

ЛД-1, чувствительность которого в килогерцовом диапазоне частот оказывается соизмеримой с чувствительностью неохлаждаемых твердотельных гравитационных антенн. В качестве временных реперов  $\{\xi_i\}$  были использованы данные о моментах гамма-вспышек по каталогу 3В ВATSE в сети Internet. Апробация показала эффективность описанного алгоритма.

В заключение отметим, что все основные результаты могут быть распространены на антенную систему, содержащую  $L$  пространственно разнесенных элементов. В этом случае выходной сигнал оптимального приемника  $\theta_L$  определяется выражением

$$\theta_L = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^L \ln \Lambda(R_{j1}, \dots, R_{jn}),$$

где  $R_j(t)$  — огибающая узкополосного процесса на выходе ОФ в  $j$ -м канале,  $j = \overline{1, L}$ .

#### Литература

1. Бичак И., Руденко В.Н. Гравитационные волны в ОТО и проблема их обнаружения. М., 1989.
2. Amaldi E., Badino G., Bologna G., Castagnoli C. et al. // Nuovo Cimento. 1989. C12, N1. P. 75.
3. Pizella G. Prepr. Nota Interna N932. 1989. Universita di Roma "La Sapienza".
4. Torn K.S. 300 Years of Gravitation. Cambridge, 1987.
5. Сосулин Ю.Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации. М., 1983.
6. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М., 1983.
7. Тихонов В.И. Оптимальный прием сигналов. М., 1983.
8. Тихонов В.И. Выбросы случайных процессов. М., 1970.
9. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. М., 1982.
10. Бейтман Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции, М., 1973.

Поступила в редакцию  
26.02.97

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 533.082.5

### О ВЛИЯНИИ АНТИСТОКСОВОЙ КОМПОНЕНТЫ НА ИНКРЕМЕНТ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПЛАЗМЕ

О. М. Билак, С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Вычислена поправка к инкременту ВКР в однородной плазме, обусловленная влиянием антистоксовой компоненты рассеяния. Показано, что для условий, близких к условиям лазерного термоядерного синтеза, эта поправка не превышает нескольких процентов и не зависит от интенсивности накачки.

#### Введение

Современные исследования по лазерному термоядерному синтезу делают актуальным поиск физических факторов, влияющих на инкремент (коэффициент усиления) вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света в плазме [1, 2]. На наш взгляд, одним из таких факторов может быть антистоксово рассеяние. Как показывает теория [3, 4], в молекулярной среде антистоксова компонента способна сильно уменьшить инкремент усиления ВКР (см. рисунок, ). Этот эффект особенно ярко проявляется при большой интенсивности накачки  $I_l$ , а именно при

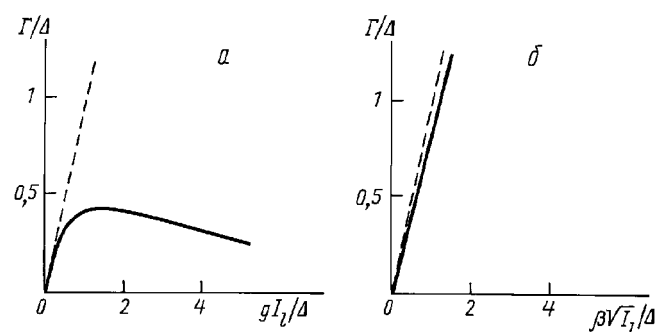
$$gI_l \gg \Delta, \quad (1)$$

где  $g$  — удельный коэффициент усиления ВКР, волновая расстройка  $\Delta$  определяется формулой

$$\Delta = (k_a - k_l) - (k_l - k_s), \quad (2)$$

$k_l, k_s, k_a$  — волновые числа накачки, стоксовой и антистоксовой компонент. Условие (1) может быть выполнено путем увеличения энергии возбуждающего импульса или жесткой фокусировки излучения в кювету

с комбинационно-активной средой. В работе [5] определены условия существования режима стационарного обратного ВКР, при котором рассеяние в направлении вперед полностью подавлено. В работах [6–9] сообщалось об экспериментальном наблюдении подобного



Зависимость инкремента ВКР  $\Gamma$  от интенсивности накачки  $I_l$  в молекулярной среде (а) и в плазме (б): без учета (штриховые линии) и с учетом антистоксовой компоненты ВКР (сплошные). Графики построены при условии (24). Волновая расстройка  $\Delta$  определяется формулой (2).

