

等离子体中四光子的相干散射

姚 鑫 兹

(中国科学院物理研究所)

1982年9月13日收到

提 要

本文应用动力学方法计算了均匀非磁化等离子体的电子二级非线性密度涨落,得到了三波在等离子体中相互作用的三级非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 和第四波 $K_4 = K_1 - K_2 + K_3, \omega_4 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$ 的散射功率,与通常的非相干汤姆逊散射相比,其散射信号要大得多。因此,相干四光子散射可以作为等离子体诊断技术的一个重要方法。本文还指出,文献[4]的结果是本文计算的一个简单情况。

一、引 言

应用激光的汤姆逊散射测量高温等离子体的电子温度、电子密度、离子温度和其它涨落现象的研究^[1-3]已进行了多年。然而,由于散射截面很小,散射信号是很微弱的。在密度约为 10^{13}cm^{-3} 时,散射信号约为入射信号的 10^{-15} — 10^{-17} 数量级。随着密度的减少,为消除杂散光的影响,实验将是很困难的。

最近几年,非线性四光子散射方法已广泛应用于固体、液体和气体的研究中。作为一种非线性现象,该方法得到了比常规散射方法大得多的散射信号。由于等离子体也是高度非线性的介质,所以,非线性四光子散射方法同样适用于高温等离子体。文献[4]和[5]应用双流体模型计算了简并和二重简并情况下的四光子混频的三级非线性极化率。文献[6]计算了相应的散射功率。

本文应用动力学方法,从符拉索夫方程出发,计算了均匀非磁化等离子体中电子的二级非线性密度涨落 $n_e^{(2)}(\mathbf{K}, \omega)$, 三级非线性电流密度 $\mathbf{J}^{(3)}(\mathbf{r}, t)$, 从而得到等离子体的三级非线性极化率 $\chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, -\omega_2, \omega_3)$ 。应用麦克斯韦方程,得到散射功率。最后,讨论了四光子散射的一些性质和几个特殊情况。结果表明,文献[4]的结果是本文计算的一个简单情况。

二、理 论

在等离子体中,非线性四光子散射的基本原理如下:当两个光波(称泵波) $\mathbf{K}_1, \omega_1$ 和 $\mathbf{K}_2, \omega_2$ 同时入射到等离子体时,它们与电子发生相互作用。电磁力激励等离子体产生相干性的纵振荡,其波矢与频率分别为 $\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$ 和 $\omega = \omega_1 - \omega_2$ 。如果一个第三波

(称探测波)也同时入射到等离子体中,则它将被这个相干纵振荡所散射,产生一个波矢和频率分别为 $\mathbf{K}_4 = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2 + \mathbf{K}_3$ 和 $\omega_4 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$ 的第四波(称散射波)。这时,散射波并非均匀分布在 4π 立体角之内,而仅仅限于在 $\mathbf{K}_4$ 方向上,即满足布拉格条件。由于这种散射是相干性的,所以可得到很强的散射信号。

考虑一个由电子和离子组成的均匀等离子体,不考虑碰撞效应,则等离子体的分布函数满足符拉索夫方程为

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E}_p + \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{V}} = 0, \quad (1)$$

其中 α 表示电子或离子, q_α, m_α 分别为它们的电荷和质量, $\mathbf{E}_p = -\nabla\phi$ 为等离子体自洽场。假设等离子体中没有恒定的电场和磁场,现把分布函数展开到二级小量 $f_\alpha = f_\alpha^{(0)} + f_\alpha^{(1)} + f_\alpha^{(2)}$, 其中 $f_\alpha^{(0)}$ 表示平衡时的分布函数,当处于麦克斯韦分布时,则 $f_\alpha^{(0)} = (\pi V_\alpha^2)^{-3/2} e^{-V^2/V_\alpha^2}$, 其中 $V_\alpha = (2k_B T_\alpha / m_\alpha)^{1/2}$ 为热速度。

