

激光等离子体中受激布里渊 散射光谱的研究

唐永红 徐至展

(中国科学院上海光机所)

提要: 在一维不均匀等离子体模型的假定下, 导出受激布里渊后向散射光强度与入射光强满足的微分方程及散射增益表达式, 据此可计算多模后向散射在线性与非线性两种情况下的散射光谱形状。对于热噪声源, 散射光谱的形状与离子声波衰减、等离子体的不均匀性, 以及入射光强的衰减等因素有关。计算结果可与实验相符。

Investigation of stimulated Brillouin scattering spectra in laser-plasma interactions

Tang Yonghong, Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: Equation describing Brillouin backscattering are obtained in one-dimensional inhomogeneous plasma. Based on the equations, the scattering spectra are calculated both for linear and nonlinear multimode instability. For thermal noise source, the spectral shape is dependent on the ion-acoustic wave damping, the plasma inhomogeneity and the incident light depletion. The resultant spectra including these effects are in agreement with experimental observations.

一、引言

受激布里渊散射是惯性约束激光聚变实验中最严重的能量损失机制之一。高强度激光在冕区等离子体中传播时, 易经这种参量不稳定性转换成散射电磁波而逸出等离子体, 以致只有很小部分的入射激光能量输送

给等离子体。因此, 人们一直在努力观察和研究这种物理过程, 并寻求抑制这种不稳定性方法。

由于受激布里渊散射是一种参量过程, 它需要初始的“信号源”。早期的文献中认为等离子体中的受激布里渊散射是“单模式”的, 即等离子体中只有一个频率的离子声波

收稿日期: 1985年2月28日。

扰动。相应地，“信号源”也被假设为单一的线状谱，而认为实验中观察到的散射光谱远大于入射光谱宽的现象是由于离子声波衰减系数 γ_s 较大引起的^[1]。但这种“单模式”理论所预言的散射光谱宽度太小，与实验符合得不好。因此，人们开始探讨“多模式”散射。所谓“多模式”散射，就是在等离子体中同时存在着多种频率的参量振荡。与非线性光学中相应的现象有所不同，在激光产生的等离子体中，离子声波和散射光波借助于等离子体介质，从入射激光中汲取能量，相互增强，逐渐从微弱的噪声水平发展成不稳定性。离子声波频率 $\omega_s = k_s(c_s - v_a) \approx 2k_0(c_s - v_a)(c_s - v_a)$ ——声速； v_a ——等离子体向外膨胀的速度，或称漂移速度)。因此均匀等离子体只对一个频率的散射光 $\omega_1 = \omega_0 - \omega_s$ 起共振放大作用。但实际的等离子体是非均匀的，在空间的不同区域可激发不同频率的离子声波扰动，故可以设想“多模式”散射存在的可能性。Mitchel 等人在热噪声源、非均匀等离子体的假设下得到的多模式散射理论能较好地与实验相符，但他们仅考虑了入射激光的衰减可以忽略的简单线性情形，以致仅讨论了某一频率为 ω_1 的散射光行为。此时可先求出放大因子 $Q(\omega_1)$ ，再由 $e^{Q(\omega_1)}$ 得到光谱的形状。当入射光的衰减不可忽略时，各个模式之间的非线性竞争亦会影响散射的形状。在 Randall 等人的工作中^[2,3]，虽然已考虑了入射光的衰减，但却假定初始信号源具有入射激光在临界密度面上的非受激散射的单一线状光谱。此时由于非受激散射光强远大于热噪声强度，故可近似地认为等离子体中仅存在着这一个模式的受激散射。显然，多模式受激布里渊散射的非线性问题仍旧未很好解决。

本文在 Mitchel、Randall 等人工作的基础上，进一步从理论上探讨了多模式对流不稳定受激布里渊散射的非线性问题。对于热噪声源、有限长度一维非均匀等离子体，导出

了空间增益和描述入射与散射光强的微分方程组。线性情况下散射光强的解析表达式与 Mitchel 等人的结果一致。对于非线性情形，散射光强由一组积分方程确定。等离子体的不均匀性和离子声波的衰减都会影响散射光谱的形状，当 $(2\alpha\sqrt{1-\alpha^2})L_0 \ll L$ 时 ($\alpha = \gamma_s/2kc_s$)，散射光谱的加宽主要是由等离子体的不均匀性引起的。根据导出的关系式，作为示例，我们用数值的方法计算了在 CO_2 激光辐照 $(\text{CH}_2)_n$ 平面靶的实验条件下后向散射的光谱形状，并与实验结果进行了比较，从而证实了我们模型的正确性。

二、方程的推导

倾斜入射打靶中的后向布里渊散射，非受激散射源^[2,3]的作用不明显，后向散射不稳定性主要是从等离子体中的噪声源发展起来的。因此我们采用如下所述的有限长度一维非均匀等离子体模型：(1) 温度均匀；(2) 具有有限的长度 L ；(3) 密度与宏观的漂移速度仅为坐标 x 的函数；(4) 等离子体中存在着热噪声。

为简单起见，仅考虑 180° 的后向散射，在以下的讨论中就简称“散射”。假设有一密度为 n 、以速度 v_a 沿 x 轴正方向漂移的等离子体，波矢为 k_0 的平面电磁波沿 x 轴负方向入射(见图 1)。电磁波的波动方程和等离子体的流体方程分别为：