Механизм подавления попутного рассеяния (т. е. рас-

сеяния вперед) в условиях возбуждения антистоксовой компоненты связан с интерференцией и взаимным гашением двух волн молекулярных колебаний, возбуждаемых стоксовой и антистоксовой компонентами ВКР. Возможен ли подобный эффект в плазме, и нельзя ли подавить ВКР в плазме за счет увеличения интенсивности накачки? Решению этих вопросов посвящена данная работа.

Об экспериментальном наблюдении антистоксова ВКР в плазме впервые сообщалось в работе [10]. В работе [11] наблюдалось обратное антистоксово ВКР, при котором рассеянное плазмой излучение распространяется навстречу пучку накачки. Теория ВКР в плазме, учитывающая антистоксово рассеяние и движение ионов, представлена в работе [12]. Однако в этой работе акцент сделан на анализе неустойчивости ленгмюровских электронных колебаний, а оценка влияния антистоксовой компоненты на инкремент ВКР не проводилась.

### Основные уравнения

В приближении плоских волн уравнения ВКР в однородной плазме имеют вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_s \frac{\partial}{\partial z}\right) A_s &= \gamma_s A_l A_p^*, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_a \frac{\partial}{\partial z}\right) A_a &= -\gamma_s A_l A_p e^{i\varphi_a}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_p \frac{\partial}{\partial z} + \alpha_p\right) A_p &= \gamma_{ps} A_l A_s^* + \gamma_{pa} A_a A_l^* e^{-i\varphi_a}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_l \frac{\partial}{\partial z}\right) A_l &= \gamma_s \left(-\frac{\omega_l}{\omega_s} A_s A_p + \frac{\omega_l}{\omega_a} A_a A_p^* e^{-i\varphi_a}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $A_l, A_p, A_s, A_a$  — амплитуды волны накачки, электронной плазменной волны, стоксовой и антистоксовой компонент рассеяния соответственно, определяемые выражениями

$$\begin{aligned} E_l &= \frac{1}{2} A_l \exp(i\omega_l t - ik_l z) + \text{к.с.}, \\ E_p &= \frac{1}{2} A_p \exp(i\omega_p t - ik_p z) + \text{к.с.}, \\ E_s &= \frac{1}{2} A_s \exp(i\omega_s t - ik_s z) + \text{к.с.}, \\ E_a &= \frac{1}{2} A_a \exp(i\omega_a t - ik_a z) + \text{к.с.}, \end{aligned}$$

где  $E_l, E_p, E_s, E_a$  — электрические поля соответствующих волн. Частоты волн связаны между собой формулами

$$\omega_s = \omega_l - \omega_p, \quad \omega_a = \omega_l + \omega_p, \quad (4)$$

а волновые числа определяются дисперсионными соотношениями

$$\begin{aligned} \omega_p^2 &= \Omega^2 + 3v_T^2 k_p^2, \\ \omega_s^2 &= \Omega^2 + c^2 k_s^2, \\ \omega_l^2 &= \Omega^2 + c^2 k_l^2, \\ \omega_a^2 &= \Omega^2 + c^2 k_a^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь

$$\Omega^2 = \frac{4\pi e^2}{m} n_0, \quad (6)$$

$\Omega$  — электронная плазменная частота,  $n_0$  — концентрация электронов,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света. Тепловая скорость электронов  $v_T$  имеет вид

$$v_T = \sqrt{k_B T/m}, \quad (7)$$

где  $T$  — температура плазмы,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Фазовый набег  $\varphi_a$  в уравнениях (3) дается выражением

$$\varphi_a = \kappa_a z, \quad (8)$$

где  $\kappa_a = k_a - k_p - k_l$  — волновая расстройка. Скорости световых и электронной плазменной волн описываются формулами

$$v_s = c^2 \frac{k_s}{\omega_s}, \quad v_l = c^2 \frac{k_l}{\omega_l}, \quad v_a = c^2 \frac{k_a}{\omega_a}, \quad v_p = 3v_T^2 \frac{k_p}{\omega_p}.$$

Параметры нелинейного взаимодействия записываются в виде

$$\begin{aligned} \gamma_s &= \frac{ek_p}{4m\omega_l}, \\ \gamma_{ps} &= \frac{e\Omega^2(k_l - k_s)}{4m\omega_p\omega_l\omega_s}, \\ \gamma_{pa} &= \frac{e\Omega^2(k_a - k_l)}{4m\omega_p\omega_l\omega_a}. \end{aligned}$$

Наконец, введенный в уравнения (3) феноменологический параметр  $\alpha_p$  описывает затухание электронной плазменной волны; он приблизительно равен частоте электрон-ионных столкновений в плазме.