假设有三个平面电磁波同时入射到等离子体中,其总电场的表示式为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 (\mathbf{E}_{0i} e^{i(\omega_i t - \mathbf{K}_i \cdot \mathbf{r})} + \text{c.c.}), \quad (2)$$

这时电场和磁场都是一级小量。由于平衡分布为麦克斯韦分布,在一级近似下, $(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \cdot \partial f_\alpha^{(0)} / \partial \mathbf{V}$ 正比于 $(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{V} = 0$, 洛伦兹力项不起作用,所以一级近似时的符拉索夫方程为

$$\frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E} \cdot \frac{\partial f_\alpha^{(0)}}{\partial \mathbf{V}} = 0, \quad (3)$$

现对(2),(3)式进行傅里叶-拉普拉斯变换,得到

$$\mathbf{E}(\mathbf{K}, \omega) = \frac{(2\pi)^4}{2} \sum_{i=1}^3 [\mathbf{E}_{0i} \delta(\omega - \omega_i) \delta(\mathbf{K} - \mathbf{K}_i) + \mathbf{E}_{0i}^* \delta(\omega + \omega_i) \delta(\mathbf{K} + \mathbf{K}_i)], \quad (4)$$

$$f_\alpha^{(1)}(\mathbf{K}, S, \mathbf{V}) = -\frac{q_\alpha}{m_\alpha S} \frac{\mathbf{E}(\mathbf{K}, \omega)}{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{V}} \cdot \frac{\partial f_\alpha^{(0)}}{\partial \mathbf{V}}, \quad (5)$$

其中 $S = i\omega + \gamma$, δ 为狄拉克函数。

对于二级近似时,符拉索夫方程可以表示为

$$\frac{\partial f_\alpha^{(2)}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \frac{\partial f_\alpha^{(2)}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial \mathbf{V}} - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \nabla\phi \cdot \frac{\partial f_\alpha^{(0)}}{\partial \mathbf{V}} = 0. \quad (6)$$

同样进行傅里叶-拉普拉斯变换,并应用文献[2]的计算方法,可以得到等离子体中电子的二级分布函数 $f_e^{(2)}$, 再对其进行速度空间的积分,就可得到电子密度的二级涨落谱

$$\begin{aligned} n_e^{(2)}(\mathbf{K}, \omega) &= \frac{e^2 n_0}{m_e^2} \frac{(1 + \chi_i)}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{V} \int_{\gamma' - i\infty}^{\gamma' + i\infty} \frac{dS'}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\mathbf{K}'}{(2\pi)^3} \\ &\quad \cdot \left[\frac{\mathbf{E}(\mathbf{K}', \omega') - \mathbf{V} \times \mathbf{K}' \times \frac{\mathbf{E}(\mathbf{K}', \omega')}{\omega'}}{S - i\mathbf{V} \cdot \mathbf{K}} \right] \\ &\quad \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{V}} \left[\frac{\mathbf{E}(\mathbf{K} - \mathbf{K}', \omega - \omega')}{(S - S') - i(\mathbf{K} - \mathbf{K}') \cdot \mathbf{V}} \cdot \frac{\partial f_e^{(0)}}{\partial \mathbf{V}} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

其中 n_0 为平衡分布的等离子体密度, χ_e, χ_i 为等离子体中电子、离子的线性极化率, ε 为

等离子体的介电常数, $\epsilon = 1 + \chi_e + \chi_i$. 代入(4)式, 令 $\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$, $\omega = \omega_1 - \omega_2$, 当满足 $\omega_i \gg K_i V$ ($i = 1, 2, 3$) 进行计算, 忽略 $\omega \approx KV_e$ 项的贡献, 即不考虑阻尼问题, (7)式可简化为

$$n_e^{(2)}(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2, \omega_1 - \omega_2) = \frac{\pi^3 K^2}{m_e} \frac{(1 + \chi_i)\chi_e}{\epsilon} \left(\frac{\mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02}^*}{\omega_1 \omega_2} \right) \cdot \delta(\omega - \omega_1 + \omega_2) \delta(\mathbf{K} - \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2). \quad (8)$$