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma_1 \frac{\partial A}{\partial t} - c^2 \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \omega_p^2 A &= 0 \quad (2.1) \\ n \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \right) v &= - \frac{\partial}{\partial x} (nc_s^2) - \frac{zne^2}{m_e m_i c^2} A \frac{\partial A}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.2)$$

式中 A 为矢势， n 、 v 分别是离子密度和速度， z 为离子电荷数， m_e 、 m_i 分别是电子和离子的质量， γ_1 为电磁波衰减系数，

$$c_s = \sqrt{(zT_e + 3T_i)/m_i}$$

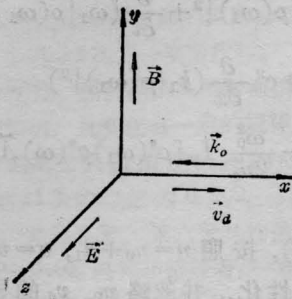


图1 入射平面电磁波的波矢与等离子体漂移速度的取向

为声速,

$$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 = \frac{4\pi nze^2}{m_e} + \frac{4\pi n_1 z^2 e^2}{m_i}$$

为等离子体频率。

从(2.1)和(2.2)式出发,仿照 Randall 等人^[3]的方法可推导热噪声源条件下入射光与散射光强满足的方程。此时散射光是多频率的复合光,记 A_0 、 A_1 分别为入射光、散射光矢势, n_0 为未扰动离子密度, n_1 为密度的微扰。则:

$$A = A_0 + A_1 = \tilde{A}_0 e^{i\chi_0} + \sum_{\omega_1} \rho(\omega_1) e^{i\chi_1} \quad (2.3)$$

$$n = n_0 + n_1 = n_0 + \frac{1}{2} \left[\sum_{\omega} g(\omega) e^{i\chi} + c.c. \right] \quad (2.4)$$

式中 \tilde{A}_0 、 $\rho(\omega_1)$ 、 $g(\omega)$ 分别为入射光振幅、频率为 ω_1 的散射光振幅和频率为 ω 的离子扰动振幅,它们都是 x 、 t 的慢变函数,且为复数;而 χ_0 、 χ_1 、 χ 分别是它们的位相,是 x 、 t 的快变函数,并且为实数。将(2.3)、(2.4)代入(2.1)式,并忽略关于 $\partial/\partial t$ 、 $\partial/\partial x$ 、 γ_1 的二阶项得:

$$\begin{aligned} & \sum_{\omega_1} \left\{ \left[(-\omega_1^2 + c^2 k_1^2 + \omega_{p0}^2) \rho(\omega_1) \right. \right. \\ & - i \left[2\omega_1 \frac{\partial \rho(\omega_1)}{\partial t} + \rho(\omega_1) \frac{\partial \omega_1}{\partial t} \right. \\ & + 2c^2 k_1 \frac{\partial \rho(\omega_1)}{\partial x} + c^2 \rho(\omega_1) \frac{\partial k_1}{\partial x} \\ & \left. \left. + \gamma_1 \omega_1 \rho(\omega_1) \right] \right\} e^{i\chi_1} \\ & = -\frac{\omega_0^2}{2n_0} \sum_{\omega} g^*(\omega) e^{-i(\chi - \chi_0)} \tilde{A}_0 \quad (2.5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & (-\omega_0^2 + c^2 k_0^2 + \omega_{p0}^2) \tilde{A}_0 \\ & - i \left(2\omega_0 \frac{\partial \tilde{A}_0}{\partial t} + \tilde{A}_0 \frac{\partial \omega_0}{\partial t} \right. \\ & \left. + 2c^2 k_0 \frac{\partial \tilde{A}_0}{\partial x} + c^2 \tilde{A}_0 \frac{\partial k_0}{\partial x} + \gamma_1 \omega_0 \tilde{A}_0 \right) \\ & = -\frac{\omega_0^2}{2n_0} \left[\left(\sum_{\omega} g(\omega) e^{i\chi} \right) \right. \\ & \left. \times \left(\sum_{\omega_1} \rho(\omega_1) e^{i\chi_1} \right) e^{-i\chi_0} \right] \quad (2.6) \end{aligned}$$

式中 $\omega_i = -\frac{\partial \chi_i}{\partial t}$, $k_i = \frac{\partial \chi_i}{\partial x}$ ($i=0, 1$); n_0 为临界密度, $\omega_{p0}^2 = \frac{4\pi n_0 z e^2}{m_e} + \frac{4\pi n_0 z^2 e^2}{m_i}$ 为等离子体频率, $g^*(\omega)$ 是 $g(\omega)$ 的共轭复数。

由 $\omega_1 = \omega_0 - \omega$ 的条件可以看出,对 ω 求和与把 ω 写成 $\omega_0 - \omega_1$ 而对 ω_1 求和是等价的。因此,将(2.5)式等号右边一项移到左边,得:

$$\begin{aligned} & \sum_{\omega_1} \left\{ \left[(-\omega_1^2 + c^2 k_1^2 + \omega_{p0}^2) \rho(\omega_1) \right. \right. \\ & - i \left(2\omega_1 \frac{\partial \rho(\omega_1)}{\partial t} + \rho(\omega_1) \frac{\partial \omega_1}{\partial t} \right. \\ & + 2c^2 k_1 \frac{\partial \rho(\omega_1)}{\partial x} + c^2 \rho(\omega_1) \frac{\partial k_1}{\partial x} \\ & \left. \left. + \gamma_1 \omega_1 \rho(\omega_1) \right) \right] e^{i\chi_1} \\ & + \frac{\omega_0^2}{2n_0} g^*(\omega_0 - \omega_1) e^{-i(\chi - \chi_0)} \tilde{A}_0 \left. \right\} = 0 \quad (2.7) \end{aligned}$$