В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением стационарного режима ВКР и приближением заданного поля накачки ( $A_l = \text{const}$ ). В этом случае уравнения (3) приобретают вид

$$\begin{aligned} v_s \frac{\partial A_s}{\partial z} &= \gamma_s A_l A_p^*, \\ v_a \frac{\partial A_a}{\partial z} &= -\gamma_s A_l A_p e^{i\varphi_a}, \\ v_p \frac{\partial A_p}{\partial z} + \alpha_p A_p &= \gamma_{ps} A_l A_s^* + \gamma_{pa} A_a A_l^* e^{-i\varphi_a}. \end{aligned}$$

В однородной плазме плазменная частота  $\Omega$  и волновые числа  $k_l, k_p, k_s, k_a$  не зависят от координаты  $z$ , и выполняется соотношение

$$\kappa_s = k_p + k_s - k_l = 0, \quad (9)$$

которое вместе с формулами (4)–(7) устанавливает связь между температурой плазмы  $T$ , ее плотностью  $n_0$ , частотой накачки  $\omega_l$  и частотой электронной плазменной волны  $\omega_p$ . Из (8) и (9) следует, что  $\varphi_a = \Delta z$ . Таким образом, ВКР в однородной плазме описывается уравнениями

$$\begin{aligned} v_s \frac{\partial A_s}{\partial z} &= \gamma_s A_l A_p^*, \\ v_a \frac{\partial A_a}{\partial z} &= -\gamma_s A_l A_p e^{i\Delta z}, \\ v_p \frac{\partial A_p}{\partial z} + \alpha_p A_p &= \gamma_{ps} A_l A_s^* + \gamma_{pa} A_a A_l^* e^{-i\Delta z}, \end{aligned} \quad (10)$$

где волновая расстройка  $\Delta$  определяется выражением (2).

### Случай сильного поля накачки

Введем вспомогательную величину  $B_a$ , определив ее следующим образом:

$$A_a = B_a e^{i\Delta z}. \quad (11)$$

Подставив (11) в (10), получим систему уравнений с постоянными коэффициентами:

$$\begin{aligned} v_s \frac{\partial A_s}{\partial z} &= \gamma_s A_l A_p^*, \\ v_a \left( \frac{\partial B_a}{\partial z} + i\Delta B_a \right) &= -\gamma_s A_l A_p, \\ v_p \frac{\partial A_p}{\partial z} + \alpha_p A_p &= \gamma_{ps} A_l A_s^* + \gamma_{pa} A_l^* B_a. \end{aligned} \quad (12)$$

Решение уравнений (12) имеет вид экспонент, следовательно, можно записать

$$B_a = B_{a0} e^{\lambda z}, \quad A_p = A_{p0} e^{\lambda z}, \quad A_s = A_{s0} e^{\lambda z}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что в уравнениях (12) пространственные производные можно представить следующим образом:

$$\frac{\partial B_a}{\partial z} = \lambda B_a, \quad \frac{\partial A_p}{\partial z} = \lambda A_p. \quad (14)$$

Действительная часть величины  $\lambda$  характеризует пространственный темп усиления световых волн, т.е. инкремент ВКР  $\Gamma$ :

$$\Gamma = 2 \operatorname{Re} \lambda. \quad (15)$$

Инкремент зависит от интенсивности накачки:  $\Gamma = \Gamma(I_l)$ . Введем две характерные интенсивности накачки  $I_1, I_2$ , определив их формулами

$$\frac{1}{2} \Gamma(I_1) = |\Delta|, \quad (16)$$

$$\frac{1}{2} \Gamma(I_2) = \alpha_p / v_p. \quad (17)$$

Инкремент ВКР есть возрастающая функция интенсивности накачки  $I_l$ , (см. (22), (23)), поэтому в пределе сильного поля накачки, а именно при выполнении условий

