ,Kindel J M and Lindman E L 1975 *Phys. Fluids* **18** 1002
- [3] Mima K and Nishihara K 1984 *Handbook of Plasma Physics* Vol. 2 (North-Holland ,Amsterdam) p451
- [4] Baldis H A ,Campell E M and Kruer W L 1991 *Physics of Laser Plasma*(North-Holland ,Amsterdam)p361
- [5] Shao-ping Zhu and Peijun Gu 1999 *High Power Laser and Particle Beams* **11** 687

- [6] Longmire C L 1963 *Elementary Plasma Physics*(John Wiley and Sons ,Inc)p211
- [7] He X T 1983 *Acta Phys. Sin.* **32** 325(in Chinese) 贺贤士 1983 *物理学报* **32** 325]
- [8] Kruer W L 1988 *Physics of Laser Plasma Interactions*(Addison-Wesley ,New York)p74
- [9] Drake J F ,Williams E A ,Young P F ,Estabrook K G ,Kruer W L and Baldis H A 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1018

The effect of collision on stimulated Raman scattering *

Peng Zhong-Lin¹⁾ Zhu Shao-Ping²⁾

¹⁾(Graduate School ,China Academic of Engineering Physics ,P. O. Box 8009 ,Beijing 100088 ,China)

²⁾(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics ,P. O. Box 8009 ,Beijing 100088 ,China)

(Received 2 June 2003)

Abstract

Starting from kinetic equations ,we discussed stimulated Raman scattering(SRS)by including both Landau damping(LD)and the collisional damping(CD). It was found that the linear growth rate of SRS is reduced substantially due to LD and CD . SRS can occur only for a region determined by both electron temperature and density . Gap in the spectrum corresponding to Raman scattering can be explained by the present model .

Keywords : stimulated Raman scattering , collisional damping , linear growth rate

PACC : 5235P , 5220 , 5225P

* Project supported by the National High-Technology Inertial Confinement Fusion Committee of China ,by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10135010) ,by the Special Funds for Major State Basic Research Projects in China ,and by the Science Funds of China Academic of Engineering Physics .