(2.7)式成立的充要条件是被求和的项等于零。由于离子扰动的位相 χ 等于驱动器的位相 $\chi_0 - \chi_1$, 故有:

$$\begin{aligned} & (-\omega_1^2 + c^2 k_1^2 + \omega_{p0}^2) \rho(\omega_1) \\ & - i \left[2\omega_1 \frac{\partial \rho(\omega_1)}{\partial t} + \rho(\omega_1) \frac{\partial \omega_1}{\partial t} \right. \\ & + 2c^2 k_1 \frac{\partial \rho(\omega_1)}{\partial x} + c^2 \rho(\omega_1) \frac{\partial k_1}{\partial x} \\ & \left. + \gamma_1 \omega_1 \rho(\omega_1) \right] \\ & = -\frac{\omega_0^2}{2n_0} g^*(\omega_0 - \omega_1) \tilde{A}_0 \quad (2.8) \end{aligned}$$

再考察(2.6)式。在方程右边的耦合项中,只保留那些满足条件 $\chi = \chi_0 - \chi_1$ 的共振项,而忽略其它项,则有:

$$\begin{aligned}
& (-\omega_0^2 + c^2 k_0^2 + \omega_{p0}^2) \tilde{A}_0 \\
& - i \left(2\omega_0 \frac{\partial \tilde{A}_0}{\partial t} + \tilde{A}_0 \frac{\partial \omega_0}{\partial t} + 2c^2 k_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial x} \right. \\
& \left. + c^2 \tilde{A}_0 \frac{\partial k_0}{\partial x} + \gamma_1 \omega_0 \tilde{A}_0 \right) \\
& = -\frac{\omega_0^2}{2n_0} \sum_{\omega} g(\omega) \cdot \rho(\omega_0 - \omega) \quad (2.9)
\end{aligned}$$

用 WKB 近似法解方程 (2.8) 和 (2.9)。在

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\omega_{0,1}} \right) \ll 1, \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{k_{0,1}} \right) \ll 1 \quad (2.10)$$

的条件下, 关于 $\partial/\partial t$ 、 $\partial/\partial x$ 、 γ_1 的二阶项很小, 在 (2.5)、(2.6) 式中已将其略去。仿照 Randall 等人的方法^[3], 利用一阶项方程求解入射光与散射光振幅, 用零阶项方程求解入射光与散射光的位相:

$$-\omega_0^2 + c^2 k_0^2 + \omega_{p0}^2 = 0 \quad (2.11)$$

$$-\omega_1^2 + c^2 k_1^2 + \omega_{p0}^2 = 0 \quad (2.12)$$

$$\text{得位相 } x_0 = \int_L^x k_0 dx - \omega_0 t + \text{常量},$$

$$x_1 = \int_0^x k_1 dx - \omega_1 t + \text{常量}.$$

$$\begin{aligned}
& 2\omega_0 \frac{\partial \tilde{A}_0}{\partial t} + \tilde{A}_0 \frac{\partial \omega_0}{\partial t} + 2c^2 k_0 \frac{\partial \tilde{A}_0}{\partial x} \\
& + c^2 \tilde{A}_0 \frac{\partial k_0}{\partial x} + \gamma_1 \omega_0 \tilde{A}_0 \\
& = -\frac{i\omega_0^2}{2n_0} \sum_{\omega} g(\omega) \cdot \rho(\omega_0 - \omega) \quad (2.13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& 2\omega_1 \frac{\partial \rho(\omega_1)}{\partial t} + \rho(\omega_1) \frac{\partial \omega_1}{\partial t} \\
& + 2c^2 k_1 \frac{\partial \rho(\omega_1)}{\partial x} + c^2 \rho(\omega_1) \frac{\partial k_0}{\partial x} \\
& + \gamma_1 \omega_1 \rho(\omega_1) \\
& = -\frac{i\omega_0^2}{2n_0} g^*(\omega) \tilde{A}_0 \quad (2.14)
\end{aligned}$$

(2.11)、(2.12) 式分别给出入射与散射波在等离子体中的色散关系; (2.13)、(2.14) 给出了入射光与散射光振幅的关系式。将这两式改写成模的形式:

$$\begin{aligned}
& \gamma_1 \omega_0 |\tilde{A}_0|^2 + \frac{\partial}{\partial t} (\omega_0 |\tilde{A}_0|^2) \\
& + c^2 \frac{\partial}{\partial x} (k_0 |\tilde{A}_0|^2) \\
& = \frac{\omega_0^2}{2n_0} I_m [\tilde{A}_0^* \sum_{\omega} g(\omega) \rho(\omega_0 - \omega)] \quad (2.15)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \gamma_1 \omega_1 |\rho(\omega_1)|^2 + \frac{\partial}{\partial t} (\omega_1 |\rho(\omega_1)|^2) \\
& + c^2 \frac{\partial}{\partial x} (k_1 |\rho(\omega_1)|^2) \\
& = -\frac{\omega_0^2}{2n_0} I_m [\rho^*(\omega_1) g^*(\omega) \tilde{A}_0] \quad (2.16)
\end{aligned}$$

