и той же трубке для одних и тех же чисел Рейнольдса при введении полимера было отмечено уменьшение гидродинамического сопротивления, то можно сделать вывод, что проделанные в ходе настоящей работы эксперименты подтверждают гипотезу о чисто гидродинамической природе влияния ССП.

Авторы выражают благодарность чл.-корр. С. С. Григоряну за постановку задачи и обсуждения проблемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Toms B. A.//Proc. 1 Int. Congr. Rheol. Amsterdam, 1948. V. 2. P. 135.
2. Mostardi R. A., Greene H. L., Nokes R. F.//Biorheology. 1967. **3**. P. 137.
3. Mostardi R. A., Thomas L. C., Greene H. L. et al.//Biorheology. 1978. **15**. P. 1.
4. Григорян С. С., Каменева М. В., Шахназаров А. А.//ДАН. 1976. **231**, № 5. С. 1070.
5. Соколова И. А., Шахназаров А. А., Тимкина Н. И. и др.//Бюл. экспер. биол. и мед. 1993. № 11. С. 552.
6. Ганнушкина И. В., Григорян С. С. и др.//Патофизиология. 1982. № 3. С. 58.
7. Каменева М. В., Парфенов А. С.//ДАН. 1986. **288**, № 3. С. 575.
8. Каменева М. В., Полякова М. С., Гвоздкова И. А.//ДАН. 1988. **298**, № 5. С. 1253.
9. Каменева М. В., Полякова М. С., Федосеева Е. В.//Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа. 1990. С. 172.
10. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М., 1975.
11. Back L. H., Cho Y. J., Crawford D. W.//Trans. of ASME, J. of Biomech. Engineering. 1986. **108**. P. 251.
12. Liepsch D. W.//Biorheology. 1986. **23**. P. 395.
13. Matsuo T., Okeda R., Higashino F.//Biorheology. 1989. **26**. P. 799.

Поступила в редакцию
09.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 533.082.5

К ТЕОРИИ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПЛАЗМЕ

О. М. Билак, С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Рассматривается вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) мощного лазерного излучения в горячей неоднородной плазме. Получено выражение для инкремента ВКР, учитывающее затухание электронной плазменной волны, неоднородность плазмы и модуляцию излучения накачки.

Введение

Одной из актуальных проблем в современных исследованиях по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС) является проблема подавления вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) в плазме. Вынужденное комбинационное рассеяние представляет собой процесс, при котором падающая мощная электромагнитная волна распадается на электронную плазменную волну (плазмон) и рассеянную электромагнитную волну. Процесс ВКР потенциально опасен для ЛТС, поскольку электронная плазменная волна ускоряет электроны, что приводит к нежелательному преждевременному нагреву мишени.

В литературе обсуждалось несколько способов подавления ВКР в плазме в условиях ЛТС [1—21]. К их числу относятся применение немонохроматической накачки, подавление ВКР за счет ВРМБ, применение накачки, некогерентной как по времени, так и по пространству.

В 1972 г. Розенблат рассмотрел задачу о параметрической неустойчивости в неоднородной среде. В своей работе [1] он представил уравнения трехволновой параметрической неустойчивости в слабо неоднородной плазме, которая возникает при облучении твердой мишени мощным лазерным импульсом.

В 1975 г. теоретически исследовано влияние конечной ширины частотного спектра накачки на параметрическую неустойчивость в неоднородной плазме [5]. Автор пришел к выводу, что немонохроматичность лазерного излучения может быть важным методом стабилизации ВКР в процессе ЛТС. Однако в 1991 г. было показано, что в неоднородной плазме с линейным профилем плотности инкремент ВКР не зависит от ширины частотного спектра накачки [18]. Этот результат объясняется тем, что уменьшение локального инкремента ВКР, обусловленное немонохроматичностью накачки, компенсируется увеличением длины взаимодействия волн, так что полное конвективное усиление остается неизменным. Этот вывод был подтвержден расчетами Платоненко и Дьякова.

В экспериментальной работе [19], выполненной с пленочной мишенью, сообщалось о том, что ВКР в плазме может быть существенно ослаблено при использовании частотно-модулированного лазерного излучения с относительной шириной спектра $\Delta\lambda/\lambda=3\cdot10^{-4}$.

Итак, в настоящее время имеется ряд предложений о том, как подавить ВКР и ВРМБ в плазме в условиях ЛТС. Однако, на наш взгляд, проблема не решена еще в полной мере. Многие из экспериментов, выполненных в этой области, носят модельный характер. В частности, эксперимент [19] выполнен в условиях, существенно отличающихся от условий ЛТС (это касается профиля электронной концентрации в плазме). Во многом остается неясной и физика процессов ВКР и ВРМБ в горячей неоднородной плазме. Поэтому целесообразен поиск новых путей и возможностей подавления процессов вынужденного рассеяния в условиях лазерного термоядерного синтеза. С теоретической точки зрения представляет интерес оценка инкремента ВКР в плазме для различных условий, в частности для произвольной (регулярной или случайной) модуляции излучения накачки. Решению этой задачи посвящена данная работа.