当第三波 $\mathbf{K}_3, \omega_3$ 与 $n_e^{(2)}(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2, \omega_1 - \omega_2)$ 发生相互作用时, 在等离子体中产生一个三级非线性宏观电流. 其电流密度 $\mathbf{J}^{(3)}(\mathbf{r}, t) = -en^{(2)}(\mathbf{r}, t)\mathbf{V}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$. 对(8)式进行傅里叶-拉普拉斯逆变换, 并利用(5)式计算一级宏观速度 $\mathbf{V}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$, 就不难得到波矢与频率分别为 $\mathbf{K}_4 = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2 + \mathbf{K}_3$, $\omega_4 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$ 的三级非线性电流密度

$$\mathbf{J}_4^{(3)}(\mathbf{r}, t) = -\frac{ie^2}{32\pi m_e^2} \frac{(1 + \chi_i)\chi_e K^2}{\epsilon} \left(\frac{\mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02}^*}{\omega_1 \omega_2} \right) \frac{\mathbf{E}_{03}}{\omega_3} e^{i(\omega_4 t - \mathbf{K}_4 \cdot \mathbf{r})}, \quad (9)$$

其中 $\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$.

根据三级非线性极化率的定义, 三级极化强度 $\mathbf{P}^{(3)} = \frac{3}{8} \chi^{(3)} \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02}^* \mathbf{E}_{03} \exp(i\omega_4 t - i\mathbf{K}_4 \cdot \mathbf{r})$. 因此, 根据(9)式可得到等离子体的三级非线性极化率

$$\chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, -\omega_2, \omega_3) = -\frac{e^2}{12\pi m_e^2} \frac{(1 + \chi_i)\chi_e K^2}{\epsilon \omega_1 \omega_2 \omega_3 \omega_4}, \quad (10)$$

式中的符号与 Blombergen^[7] 的相同, $\chi^{(3)}(-\omega_s, \omega_b, \omega_c, \omega_d)$, $\omega_s = \omega_b + \omega_c + \omega_d$. 假设 $n_i = m\omega_i^2/4\pi e^2$ 为等离子体的临界截止密度, $\lambda_{De} = (k_B T_e / 4\pi n_0 e^2)^{1/2}$ 为电子的德拜长度, (10)式可写成为

$$\chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, -\omega_2, \omega_3) = -\frac{n_0 / (n_1 n_2 n_3 n_4)^{1/2}}{3(4\pi)^2 k_B T_e} \frac{(1 + \chi_i)\chi_e K^2 \lambda_{De}^2}{\epsilon}. \quad (11)$$

根据麦克斯韦方程, 应用文献[8]和[9]的计算方法, 可以得到散射波 $\mathbf{K}_4, \omega_4$ 的功率

$$P_4 = 2 \left(\frac{4\pi^2 \omega_4 L}{Ac^2} \right)^2 (3\chi^{(3)})^2 P_1 P_2 P_3, \quad (12)$$

其中 L, A 表示三波相互作用区域的大小, A 为入射波束的截面积, L 为相互作用区的长度, $P_i (i = 1, 2, 3)$ 为入射波的功率. 把(11)式代入(12)式, 得到

$$P_4 = \frac{2\pi^2 (n_0^2 / n_1 n_2) r_0^2 L^2 P_1 P_2 P_3}{A^2 \omega_3^2 (k_B T_e)^2} \left[\frac{(1 + \chi_i)\chi_e K^2 \lambda_{De}^2}{\epsilon} \right]^2, \quad (13)$$

其中 r_0 为电子的经典半径.

