Результаты расчетов представлены в таблице и на рисунках. В таблице приведены параметры эквивалентного потенциала $V_{\text{опт}}^{\text{экв}}$, найденного в микроскопическом расчете для случая рассеяния нейтронов ядром ^{12}C. Величину $\text{Im}\, V_{\text{опт}}$ и оптическое сечение $\sigma_{\text{опт}}$ мы сравниваем с феноменологическим нелокальным оптическим потенциалом Пери—

Параметр	Значение	Примечание
$V_0^{\text{экв}}$, МэВ	$40{,}3+0{,}68\ E$	Глубина действит. части
r_1, Фм	$1{,}25-0{,}713\ E$	Радиальный параметр
a_1, Фм	$0{,}39+0{,}023\ E$	Диффузность
W_0, МэВ	$2{,}5+0{,}85\ E$	Глубина мнимой части
r_2, Фм	$1{,}12-0{,}004\ E$	Радиальный параметр
a_2, Фм	$0{,}58+0{,}007\ E$	Диффузность
V_{s0}, МэВ	19,6	Спин-орбитальный член
a_3, Фм	$0{,}39+0{,}023\ E$	Диффузность

Интервал энергетического усреднения равен 2 МэВ. Величина E определяется соотношением $E=\varepsilon-3$ МэВ, где ε — энергия нейтрона. Форма потенциала — объемная, с поверхностным поглощением.

Бака [8], который успешно описывает средние свойства сечений рассеяния нейтронов в широком диапазоне ядер и энергий, и с данными эксперимента. Из рис. 2 видим, что найденный нами в микроскопическом расчете самосогласованный оптический потенциал ядра ^{12}C несколько лучше, чем потенциал Пери—Бака, описывает усредненное полное сечение рассеяния нейтронов из эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Браун Дж. Единая теория ядерных моделей и сил. М., 1970.
2. Ходгсон П. Е. Оптическая модель упругого рассеяния. М., 1960.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1968.
4. Живописцев Ф. А., Ржевский Е. С. Тезисы докладов XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л., 1976, с. 244.
5. Живописцев Ф. А., Ржевский Е. С. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1974, **14**, № 6, 661; «Изв. АН СССР. Сер. физич.»», 1977, **41**, № 10, 2169.
6. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1965.
7. Маттук Р. Фейнмановские диаграммы в проблеме многих тел. М., 1969.
8. Perey F., Buck B. „Nucl. Phys.“, 1962, **32**, 353.

НИИЯФ

Поступила в редакцию 10.02.77

УДК 533.951.7

Л. С. КУЗЬМЕНКОВ, П. А. ПОЛЯКОВ

О ВЛИЯНИИ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА ПУЧКОВУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕ

Колебания в плазме при наличии в ней электронного пучка хорошо изучены [1]. Известно, что возможна неустойчивость низкочастотных ленгмюровских волн [2]. Однако исследования пучковых неустойчивостей, как правило, проводились на основе уравнений Власова, не содержащих эффектов, связанных с радиационным рассеянием волн. Как было показано нами в работах [3, 4], учет торможения излучением приводит к радиационному затуханию плазменных волн, которое для фазовых скоростей $v_ф = \omega/k$, много больших тепловой скорости частиц плазмы $v_T = \sqrt{\theta/m}$, превышает затухание Ландау. Поэтому рассмотрим, к каким новым физическим результатам приводит учет радиационного торможения.

Дисперсионное уравнение для ленгмюровских волн в релятивистской плазме, полученное в работе [4], можно записать в виде

$$1+4\pi r_0 \int \frac{u_0u^0+u_1u^1}{(k_0u^0+k_1u^1)^2}\left(1-i\frac{2}{3}r_0 k_\sigma u^\sigma\right)F_0\,d\Omega=0, \tag{1}$$

где $r_0 = e^2/mc^2$, u^α, k^α — 4-вектор скорости и волновой 4-вектор, $d\Omega = c^3 d^3 u/u_0$, $F_0 = f_0^{(1)} + f_0^{(2)}$ — стационарная функция распределения системы плазма—пучок. Для нерелятивистских тепловых скоростей частиц плазмы и пучка $f_0^{(1)}$ и $f_0^{(2)}$ можно считать нерелятивистскими распределениями Максвелла частицы плазмы и пучка соответственно.