为求出 $g(\omega)$, 按照 $n = n_0 + n_1$, $v = v_d + v_1$ 将流体方程线性化, 并忽略 n_0 、 v_d 的导数项可得:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial^2 n_1}{\partial t^2} + 2v_d \frac{\partial^2 n_1}{\partial x \partial t} + \gamma_s \left(\frac{\partial n_1}{\partial t} + v_d \frac{\partial n_1}{\partial x} \right) \\
& + (v_d^2 - c_s^2) \frac{\partial^2 n_1}{\partial x^2} \\
& = \frac{zn_0 e^2}{2m_e m_i c^2} \frac{\partial^2 |A|^2}{\partial x^2} \quad (2.17)
\end{aligned}$$

式中 γ_s 为离子声波的衰减系数。将

$$n_1 = \frac{1}{2} \left[\sum_{\omega} g(\omega) e^{ix} + c.c. \right]$$

代入 (2.17) 式, 并且考虑到

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial^2 |A|^2}{\partial x^2} \approx -\frac{zn_0 e^2}{2m_e m_i c^2} \\
& \times \sum_{\omega} 2(k_1 - k_0)^2 R_e [\rho^*(\omega_0 - \omega) \tilde{A}_0 e^{i(x-x_0)}]
\end{aligned}$$

最后得

$$\begin{aligned}
& g(\omega) = \frac{zn_0 e^2}{2m_e m_i c^2} \\
& \times \frac{k^2 \rho^*(\omega_0 - \omega) \tilde{A}_0}{[(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_d)^2 - k^2 c_s^2 + i\gamma_s (\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_d)]} \quad (2.18)
\end{aligned}$$

考虑稳态情形 ($\partial/\partial t \rightarrow 0$), 忽略电磁波的衰减 ($\gamma_1 = 0$), 并且令 $I_1 = \sqrt{\epsilon} |\rho(\omega_1)|^2 / A_V^2$, $I_0 = \sqrt{\epsilon} |A_0|^2 / A_V^2$, A_V 是入射光在真空中的矢势。由 (2.15)、(2.16) 和 (2.18) 式可得:

$$\frac{\partial I_0}{\partial x} = I_0 \sum_{\omega_1} K(\omega_1) I_1(\omega_1) \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial I_1(\omega_1)}{\partial x} = K(\omega_1) I_1(\omega_1) I_0 \quad (2.20)$$

式中

$$K(\omega_1) = \frac{zk_V}{4} \frac{m_e}{m_i} \frac{n_0}{n_c} \left(\frac{v_q}{c_s} \right)^2 \frac{1}{\epsilon} H(\eta) \quad (2.21)$$

是布里渊散射对流不稳定性的空间增益; k_V 是入射激光在真空中的波矢; $v_q = eA_V / m_0 c$;

$H(\eta)$ 是由下式确定的一个函数:

$$H(\eta) = \frac{(\gamma_s/kc_s)\eta}{(\eta^2-1)^2 + (\gamma_s/kc_s)^2\eta^2} \quad (2.22)$$

其中参量

$$\eta = (\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_d) / kc_s \quad (2.23)$$

(2.19)、(2.20)式就是稳态情况下入射光与散射光满足的方程式。可以看出,入射激光强度的衰减仅与散射光各频率的总效应有关,每个频率散射光强的增长率正比于该频率的空间增益,并且都与入射光强成正比。这是显而易见的。当 $\eta=1$,即

$$\omega = \omega_s = kc_s + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_d$$

时,增益最大。 ω_s 是实验室坐标系中离子声波频率。根据本节开始的假定,非均匀等离子体中存在着热噪声,各个频率的离子声波扰动在空间不同点上满足 $\eta=1$ 的共振条件,在满足共振条件的点上, $\eta=1$,但仍有一定的增益。根据(2.19)、(2.23)式可以求解各种等离子体模型的散射光谱形状。

三、等离子体不均匀性 对散射光谱的影响

假定等离子体的密度均匀(第四节的计算表明密度的不均匀性对光谱宽度的影响很小),仅有漂移速度的不均匀性,则放大因子 $Q(\omega_1)$ 可以比较方便地求出。设 $V_d = V_0(1 + x/L_V)$,其中 V_0 、 L_V 是常量。根据(2.21)、(2.23)式,放大因子

$$\begin{aligned} Q(\omega_1) &= \int_0^L K(\omega_1) dx \\ &= \int_{\eta_0}^{\eta_L} K_0 H(\eta) \cdot \frac{c_s}{V_0} L_V d\eta \\ &= K_0 L_V \cdot \frac{c_s}{V_0} \frac{1}{2\alpha\sqrt{1-\alpha^2}} \tan^{-1}\theta \end{aligned} \quad (3.1)$$

式中 $K_0 = \frac{zK_V}{4} \cdot \frac{m_e}{m_i} \frac{n_0}{n_c} \left(\frac{v_q}{c_s}\right)^2 \frac{1}{\epsilon}$ 是一个与 x 无关的常量,参量

$$\theta = \frac{1}{2\alpha\sqrt{1-\alpha^2}} \frac{V_0}{c_s} \frac{L}{L_V} \left[2\eta_0 + \frac{V_0}{c_s} \cdot \frac{L}{L_V} \right],$$

$$\alpha = \gamma_s / 2kc_s,$$

$$\eta_0 = \frac{\omega}{kc_s} + \frac{V_0}{c_s},$$

$$\eta_L = \frac{\omega}{kc_s} + \frac{V_0}{c_s} \left(1 + \frac{L}{L_V}\right).$$