Уравнения ВКР в неоднородной плазме

Уравнения, описывающие ВКР в неоднородной плазме, были выведены в работах [1—4]. Эти уравнения имеют вид

$$\left(\alpha_s+\frac{\partial}{\partial t}+v_s\frac{\partial}{\partial z}\right)A_s=\gamma_s A_l A_p^*\exp\left(i\int^z \varkappa dz'\right),\tag{1}$$

$$\left(\alpha_p+\frac{\partial}{\partial t}+v_p\frac{\partial}{\partial z}\right)A_p=\gamma_p A_l A_s^*\exp\left(i\int^z \varkappa dz'\right),\tag{2}$$

где A_l, A_s, A_p — амплитуды волны накачки, стоксовой и плазменной волн, v_s, v_p — групповые скорости стоксовой и плазменной волн, α_s, α_p — коэффициенты затухания соответствующих волн, ось z направлена вдоль оси пучка накачки. Амплитуды волн определяются формулами

$$E_s(z,\ t) = \frac{1}{2} A_s \exp\left(i\omega_s t - i\int^z k_{sz}(z')\,dz'\right) + \text{к. с.},$$

$$E_p(z,\ t) = \frac{1}{2} A_p \exp\left(i\omega_p t - i\int^z k_p(z')\,dz'\right) + \text{к. с.},$$

$$E_l(z,\ t) = \frac{1}{2} A_l \exp\left(i\omega_l t - i\int^z k_l(z')\,dz'\right) + \text{к. с.},$$

где E_s — электрическое поле стоксовой волны, E_p — электрическое поле плазмона, E_l — электрическое поле волны накачки. Частоты указанных волн связаны между собой следующим образом:

$$\omega_l = \omega_s + \omega_p,$$

а волновые числа определяются дисперсионными соотношениями

$$\omega_p^2 = \Omega^2(z) + 3v_T^2 k_p^2(z),$$
$$\omega_s^2 = \Omega^2(z) + c^2 k_s^2(z),$$
$$\omega_l^2 = \Omega^2(z) + c^2 k_l^2(z),$$

где v_T — тепловая скорость электрона, $\Omega(z)$ — электронная плазменная частота, c — скорость света. Параметры Ω и v_T определяются формулами

$$\Omega^2 = (4\pi e^2/m)\, n_0(z),\quad v_T^2 = k_B T/m,$$

где функция $n_0(z)$ описывает координатную зависимость электронной концентрации, T — температура плазмы, e и m — заряд и масса электрона, k_B — постоянная Больцмана. Остальные параметры задаются следующими соотношениями:

$$\varkappa(z) = k_p + k_{sz} - k_l, \tag{3}$$

$$v_s = c^2 \frac{k_{sz}}{\omega_s},\quad v_p = 3v_T^2 \frac{k_p}{\omega_p}, \tag{4}$$

$$\gamma_s = \frac{ek_p}{4m\omega_l},\quad \gamma_p = \frac{ek_p}{4m\omega_l}\,\frac{\Omega^2}{\omega_p\omega_s}. \tag{5}$$

Для попутного ВКР $k_{sz}=k_s$, а для обратного ВКР

$$k_{sz} = -k_s. \tag{6}$$

Приближение заданного поля накачки

Пренебрегая обратным воздействием стоксовой и плазменной волн на волну накачки, уравнение для амплитуды A_l можно представить в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_l \frac{\partial}{\partial z}\right) A_l = 0. \tag{7}$$

Здесь не учитывается затухание волны накачки, а скорость $v_l = c^2 k_l/\omega_l$. Из уравнения (7) следует, что $A_l(z,t) = A_l(t - z/v_l)$, где функция $A_l(t) = A_l(z=0, t)$ описывает комплексную амплитуду накачки в точке $z=0$.

В дальнейшем мы будем считать $A_l(t)$ заданной функцией времени (регулярной или случайной).