Рассмотрим волны, фазовая скорость которых значительно больше тепловых скоростей плазмы и пучка. Тогда из (1) получим

$$1-\frac{\omega_р^2}{\omega^2}\left[1+\frac{3}{2a^2}-i\frac{2}{3}\frac{r_0}{c}\,\omega\left(1+\frac{1}{2a^2}\right)\right]-\frac{\omega_р'^2}{\omega'^2}\left[1+\frac{3}{2a'^2}\right]=0. \tag{2}$$

Здесь

$$\omega_р^2 = 4\pi e^2 n/m,\quad \omega_р'^2 = 4\pi e^2 n'/m,\quad \omega = k^\circ c,\quad \omega' = \gamma(\omega - kV),$$

k — волновой вектор, параллельный средней скорости частиц пучка V, $\gamma = 1/\sqrt{1-(V/c)^2}$ и, кроме того, введены обозначения

$$a = (\omega/k)\sqrt{m/2\theta},\quad a' = (\omega'/k')\sqrt{m/2\theta'},\quad k' = \gamma(k - \omega V/c^2).$$

Штрихованные величины относятся к системе отсчета, в которой пучок неподвижен.

Уравнение (2) в общем случае имеет четыре корня. При $n' \ll n$ два корня близки к $\pm\omega_p$. Для действительных и мнимых частей этих корней имеем

$$\omega_{1,2} = \pm\omega_р\left[1+\frac{3k^2\theta}{2\omega_р^2 m}+\frac{1}{2}\frac{\omega_{рл}'^2}{\gamma^3(kV\mp\omega_р)^2}\right], \tag{3}$$

$$\delta_{1,2} = -\frac{r_0\,\omega_р^2}{3c}\left[1-\frac{2k^2\theta}{m\omega_р^2}+\frac{\omega_р'^2 kV}{\gamma^3(kV\mp\omega_р)^3}\right], \tag{4}$$

где $\omega_{рл}'^2 = 4\pi e^2 n'\gamma/m$.

Рассмотрим волну, распространяющуюся вдоль пучка (второй корень относится к волне, распространяющейся в противоположном направлении). Дисперсия этой волны определяется формулой (3) и совпадает с выражением, приведенным в [5] при $n = 0$. Учет радиационного торможения привел к появлению декремента затухания δ, который при $n'_л = 0$ совпадает с найденным ранее выражением [4]. Наличие пучка в плазме для $V<\omega_p/k$ приводит к увеличению, а для $V>\omega_p/k$ — к уменьшению декремента затухания.

Для нахождения другой пары корней уравнения (2) положим $\omega=kV+\eta$, где $\eta\ll kV$. Тогда при $\left|\frac{2}{3}\frac{r_0}{c}\gamma\eta\right|\ll 1$ найдем

$$\eta=\pm\frac{\omega'_{\text{рл}}}{\gamma^{3/2}\sqrt{1-\frac{\omega^2_{\text{р}}}{k^2V^2}\left(1+\frac{3k^2\theta}{m\omega^2_{\text{р}}}\right)+i\frac{2}{3}\frac{r_0}{c}\frac{\omega^2_{\text{р}}}{kV}\left(1+\frac{k^2\theta}{m\omega^2_{\text{р}}}\right)}}. \qquad (5)$$

Для больших длин волн ($\omega_p^2>k^2V^2$) формула (5) не приводит к новым качественным явлениям по сравнению с аналогичным выражением [5], полученным при $\theta=0$ и без учета радиационных членов. Как и в [5], из формулы (5) следует, что возможно появление двух типов волн с нарастающей и убывающей амплитудами. Для коротких волн ($\omega_p^2<k^2V^2$) в гидродинамическом приближении без учета радиационного торможения величина η действительна и неустойчивость не появляется. Однако из формулы (5) следует, что и для коротких волн появляется неустойчивость с инкрементом нарастания $\delta=\operatorname{Im}\eta$. Если параметры системы плазма—пучок таковы, что второе и третье слагаемые под радикалом (5) много меньше единицы, получим

$$\delta=\frac{1}{3}\frac{r_0}{c}\frac{\omega_{\text{р}}\omega'_{\text{рл}}}{\gamma^{3/2}}\frac{\omega_{\text{р}}}{kV}\left(1+\frac{\theta k^2}{m\omega^2_{\text{р}}}\right)\left[1-\frac{\omega_p^2}{k^2V^2}\left(1+\frac{3\theta k^2}{m\omega^2_{\text{р}}}\right)\right]^{3/2}. \qquad (6)$$