为了比较四光子散射与通常的汤姆逊散射之间的效率, 我们给出了四光子散射截面与非相干汤姆逊散射截面的比值

$$\eta = \frac{d\sigma/d\Omega}{r_0^2 n_0 V} = \frac{2(2\pi)^4 n_0 L r_0^2 c^4 I_1 I_2}{\omega_1^2 \omega_2^2 \omega_3^2 (k_B T_e)^2} \left[\frac{(1 + \chi_i)\chi_e K^2 \lambda_{De}^2}{\epsilon} \right]^2, \quad (14)$$

其中 $d\sigma/d\Omega$ 为四光子散射的微分散射截面, V 为散射体积, I_1, I_2 为入射泵波的强度, c 为光速. 因此, 随着 n_0 增大, 增大泵源的强度. 在选取合适的入射波长情况下, 可使 $\eta \gg 1$. 从而得到强烈的散射光信号.

三、讨 论

1. 简化

在高温等离子体中, 当满足 $\omega \ll KV_i$ 以及 $\omega \ll KV_e$ 时, 可取近似 $\chi_e \approx (K^2 \lambda_{De}^2)^{-1}$, $\chi_i \approx (K^2 \lambda_{Di}^2)^{-1}$ (其中 λ_{Di} 为离子的德拜长度), 则

$$\frac{(1 + \chi_i) \chi_e K^2 \lambda_{De}^2}{\epsilon} = \frac{1}{1 + \frac{T_i}{T_e(1 + K^2 \lambda_{Di}^2)}}.$$

代入 (11) 式, 得到

$$\chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, -\omega_2, \omega_3) = -\frac{n_0/(n_1 n_2 n_3 n_4)^{1/2}}{3(4\pi)^2} \frac{1}{k_B \left(T_e + \frac{T_i}{1 + K^2 \lambda_{Di}^2} \right)}. \quad (15)$$

在简并情况下 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \omega$, 则

$$\chi^{(3)}(-\omega, \omega, -\omega, \omega) = -\frac{n_0/n^2}{3(4\pi)^2 k_B \left(T_e + \frac{T_i}{1 + K^2 \lambda_{Di}^2} \right)}. \quad (16)$$

它与文献 [4] 的结果是完全一致的, 其中 $\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$, 即为文献 [4] 的 $\mathbf{K}_m - \mathbf{K}_n$. 这一点应该是明显的. 因为本文应用动力学方法计算了电子密度的二级涨落谱 (7) 式, 为给出解析表达式, 不考虑阻尼问题, 即在求积分中忽略了在 $\omega \approx KV_e$ 附近, 包含等离子体色散函数的积分项的贡献, 这样 (8) 式的结果过渡到流体动力学近似的结果. 因此文献 [4] 的结果是我们结果的一个简单情况.

再讨论散射参量 $\alpha = (K \lambda_{De})^{-1}$ (注意: 现引用的 α 与前面符拉索夫方程中的 α 不是一回事.) 对结果的影响.

当 $\alpha \ll 1$ 时, $(1 + \chi_i) \chi_e K^2 \lambda_{De}^2 / \epsilon = 1$,

$$\chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, -\omega_2, \omega_3) = -\frac{n_0/(n_1 n_2 n_3 n_4)^{1/2}}{3(4\pi)^2 k_B T_e}. \quad (17)$$

在简并情况下,

$$\chi^{(3)}(-\omega, \omega, -\omega, \omega) = -\frac{n_0/n^2}{3(4\pi)^2 k_B T_e}. \quad (18)$$

当 $\alpha \gg 1$ 时, $(1 + \chi_i) \chi_e K^2 \lambda_{De}^2 / \epsilon = \chi_i / (\chi_i + \chi_e) = T_e / (T_e + T_i)$,

$$\chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, -\omega_2, \omega_3) = -\frac{n_0/(n_1 n_2 n_3 n_4)^{1/2}}{3(4\pi)^2 k_B (T_e + T_i)}. \quad (19)$$

在简并情况下,

$$\chi^{(3)}(-\omega, \omega, -\omega, \omega) = -\frac{n_0/n^2}{3(4\pi)^2 k_B (T_e + T_i)}. \quad (20)$$

因此, 如果用其它方法测定电子密度 n_0 , 用四光子散射实验, 可以很方便地测量电子温度 T_e 或者离子温度 T_i .