在离子声波衰减较小,等离子体的不均匀性较强,或等离子体尺寸较小的情况下, $L > L_V$, $\frac{1}{2\alpha\sqrt{1-\alpha^2}} \frac{L}{L_V} \gg 1$, 由于 $\eta_0 = 0 \sim \infty$ (见第四节), $V_0 \sim c_s$, 所以 $\theta \gg 1$, $\tan^{-1}\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$, 于是

$$Q(\omega_1) \approx K_0 L_V \frac{\pi}{4\sqrt{1-\alpha^2}} \cdot \frac{c_s}{V_0} \quad (3.2)$$

此时 $Q(\omega_1)$ 与等离子体总长度 L 无关。由于 $\alpha \ll 1$, $Q(\omega_1)$ 与离子声波衰减关系不大,主要与等离子体的不均匀性有关。在这种极限情况下,等离子体长度 L 被等效长度 $(\pi\alpha\sqrt{1-\alpha^2}/2)L_V$ 所替代(见(3.3)式),如果 γ_s 增加,虽然局部增益下降,但等效的放大长度增加,总增益 $Q(\omega_1)$ 反而稍有增加。

在相反的极限条件下,离子声波衰减较大,等离子体的不均匀性较弱,或等离子体尺寸较小时, $2\alpha\sqrt{1-\alpha^2} \sim 1$, $L/L_V \ll 1$ 。对于 $\eta_0 \sim 1$ 的短波长散射光 $\theta \ll 1$, $\tan^{-1}\theta \approx \theta$, 所以

$$Q(\omega_1) \approx K_0 L \frac{1}{2\alpha\sqrt{1-\alpha^2}} \quad (3.3)$$

此时 $Q(\omega_1)$ 与 L_V 无关,仅与 γ_s 有关。对于 $\eta_0 \gg 1$ 的长波长散射光,即使 L 比 L_V 小很多,也会有 $\theta \gg 1$,故无论对怎样的衰减(3.2)式都能满足。

对于线性的简单情形, $I_1(\omega_1) \propto e^{Q(\omega_1)}$ (见四),因此以上分析表明了不同极限条件下影响散射光谱形状的主要因素。等离子体的不均匀性在不同的极限情况下以不同的方式影响散射光谱的形状。对于非线性情况,由(4.6)式

$$\begin{aligned} Q(\omega_n) &= \int_0^L K(\omega_n) dx \\ &= \int_{b_n}^{R_n} \frac{dI_n}{I_n [c_1 + \sum_{mn} \alpha_{mn} I_n^{2mn}]} \end{aligned}$$

式中 c_1, α_{mn} 为常数, $\beta_{mn} = K(\omega_m)/K(\omega_n)$ 。显然,除了上述两种因素的影响以外,散射光谱还将受到各模式之间非线性竞争的影响。我们尚未找到确切的 $I_n \sim Q(\omega_n)$ 解析或数值关系,但可以料想,非线性竞争将改变线性情况下各模式之间的强度比关系,从而导致光谱宽度减小。

四、与他人工作的比较, 光谱形状的计算

1. 与 Randall 等人工作的比较

在初始信号源为频带无限宽的热噪声这样的假定下得到的空间增益表达式(2.21)与 Randall 等人的结果^[3]相同,但意义上稍有不同。在他们的非受激散射源假定下,空间增益表达式中等离子体的低频扰动 ω 是入射激光频率 ω_0 与其在临界面上的非受激散射光频率 ω_1 引起的差频振荡,并且在等离子体中只有这一个频率的受激散射。 ω 取不同的值,对应不同的增益值;当 ω 等于离子声波频率 $\omega_s = kc_s + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_d$ 时空间增益最大,散射光最强。而在我们的假定下,初始信号源是频带无限宽的热噪声,在不均匀等离子体中,空间上的各点对应不同的离子声波扰动,不同频率的散射在空间不同点上满足 $\omega = \omega_s$ 的条件而“共振”。离子声波频率 $\omega_s(x) = k_s(x)c_s + \mathbf{k}_s(x) \cdot \mathbf{v}_d(x)$ 是空间坐标 x 的函数,这种情况下受激布里渊散射是一个多频率的参量不稳定过程。如果令

$$K_m I = \sum_{\omega_1} K(\omega_1) I_1(\omega_1)$$

式中 $I = \sum_{\omega_1} I_1(\omega_1)$ 为总的散射光强度,那么由(2.19)、(2.20)式可得

$$\frac{\partial I_0}{\partial x} = \frac{\partial I}{\partial x} = K_m I I_0, I_0 - I = \text{const}$$

于是有

$$R(1-R) = B[e^{Q(1-R)} - R] \quad (4.1)$$

式中 $R = I|_{x=L}$, $B = I|_{x=0}$, $Q = \int_0^L K_m dx$ 。

(4.1)式与 Randall 等人^[3]的结果(文献[3]中的(2)式)形式上完全一致,只是空间增益取各个频率增益的平均值:

$$K_m = \frac{\sum_{\omega_1} K(\omega_1) I_1(\omega_1)}{\sum_{\omega_1} I_1(\omega_1)}$$

显然,当散射光只包含一个频率 ω'_1 时, $K_m = K(\omega'_1)$, 此即 Randall 等人得到的结果。可见我们的工作包括了 Randall 等人讨论的情况。