Это выражение не справедливо в резонансной области

$$\frac{\omega^2_{\text{р}}}{k^2V^2}\left(1+\frac{3k^2\theta}{\omega^2_{\text{р}}m}\right)\sim 1. \qquad (7)$$

Анализ формул (2) и (6) показывает, что по порядку величины

$$\delta_{max}\sim\frac{1}{3}\frac{r_0}{c}\omega_{\text{р}}\omega'_{\text{рл}}\left(1+\frac{\theta k^2}{m\omega^2_{\text{р}}}\right)\left(\frac{mc^2}{E}\right)^{3/2}, \qquad (8)$$

где $E=mc^2\gamma$.

Указанный эффект важен для достаточно плотных пучков и плазмы. Действительно, при $\theta=0$ в системе СГС из (8) имеем

$$\delta_{\max}\sim 10^{-15}\sqrt{nn'_{\text{л}}}\left(\frac{mc^2}{E}\right)^{3/2}c^{-1}, \qquad (9)$$

где $n'_{\text{л}}$ — плотность пучка в системе отсчета, в которой плазма неподвижна.

В резонансной области (7) решение уравнения (2) приводит к результату

$$\eta_1=\nu-i\frac{1}{3}\frac{r_0}{c}\omega^2_{\text{р}},\quad \eta_2=\frac{-1+i\sqrt{3}}{2}\nu-i\frac{1}{3}\frac{r_0}{c}\omega^2_{\text{р}},$$
$$\eta_3=\frac{-1-i\sqrt{3}}{2}\nu-i\frac{1}{3}\frac{r_0}{c}\omega^2_{\text{р}}, \qquad (10)$$

где обозначено $\nu^3=\omega_{\text{р}}\,\omega'^2_{\text{р}}/2\gamma^3$. Отсюда видно, что учет радиационного торможения приводит к затуханию плазменных колебаний первого типа (η_1). Инкремент нарастания колебаний второго типа (η_2) становится меньше, декремент затухания колебаний третьего типа (η_3) становится больше на величину $r_0\omega_p^2/3c$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. М., 1975.
2. Haeff A. V. „Phys. Rev.", 1948, **74**, 1532.
3. Кузьменков Л. С., Поляков П. А. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1978, **19**, № 1, 65.
4. Кузьменков Л. С., Поляков П. А. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1978, **19**, № 3, 95.
5. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н. Электродинамика плазмы. М., 1974.

Кафедра теоретической физики

Поступила в редакцию 28.02.78

УДК 530.12:531.18

Г. Ю. БОГОСЛОВСКИЙ, В. И. ПАНОВ

К ПОСТАНОВКЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ ЛОКАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ

В работах [1, 2, 3] была построена специальная релятивистская теория локально-анизотропного пространства-времени. В настоящей статье предлагается эксперимент, осуществление которого может привести к обнаружению локальной анизотропии пространства и времени. Ожидаемый эффект состоит в частотной модуляции гармонических колебаний, приходящих в приемник, вращающийся с постоянной скоростью вокруг излучателя; при этом глубина модуляции пропорциональна величине анизотропии.

Согласно классической теории относительности, течение собственного времени определяется величиной скорости тела и не зависит от ее направления. В противоположность этому релятивистская теория анизотропного пространства-времени [1, 2, 3] предсказывает зависимость также от направления скорости. Точная формула имеет вид

$$dt' = \left(\frac{1 - \frac{v\nu}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right)^r \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\, dt, \tag{1}$$

где r — параметр, определяющий величину анизотропии, ν — единичный вектор вдоль выделенного направления в данной области пространства. Учитывая малость анизотропии, находим в низшем порядке по v/c

$$dt' = \left(1 - \frac{v^2}{2c^2} - r\,\frac{v\nu}{c} \right) dt. \tag{2}$$

Как известно, поперечный эффект Допплера возникает исключительно вследствие зависимости собственного времени приемника от его скорости. Поэтому прямой путь поиска локальной анизотропии, т. е. проверки формулы (2), состоит в анализе колебаний в приемнике, ко-