2. 偏振规则

(13) 式得到的散射功率 P_4 是相对于 $\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$, $\omega = \omega_1 - \omega_2$ 的电子密度涨落 $n_e^{(2)}(\mathbf{K}, \omega)$ 与 $\mathbf{K}_3$, ω_3 波耦合的结果. 同样 $\mathbf{K} = \mathbf{K}_3 - \mathbf{K}_2$, $\omega = \omega_3 - \omega_2$ 的电子密度涨落与 $\mathbf{K}_1$, ω_1 波的耦合也可产生 $\mathbf{K}_4 = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2 + \mathbf{K}_3$, $\omega_4 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$ 的散射波, 但是, 这两个波的偏振方向是不同的. 根据散射的一般原理^[2], 前者在 $\mathbf{E}_{03} \times \mathbf{K}_4 \times \mathbf{K}_4$ 方向偏振. 而后者在 $\mathbf{E}_{01} \times \mathbf{K}_4 \times \mathbf{K}_4$ 方向偏振. 因此, 可以通过一定的实验安排取出一定偏振方向的波输出. 象在分子光谱研究中所采用的相干反斯托克斯喇曼光谱方法 (CARS), 仅使用两束激光, 其一既作泵波, 又作探测波, 即 $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_3$, 那么就只能得到一个偏振与 $\mathbf{K}_1$ 波偏振方向相同的 $\mathbf{K}_4$, ω_4 散射波 (图 1(a)). 如果实验是在简并情况下进行, 并且入射波 1, 2 的偏振方向相互垂直, 而入射波 3 的偏振又与波 1 (或波 2) 偏振平行, 那么散射波 4 的偏振方向与波 2 (或波 1) 的偏振平行 (图 1(b), (c)). 因而在实验中, 预先选定偏振方向, 可得到所需的偏振输出, 并减少杂散光的影响.

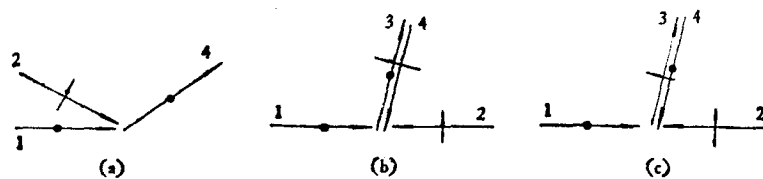


图 1

3. 失配分析

(13) 式是在匹配情况下, 即 $\mathbf{K}_4 = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2 + \mathbf{K}_3$, $\omega_4 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$ 情况下的结果 (即满足布拉格条件). 但是, 由于实际电磁波不是无限的平面波, 它在等离子体中的色散使得在不满足匹配条件时 (即失配) 存在散射信号. 假设失配度为 $\Delta\mathbf{K} = \mathbf{K} - \mathbf{K}_4$, 根据麦克斯韦公式, 可以计算得到在 $\mathbf{K}_4 + \Delta\mathbf{K}$ 方向上的散射功率为 ΔP_4 ^[9].