$$I_l \gg I_1, I_2, \quad (18)$$

мы будем иметь  $|\lambda| \gg |\Delta|$  и  $|\lambda| \gg \alpha_p / v_p$  и, следовательно, слагаемыми  $i\Delta B_a$  и  $\alpha_p A_p$  в уравнениях (12) можно пренебречь. В этом случае уравнения ВКР приобретают вид

$$\begin{aligned} v_s \frac{\partial A_s}{\partial z} &= \gamma_s A_l A_p^*, \\ v_a \frac{\partial A_a}{\partial z} &= -\gamma_s A_l A_p, \\ v_p \frac{\partial A_p}{\partial z} &= \gamma_{ps} A_l A_s^* + \gamma_{pa} A_l^* A_a. \end{aligned} \quad (19)$$

Заметим, что решение системы уравнений (19) не должно противоречить условиям (18).

### Инкремент ВКР

Из (19) легко получить следующее уравнение для амплитуды электронной плазменной волны  $A_p$ :

$$\frac{\partial^2 A_p}{\partial z^2} = (1 - \mu) \gamma_0^2 A_p, \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_0^2 &= \frac{\gamma_s \gamma_{ps}}{v_s v_p} |A_l|^2, \\ \mu &= \frac{v_s \gamma_{pa}}{v_a \gamma_{ps}}. \end{aligned} \quad (21)$$

Используя (13), (15), (20), для инкремента ВКР получаем

$$\Gamma = \Gamma_0 \operatorname{Re} \sqrt{1 - \mu}, \quad (22)$$

где

$$\Gamma_0 = \beta \sqrt{I_l}, \quad \beta = 2 \sqrt{\frac{8\pi}{c} \frac{\gamma_s \gamma_{ps}}{v_s v_p}}. \quad (23)$$

Величина  $\Gamma_0$  имеет смысл инкремента ВКР в отсутствие антистоксовой компоненты,  $I_l = (c/8\pi) |A_l|^2$  — интенсивность волны накачки. Таким образом, влияние антистоксова рассеяния на инкремент ВКР описывается параметром  $\mu$ , определяемым (21). Заметим, что в общем случае  $\Gamma < \Gamma_0$ , т.е. антистоксово рассеяние уменьшает инкремент ВКР.

### Численные оценки

Оценим параметры  $\mu, I_1, I_2$  для следующих условий, близких к условиям лазерного термоядерного синтеза:

$$k_B T = 1 \text{ кэВ}, \quad \alpha_p = 10^{12} \text{ с}^{-1}, \quad \lambda_l = 0,5 \text{ мкм},$$

и частоты стоксовой компоненты, равной половине частоты накачки:

$$\omega_s = \omega_l / 2. \quad (24)$$

Из формул (4), (5), (24) следует, что  $\omega_p = \omega_s$  и  $k_p = N k_s$ , где

$$N = \frac{c}{v_T \sqrt{3}}.$$

Условие (9) приводит к следующему выражению для величины  $\Omega^2$ , определяющей плотность плазмы  $n_0$  (см. (6)):

$$\Omega^2 = \left( \frac{\omega_l}{2} \right)^2 (1 - \varepsilon), \quad \text{где } \varepsilon = \frac{3}{N^2 + 2N}.$$

При этом

$$\begin{aligned} k_p &= N \frac{\omega_l}{2c} \sqrt{\varepsilon}, & k_s &= \frac{\omega_l}{2c} \sqrt{\varepsilon}, \\ k_l &= \frac{\omega_l}{2c} \sqrt{3 + \varepsilon}, & k_a &= \frac{\omega_l}{2c} \sqrt{8 + \varepsilon}. \end{aligned}$$

В рассматриваемых условиях  $N = 13$ ,  $\varepsilon = 0,015$ . Используя (16), (17), (21), получаем

$$\mu = \frac{k_s(k_a - k_l)}{k_a(k_l - k_s)} \approx \frac{\sqrt{\varepsilon}(\sqrt{8} - \sqrt{3})}{\sqrt{8}(\sqrt{3} - \sqrt{\varepsilon})} \approx 0,03,$$

$$I_1 = \frac{c}{8\pi} \frac{v_s v_p}{\gamma_s \gamma_{ps}} \Delta^2 \approx \frac{32\pi c^5 m^2}{e^2 \lambda_l^2 N^3} (\sqrt{2} - \sqrt{3} + \sqrt{\varepsilon}/2)^2 \approx 1,1 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2,$$

$$I_2 = \frac{c}{8\pi} \frac{v_s v_p}{\gamma_s \gamma_{ps}} \frac{\alpha_p^2}{v_p^2} \approx \frac{8 c^3 m^2 \alpha_p^2}{\pi e^2 N \varepsilon} \approx 1,3 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2.$$