2. 与 Mitchel 等人工作的比较

当等离子体的尺寸较小、衰减较大时,散射光强度较小,入射激光强度基本不变,可近似认为等于初始入射光强 I_L 。此时(2.20)式为线性方程,可解出散射光强表达式如下:

$$I_1(\omega_1) = B(\omega_1) e^{Q(\omega_1)} \quad (4.2)$$

式中 $B(\omega_1) = I_1(\omega_1)|_{x=0}$ 为噪声源强度。当 I_L 取单位值 1 时 $Q(\omega_1) = \int_0^L K(\omega_1) dx$ 。除了 $K(\omega_1)$ 的表达式与 Mitchel 等人的结果(文献[4]中(21)式)稍有差别外,(4.2)式与他们的假定(文献[4]中(12)式)在形式上完全一致,散射光的强度与放大因子成简单的指数关系。

考察 $K(\omega_1)$ 的表式还可发现,散射光的频率 ω_1 有一个上限 ω_0 , 可称之为“截止频率”。由(2.21)式可知,要使 $K(\omega_1) > 0$, 必须 $\eta > 0$, 即 $\omega > \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_d$, 所以散射光频率 ω_1 必须小于 $\omega_0 = \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_d = \omega_0 + kv_d$ 。从能量守恒的观点来看,这是必然的结果。因为散射光的能量不能大于入射光能量与等离子体漂移运动的动能之和。

当散射光强很大,足以使入射光衰减时, I_0 亦为 x 的函数。此时(2.20)式是一个非线性方程,各个频率分量之间存在着非线性竞争。由(2.19)、(2.20)式可知:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_0}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\sum_{\omega_1} I_1(\omega_1) \right] \\ &= I_0 \sum_{\omega_1} K(\omega_1) I_1(\omega_1) \end{aligned} \quad (4.3)$$

由此可得: $I_0 - \sum_{\omega_1} I_1(\omega_1) = c_1$

式中 c_1 是一个与 x 无关的常数。由(2.20)式可得另一组关系式:

$$I_m I_n^{-\beta_{mn}} = \alpha_{mn} \quad (m, n \text{ 为整数})$$

式中 $\beta_{mn} = K(\omega_m)/K(\omega_n)$, $I_m = I_1(\omega_m)$, $I_n = I_1(\omega_n)$, 因此

$$I_0 = c_1 + \sum_n I_n \quad (4.4)$$

$$I_n = \alpha_{nm} I_m^{\beta_{nm}} \quad (4.5)$$

由(2.20)式,

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_n}{\partial x} &= K(\omega_n) I_n I_0 \\ &= K(\omega_n) I_n [c_1 + \sum_m \alpha_{mn} I_n^{\beta_{mn}}] \end{aligned}$$

于是有:

$$\begin{aligned} Q(\omega_n) &= \int_0^L K(\omega_n) dx \\ &= \int_{b_n}^{R_n} \frac{dI_n}{I_n [c_1 + \sum_m \alpha_{mn} I_n^{\beta_{mn}}]} \quad (4.6) \end{aligned}$$

(4.6)式确定了散射光谱的形状。原则上,只要知道源的频谱 $b_n = b(\omega_n)$, 对每一个散射光频率 $\omega_n < \omega_c$, 按(4.6)式求积分都可计算出与 $Q(\omega_n)$ 对应的散射光强 $R_n = R(\omega_n)$ 。

由以上讨论可以看出, 我们的推导结果既包含了Randall等人的单模式散射非线性问题, 又包含了Mitchel等人的多模式散射非线性问题, 同时也适用于多模式散射的非线性问题, 因而是一个比较普遍的理论。

3. 散射光谱形状的计算与讨论

为了与实验进行比较, 我们选择了一组 CO_2 激光辐照 $(\text{CH}_2)_n$ 靶的实验参数^[5] 计算光谱形状。根据文献[5], 入射光强 $I_L = 2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 脉宽 1.5 ns, 以 28° 角入射于 $(\text{CH}_2)_n$ 平面靶的 CO_2 激光, 产生了长度约为 $600 \mu\text{m}$ 的等离子体, 后向散射光谱宽度 $17.6 \pm 3.2 \text{ nm}$, 峰值处在红移一侧 $3.0 \sim 6.0 \text{ nm}$ 范围, X 射线测量到的电子温度 $T_e \approx 8 \text{ keV}$ 。

(1) 入射光强的衰减可忽略时散射光谱的计算

此种情况的散射光谱形状与等离子体参数的关系 Mitchel 等人已做过计算, 本文根据我们推出的较为精确的空间增益表式(2.21), 用数值方法具体计算出各种条件下的散射光谱, 由此讨论散射光谱形状与等离子体参数的关系。

图2是在等离子体的马赫数 $M=1.1$ 、密度 $n=0.319n_c/(1+x/L_N)$ 、 $L_N=1000 \mu\text{m}$ 的条件下, 对应不同的离子声波衰减系数 γ_s , 散射光谱的计算结果。为便于比较, 我们已将散射光强“归一化”, 即把散射光强的峰值 I_m 规定为单位值 1。计算中通过改变 zT_e/T_i 值使 γ_s 变化。由图可见, 当 (γ_s/kc_s) 的平均值从 0.23、0.30 增加到 0.38 (zT_e/T_i 分别取 10、9、8), 光谱宽度逐渐增加。

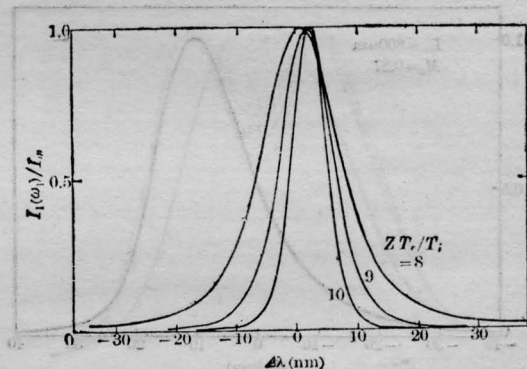


图2 离子声波衰减对光谱形状的影响
 $n=0.319n_c/(1+x/1000 \mu\text{m})$; $M=1.1$; $T_e=8 \text{ keV}$