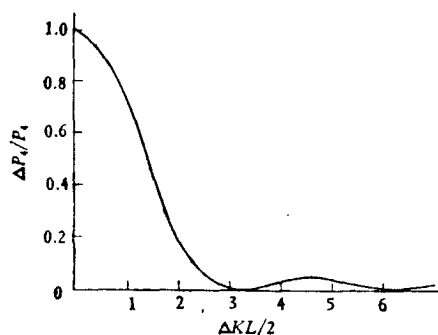


图 2

$$\frac{\Delta P_4}{P_4} = \left[\frac{\sin\left(\frac{\Delta KL}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta KL}{2}\right)} \right]^2. \quad (21)$$

从图 2 可知, 散射能量基本上都集中在 $\Delta KL/2 = \pi$ 范围内. 由于 $\Delta K \approx 2K_4 \sin \theta/2$, 其中 θ 是不匹配波矢与匹配波矢之间的夹角, 即失配角. 并由于 θ 很小, 因而可得到最大失配角为

$$\theta_m = \pi\lambda/L, \quad (22)$$

式中 λ 为散射波的波长, L 为波相互作用区的长度. 因此, 在实验中, 散射波基本上集中在以 $\mathbf{K}_4$ 为方向的 θ_m 角锥中. 例如, 当 $\lambda = 10\mu\text{m}$, $L = 1\text{cm}$ 时, $\theta_m = 0.2^\circ$.

4. 实验举例

根据(12)或(13)式可知,四光子散射的功率与入射功率之比 P_4/P_3 是与等离子体密度的平方 n_0^2 和入射波功率的乘积 P_1P_2 成正比,而与频率的平方积 $\omega_1^2\omega_2^2\omega_3^2$ 成反比。所以相对于一定的等离子体密度,选用合适的激光频率和功率,可以得到比通常的汤姆逊散射强得多的散射信号。

例1 在低密度情况,如典型的 Tokamak 装置, $n_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $T_e = 1 \text{keV}$ 。使用 CH_3F 激光器, $\lambda = 496 \mu\text{m}$ 。假设 $L = 1 \text{cm}$, $A = 10^{-2} \text{cm}^2$, 激光功率 $P = 0.1 \text{MW}$ 。考虑简并情况和 $\alpha \ll 1$ 情况,得到 $P_4 = 5 \cdot 10^{-3} \text{W}$ 。如应用汤姆逊散射,设接收立体角 $\Delta\Omega = 10^{-3}$, 并分十道光谱记录,得到散射功率 $P_T = 4 \cdot 10^{-11} \text{W}$ 。因此,四光子散射信号比汤姆逊散射信号大 8 个数量级。

例2 在高密度情况下,如在激光等离子体中,设 $n_0 = 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $T_e = 100 \text{eV}$, 使用较短波高功率激光器,如 CO_2 激光, $P = 10 \text{MW}$, 设 $L = 0.5 \text{cm}$, $A = 10^{-2} \text{cm}^2$ 。同样,在简并和 $\alpha \ll 1$ 情况下,可以得到 $P_4/P_T = 10^7$ 。

参 考 文 献

- [1] L. E. Salpeter, *Phys. Rev.*, **122**(1961), 1663.
- [2] J. Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*, Academic, New York, (1975).
- [3] D. E. Evans, *Reports on progress in Physics*, **32**, Part I, (1969), p. 207.
- [4] D. G. Steel and J. F. Lam, *Optics Letters*, **4**(1979), 363.
- [5] 钟权德, *物理学报*, **30**(1981), 133.
- [6] H. C. Pradhaude *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **35**(1979), 766.
- [7] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, Benjamin, New York, (1965).
- [8] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Wiley, New York, (1975).
- [9] A. Yariv and M. Pepper, *Optics Letters*, **1**(1977), 16.

COHERENT FOUR-PHOTON SCATTERING IN PLASMA

YAO XIN-ZI

(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The second-order electron density fluctuation in homogeneous unmagnetized plasma is calculated by means of dynamical method. The third-order non-linear susceptibility resulting from interaction of three waves in plasma and the scattered power of $K_4 = K_1 - K_2 + K_3$, $\omega_4 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$ is obtained. As compared with the normal non-coherent Thomson scattering, the scattered signal is very strong. So the coherent four-photon scattering can be taken as one of the important method in plasma diagnostics. It is showed that the result of reference [4] is a simplified form of the result obtained here.