Относительная разность инкрементов  $|\Gamma - \Gamma_0|/\Gamma_0 \approx \mu/2 = 0,015$  не зависит от интенсивности накачки. Таким образом, влияние антистоксовой компоненты на инкремент ВКР в плазме оказывается весьма слабым (см. рисунок, ).

### Относительная интенсивность антистоксовой компоненты

Причина малости поправки к инкременту заключается в малости амплитуды антистоксовой компоненты в плазме. Из уравнений (19) следует, что

$$v_s A_s^* + v_a A_a e^{i\phi} = \text{const}, \text{ где } e^{i\phi} = \frac{A_l^*}{A_l}.$$

В пределе большого усиления, когда  $\exp(\Gamma z) \gg 1$ , получаем отсюда

$$\left| \frac{A_a}{A_s} \right| = \frac{v_s}{v_a} = \frac{3\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{8}} \approx 0,13.$$

При этом относительная интенсивность антистоксовой компоненты

$$I_a/I_s \approx 0,017. \quad (25)$$

Эти оценки получены при условии (24). Заметим, однако, что с ростом частоты  $\omega_s$  относительная интенсивность антистоксовой компоненты и, следовательно, ее влияние на инкремент ВКР будут возрастать.

### Сопоставление данных теории и эксперимента

В экспериментальной работе [10] сообщалось о наблюдении антистоксова ВКР в плазме, возникающей

при облучении тонкой углеводородной пленки мощным лазерным импульсом. Условия эксперимента: длина волны лазерного излучения  $\lambda_l = 0,53$  мкм; интенсивность лазерного излучения  $I_l = 4 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>; длительность импульса 1 нс; температура плазмы порядка 1 кэВ; плотность плазмы около четверти критической, профиль плотности близок к параболическому. По оценке авторов работы [10] энергия антистоксова рассеяния (интегральная по частоте) в 10–100 раз меньше энергии стокова рассеяния. Таким образом, наша оценка (25) подтверждается экспериментальными данными.

### Заключение

Итак, в настоящей работе проанализировано влияние антистоксовой компоненты на инкремент ВКР в плазме в условиях лазерного термоядерного синтеза. Показано, что антистоксово рассеяние, вообще говоря, уменьшает инкремент ВКР, однако поправка к инкременту относительно невелика и при сильном поле накачки не зависит от интенсивности накачки.

### Литература

1. Билак О.М., Никитин С.Ю. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 4. С. 64.
2. Билак О.М., Никитин С.Ю. // Там же. 1996. № 5. С. 40.
3. Бломбергс Н. // УФН. 1969. 97, № 2. С. 307.
4. Дьяков Ю.Е. // Кр. сообщ. по физике ФИАН. 1973. № 12. С. 34.
5. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. // Квант. электроника. 1982. 9, № 6. С. 1258.
6. Апанасевич П.А., Гахович Д.Е., Грабчиков А.С., Дьяков Ю.Е. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. 53, № 6. С. 1031.
7. Апанасевич П.А., Дьяков Ю.Е., Котаев Г.Г., Круглик С.Г. // Препринт Ин-та физики АН БССР. Минск, 1990, № 600.
8. Апанасевич П.А., Дьяков Ю.Е., Котаев Г.Г., Круглик С.Г. // Изв. РАН, сер. физ. 1992. 56, № 12. С. 19.
9. Apanasevich P.A., Dyakov Yu.E., Kotaev G.G., Kruglik S.G. // Laser Physics. 1993. 3, N 1. P. 131.
10. Turner R.E., Estabrook K., Drake R.P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. 57. P. 1725.
11. Labaune C., Baldis H.A., Baton S.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. 69, N 2. P. 285.
12. Kolber T., Rozmus W., Tikhonchuk V.T. // Phys. Plasmas. 1995. 2. P. 256.

Поступила в редакцию  
13.01.97