Замкнутое уравнение для амплитуды стоксовой волны

Для оценки инкремента ВКР в неоднородной плазме удобно перейти от уравнений (1), (2) к замкнутому уравнению для амплитуды стоксовой волны A_s. Это уравнение имеет вид

$$\left(\alpha_s + v_s \frac{\partial}{\partial z}\right) A_s(z,\ t+z/v_s) = \gamma_s\gamma_p \int_0^\infty d\tau \exp(-\alpha_p\tau) \exp\left(i \int_{z-v_p\tau}^{z} \varkappa dz'\right) \times$$

$$\times A_l(t-\nu z) A_l^*\left(t-\nu z-\tau \frac{v_l - v_p}{v_l}\right) A_s(z-v_p\tau,\ t+z/v_s-\tau), \tag{8}$$

где

$$\nu = \frac{1}{v_l} - \frac{1}{v_s}. \tag{9}$$

Итак, уравнение (8) представляет собой замкнутое интегродифференциальное уравнение для амплитуды стоксовой компоненты A_s. Это уравнение есть точное следствие уравнений Розенблата (1), (2). Уравнение вида (8) было впервые получено Платоненко.

Приближение медленно меняющейся амплитуды стоксовой волны

Предположим, что амплитуда $A_s(z, t)$ при изменении своих аргументов меняется медленнее, чем остальные функции в подынтегральном выражении в (8). Тогда можно вынести амплитуду стоксовой компоненты из-под интеграла и записать приближенное уравнение:

$$\left(\alpha_s + v_s \frac{\partial}{\partial z}\right) A_s(z,\ t+z/v_s) = \gamma_s\gamma_p A_s(z,\ t+z/v_s) \int_0^\infty d\tau \exp(-\alpha_p\tau) \times$$

$$\times \exp\left(i \int_{z-v_p\tau}^{z} \varkappa dz'\right) A_l(t-\nu z) A_l^*\left(t-\nu z-\tau \frac{v_l - v_p}{v_l}\right).$$

Предположим, что затухание стоксовой волны мало, т. е. $\alpha_s=0$. Поскольку скорость лазерной волны много больше скорости плазмона, то $(v_l-v_p)/v_l \approx 1$, и мы получим уравнение

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = \frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s} A_s \int_0^\infty d\tau \exp(-\alpha_p\tau) \exp\left(i \int_{z-v_p\tau}^{z} \varkappa dz'\right) A_l(t-\nu z) \times$$

$$\times A_l^*(t-\nu z-\tau). \tag{10}$$

Это уравнение удобно для оценки инкремента ВКР.

Инкремент ВКР

Из уравнения (10) следует, что

$$\frac{\partial}{\partial z}\ln(A_s)=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau)\exp\left(i\int\limits_{z-v_p\tau}^{z}\varkappa dz'\right)\times$$

$$\times A_l(t-\nu z)A_l^*(t-\nu z-\tau).$$

Проинтегрируем это уравнение по z от $-\infty$ до ∞, полагая

$$A_s(z=-\infty)=A_{s0},\ A_s(z=\infty)=A_s.$$

Получим

$$\ln\left(\frac{A_s}{A_{s0}}\right)=\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau)\int\limits_{-\infty}^{\infty}dz\exp\left(i\int\limits_{z-v_p\tau}^{z}\varkappa dz'\right)\times$$

$$\times A_l(t-\nu z)A_l^*(t-\nu z-\tau).$$

Отсюда $A_s(z)=A_{s0}\exp(G/2)$, $I_s=I_{s0}\exp(G)$, где

$$G=2\frac{\gamma_s\gamma_p}{v_s}\int\limits_0^\infty d\tau\exp(-\alpha_p\tau)\int\limits_{-\infty}^{\infty}dz\exp\left(i\int\limits_{z-v_p\tau}^{z}\varkappa dz'\right)\times$$

$$\times A_l(t-\nu z)A_l^*(t-\nu z-\tau). \qquad (11)$$

Итак, формула (11) дает приближенное выражение для инкремента ВКР в плазме с учетом затухания электронной плазменной волны, неоднородности плазмы и произвольной модуляции накачки. Уравнение (10) и формула (11) могут быть использованы для поиска режимов модуляции накачки, обеспечивающих подавление ВКР.

Авторы благодарны В. Т. Платоненко за помощь и консультации. Работа поддержана Департаментом энергетики США и Ливерморской национальной лабораторией им. Лоуренса (контракт W 7405-Eng-48, B 239783).