为考察等离子体的不均匀性对光谱宽度的影响, 我们计算了不同的等离子体模型中散射光谱的形状。计算表明, 密度的不均匀性对光谱宽度的影响很小, 而漂移速度的不均匀性影响较大。对于密度为

$$n = 0.4375n_c(1-x/700 \mu\text{m})$$

的不均匀等离子体, 对应相同的离子声波衰减 ($zT_e/T_i=9$), 当马赫数分别为

$$M = 0.92(1+x/1000 \mu\text{m})$$

和 $M = 0.87(1+x/800 \mu\text{m})$

时[我们按照使 $\bar{M}=1.1$ 、 $\bar{n}=0.25n_c$ 的原则选择 M 和 n 的表式中的系数], 散射光谱的宽度分别约为 15.5 nm 和 18.8 nm 。显然,

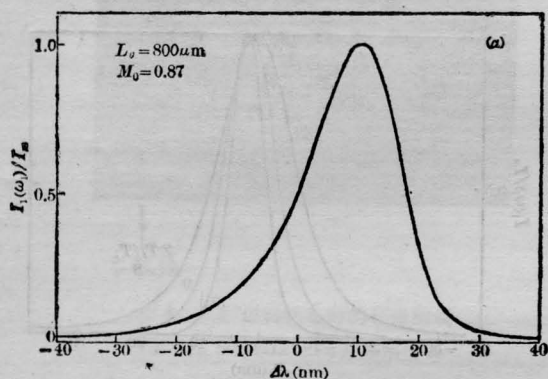
这是由于不均匀性程度的改变引起速度分布的范围增加所致。

密度的不均匀性虽然对光谱宽度影响不大,但会使光谱倾斜。图3(a)给出 $n = 0.4375n_0(1 - x/700\mu\text{m})$ 、 $M = 0.87(1 + x/800\mu\text{m})$ 、 $zT_e/T_i = 9$ 条件下散射光谱的形状。其蓝光一侧光强随波长的变化率小于红光一侧,使得光谱出现非对称分布,看上去好象是向长波方向倾倒,光谱在蓝光一侧上翘,这是由于离子声波衰减系数 γ_s 随密度变化引起的。图3(b)给出了 γ_s 随空间变化的曲线(曲线 a)和 $\lambda = \lambda_0 + 20.0\text{nm}$ 、 $\lambda = \lambda_0 - 5.0\text{nm}$ 两个不同波长散射光的增益之空间分布(曲线 b、c), λ_0 为入射激光波长。由图可见,短波长的散射光在密度较小的等离子体边缘

区域共振,那里的离子声波衰减较小,因而增益较大,使光谱的蓝光一侧上翘。

(2) 考虑入射光衰减后散射光谱的计算

对于热噪声源, (4.6) 式中的 $b_n = b$ 为常数, 由(4.5)式, $b = \alpha_{nm} b^{\beta_{nm}}$, 故有 $\alpha_{nm} = b^{1-\beta_{nm}}$ 。当 $m = n$ 时 $\beta_{nm} = \alpha_{nm} = 1$ 。常数 $c_1 = 1 - \sum_n R_n = 1 - R$ 。R 是反射率。对频率在 $(0 \sim \omega_c)$ 范围内所有的分量进行计算是相当繁复的,我们仅做了如下的近似计算: 对于 $n = 0.25n_0$ 、 $M = 1.1$ 、 $\gamma_s/kc_s \approx 0.30$ 的均匀等离子体, 将波长 $\lambda - \lambda_0 = (-25.5 \sim +29.5\text{nm})$ 的区间分成 20 个等份进行计算, 取每一个小区间的中心波长所对应的增益为该区的平均增益, 如图 4(a) 所示。图 4(b) 即为近



(a) 不均匀等离子体中散射光谱的形状
 $n = n_0(1 - x/L_N)$; $n_0 = 0.4375n_0$; $L_N = 700\mu\text{m}$;
 $M = M_0(1 + x/L_V)$; $zT_e/T_i = 9$

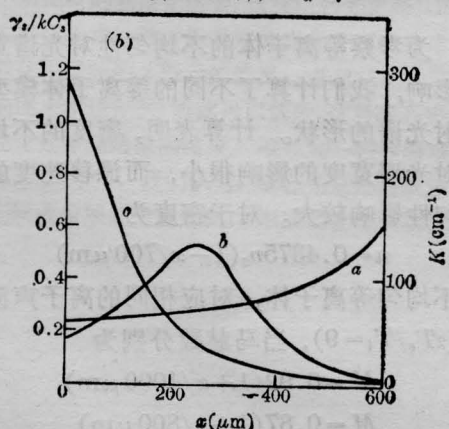


图 3

a—该等离子体模型下 $\gamma_s/kc_s \sim x$ 关系; b—波长 $\lambda = \lambda_0 + 20\text{nm}$ 的散射光之空间增益与 x 关系; c— $\lambda = \lambda_0 - 5\text{nm}$ 的散射光空间增益与 x 关系; λ_0 为入射激光波长