ЛИТЕРАТУРА

1. Rosenbluth M. N.//Phys. Rev. Lett. 1972. **29**, N 9. P. 565.
2. Rosenbluth M. N., White R. B., Liu C. S.//Phys. Rev. Lett. 1973. **31**, N 19. P. 1190.
3. Liu C. S., Rosenbluth M. N., White R. B.//Phys. Fluids. 1974. **17**, N 6. P. 1211.
4. Forslund D. W., Kindel J. M., Lindman E. L.//Phys. Fluids. 1975. **18**, N 8. P. 1002.
5. Thomson J. J.//Nucl. Fusion. 1975. **15**. P. 237.
6. Rozmus W., Offenberger A. A., Fedosejevs R.//Phys. Fluids. 1983. **26**, N 4. P. 1071.
7. Koch P., Williams E. A.//Phys. Fluids. 1984. **27**, N 9. P. 2346.
8. Walsh C. J., Villeneuve D. M., Baldis H. A.//Phys. Rev. Lett. 1984. **53**, N 15. P. 1445.
9. Barr H. C., Chen F. F.//Phys. Fluids. 1987. **30**, N 4. P. 1180.
10. Rose H. A., Dubois D. F., Bezzerides B.//Phys. Rev. Lett. 1987. **58**, N 24. P. 2547.
11. Rozmus W., Sharma R. P., Samson J. C., Tighe W.//Phys. Fluids. 1987. **30**, N 7. P. 2181.
12. Mostovych A. N., Obenschain S. P., Gardner J. H. et al.//Phys. Rev. Lett. 1987. **59**, N 11. P. 1193.
13. Villeneuve D. M., Baldis H. A., Bernard J. E.//Phys. Rev. Lett. 1987. **59**, N 14. P. 1585.
14. Barr H. C., Boyd T. J. M., Coutts G. A.//Phys. Rev. Lett. 1988. **60**, N 19. P. 1950.
15. Obenschain S. P., Pawley C. J., Mostovych A. N. et al.//Phys. Rev. Lett. 1989. **62**, N 7. P. 768.

16. Guzdar P. N., Tan W., Lee Y. C. et al.//Phys. Fluids. 1991. **B3**, N 3. P. 776.
17. Peyser T. A., Manka C. K., Obenschain S. P., Kearney K. J.//Phys. Fluids. 1991. **B3**, N 6. P. 1479.
18. Guzdar P. N., Liu C. S., Lehmberg R. H.//Phys. Fluids. 1991. **B3**, N 10. P. 2882.
19. Seka W., Bahr R. E., Short R. W. et al.//Phys. Fluids. 1992. **B4**, N 7. P. 2232.
20. Barr H. C., Boyd T. J. M., Mackwood A. P.//Phys. Plasmas. 1994. **1**, N 4. P. 993.
21. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М., Тихончук В. Т.//Квант. электроника. 1994. **21**, № 9. С. 813.

Поступила в редакцию
15.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.312.8+543.253

К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ОБМЕННОГО УСИЛЕНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ

А. В. Ведяев, А. М. Савченко, А. В. Стефанович, М. Ю. Николаев

(кафедра магнетизма)

Рассмотрен эффект обменного усиления эффективного электрон-фононного взаимодействия в высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) системах и определена верхняя граница применимости квазилинейных уравнений. Показано, что они применимы в случае, если резонансное значение волнового вектора $k_r = \max(k_{r1}, k_{r2}) \ll p_F/\hbar$ (p_F — импульс Ферми). Но поскольку $k_r \sim k_c$, то $\hbar k_c/p_F \ll 1$. Следовательно, квазилинейная теория ВТСП систем позволяет вычислять величину критической температуры T_c для случаев, когда параметр спин-фононной связи $\zeta \gg 1$, и определять критерии синтеза новых ВТСП-материалов.

В работах [1—3] была разработана квазилинейная теория эффекта обменного усиления в высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) системах и определены критерии синтеза новых классов ВТСП-соединений с более высокими критическими параметрами, и прежде всего с более высокой критической температурой T_c. Было показано [3], что и в магнитоупорядоченной (диэлектрической) фазе ВТСП-соединений (система La_2CuO_4) имеет место классический эффект обменного усиления спин-фононного взаимодействия, впервые предсказанный в работе [4]. Вместе с тем анизотропия обменных констант, соответствующих обменному взаимодействию в плоскости: $J^{12}=J^{34}=\delta$ и между плоскостями: $J^{13}=J^{23}=J^{14}=J^{24}=\sigma$ (см. [3]), приводит к необычному взаимодействию спиновых волн с фононами в диэлектрической фазе. Действительно, в простейшем случае тетрагональной пространственной симметрии (пространственная группа D_{4h}^{17}) и анизотропии типа «легкая ось» магнитная элементар-

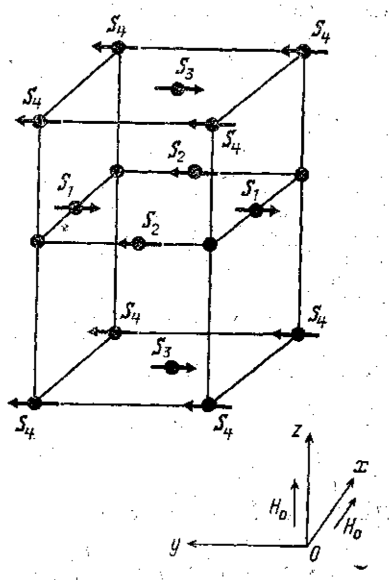

Рис. 1