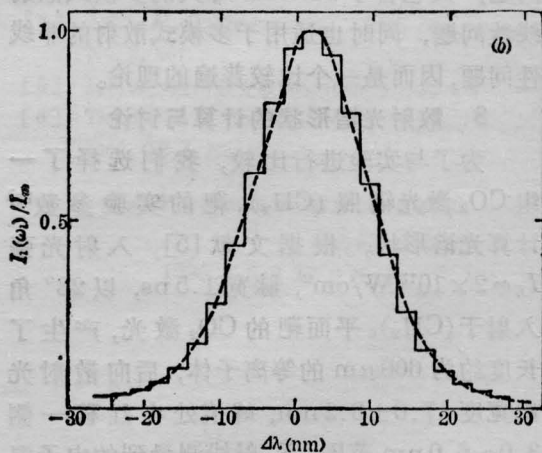
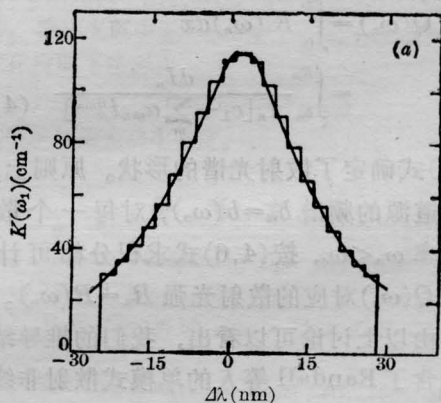


图 4

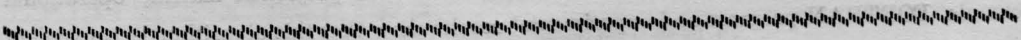
(a) 空间增益曲线; (b) 光谱形状的近似计算结果
 $n = 0.25n_0$, $M = 1.1$, $zT_e/T_i = 9$

(下转第 461 页)

Glan 棱镜及 $\lambda/4$ 波片作隔离器, 得到了如图 1 所示的单一斯托克斯脉冲。当取去上述隔离元件后, 后向行进的第一斯托克斯脉冲将进入激光振荡器并被再放大, 然后又第二次进入布里渊介质, 激发起第二斯托克斯脉冲, …… , 这样就形成了多重布里渊散射。按上述物理过程, 各阶斯托克斯脉冲间存在一大致相等的时差, 这一时差应等于光在布里渊介质与激光振荡器之间来回运行一周所需的时间。我们的实验很好地记录了这一布里渊重散射的多峰结构, 如图 5 所示, 图中各峰间时差与 8 ns 十分接近。事实上在图 1(b) 及 (c) 中我们也能看到这一结构, 只不过由于光学隔离器的衰减已使第二斯托克斯以后的峰值大为减弱并受到了测量中电噪声的干扰 (图 1(c) 中第一小峰) 而有些模糊不清。上



图 5 多重布里渊散射脉冲波形
(时标 20 ns/大格)



(上接第 456 页)

似计算的结果。虚线描出的光谱的宽度约为 18 nm, 红移 +2 nm, 与实验结果相近。

根据我们的计算, 不同的等离子体模型可以给出相同的光谱形状; 等离子体密度、速度的不均匀性、离子声波的衰减都会影响散射光谱的形状。因此, 根据实验获得的光谱及上述理论工作, 可以获得等离子体内部的物理信息。但是用这种理论研究入射光衰减对散射光谱形状的影响将因计算繁复而变得困难。另外, 我们的推导未能包括由位相失配确定的放大长度^[6]及不稳定性阈值的讨

述实验事实有力地证实激光介质的放大与反馈是造成布里渊多峰结构的主要原因。有作者^[3]提出, 斯托克斯脉冲的多峰结构起因于布里渊介质中斯托克斯脉冲与入射激光反复耦合, 从而形成斯托克斯脉冲的“破缺”, 按此解释给出的结果是第一峰总是远强于以后各峰, 同时没有给出各峰间时差的任何说明。然而从图 5 中我们可清楚看到, 第二脉冲高于第一脉冲, 甚至第三脉冲还比第一脉冲略高, 这用文献[3]无法解释, 而从激光介质对布里渊信号的放大与反馈产生了多重布里渊散射的观点则很易解释这一图形。至于图 5 中各峰间时差略有不同, 可能起因于在不同的入射光激励水平下, SBS 阈值长度(l_{th})不一致所致, 较弱的脉冲激励, 需要更长的 l_{th} 方能达到阈值所需增益, 反之则可在较短的增益作用长度下使 SBS 达到阈值。

刘新民、冉瑞江二同志参与了本工作的许多有益讨论, 谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] D. T. Hon; *Opt. Lett.*, 1980, **5**, 516~518.
- [2] D. T. Hon *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**, No. 12, (Part 2), 42.
- [3] M. J. Damzen *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983, **QE-19**, No. 1, 7.
- [4] W. 克希奈尔; “国体激光工程”, 科学出版社, 1983 年.

论, 这些都有待进一步研究解决。

参 考 文 献

- [1] A. A. Offenberger; *J. Appl. Phys.*, 1976, **47**, 1451.
- [2] C. J. Randall *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **43**, 924.
- [3] C. J. Randall *et al.*; *Phys. Fluids.*, 1981, **24**, 1474.
- [4] G. R. Mitchel *et al.*; *Phys. Fluids.*, 1983, **26**, 2292.
- [5] G. R. Mitchel *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **48**, 1472.
- [6] F. F. Chen; “Laser Interaction and Related Phenomena”, **3A**, p. 291.