твердого раствора: в твердом растворе, упорядоченном по DO_3, образуется $M18R$ мартенсит, а в случае упорядочения по $B2$ — структура Сато ($2H_s$). Обычно при закалке очень трудно получить во всем объеме образца гомогенную структуру твердого раствора, соответствующую упорядочению по $B2$, так как отдельные области в процессе закалки успевают упорядочиваться и по DO_3. В этом случае для участков, имеющих M_s, лежащую выше комнатной температуры, можно наблюдать два типа мартенситных структур одновременно. В литературе есть указания на то, что структура Сато является метастабильной фазой [8]. Вероятно, что в сплаве Cu—Zn—Al ее появление предшествует образованию $9R$ мартенсита. Тогда можно предполагать, что формирование $9R$ мартенсита происходит в две стадии: вначале под действием акустических мод, возникающих в $B2$ структуре твердого раствора, образуется метастабильная фаза в виде структуры Сато, а затем внутри структуры Сато возникает свой колебательный спектр, который способствует окончательному формированию мартенситной структуры типа $9R$ мартенсита.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nagasawa A. Martensite transformation and memory effect in the Ni—Ti alloy.— J. Phys. Soc. Japan, 1971, **31**, p. 136—147.
2. Chakravorty S., Wayman C. M. Electron microscopy of internally faulted Cu—Zn—Al martensite.— Acta metall., 1977, **25**, p. 989—1000.
3. Otsuka K., Sakomoto H., Shimizu K. The characteristics of metastable 2H type phase in a quenched β_1—Cu—Al—Ni alloys.— Trans. JIM, 1979, **20**, p. 244—254.
4. Delaey L., Cornelis J. The variation of stacking order and structure symmetry in copper-base martensite.— Acta metall., 1970, **18**, p. 1061—1066.
5. Rapacioli R., Ahlers M. Ordering in ternary β phase Cu—Zn—Al alloys.— Scr. metall., 1977, **11**, p. 1147—1150.
6. Saburi T., Wayman C. M. Crystallographic similarities in shape memory martensites.— Acta metall., 1979, **27**, p. 979—995.
7. Murakami Y., Delaey L., Smeesters-Dullenkopf G. Electron microscopy of the premartensitic β—Cu—Zn—Al alloys.— Trans. JIM, 1978, **19**, p. 317—325.
8. Murakami Y., Kachi S. Electron microscopy of the premartensitic state in β—Ni—Zn—Cu alloy.— Trans. JIM, 1979, **20**, p. 159—166.

Поступила в редакцию
01.02.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 6

УДК 533.951

Л. С. КУЗЬМЕНКОВ, П. А. ПОЛЯКОВ, О. О. ТРУБАЧЕВ

НЕЛИНЕЙНОЕ ЗАТУХАНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В СЛАБОТУРБУЛЕНТНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЕ

Как было показано в работах [1, 2] и последующих публикациях, в слаботурбулентной плазме происходит интенсивное взаимодействие электронов с биениями, возникающими при наложении ленгмюровских волн. Это взаимодействие приводит к нелинейному затуханию Ландау. В современных экспериментальных установках температура плазмы близка к $\Theta \sim 10^8$ К [3]. Такую плазму следует рассматривать по крайней мере слаборелятивистской. С этой точки зрения представляет ин-

терес найти температурный предел применимости нерелятивистского выражения для нелинейного затухания Ландау, а также получить соответствующую формулу для релятивистской плазмы.

Релятивистские уравнения Власова [4] для электронной компоненты плазмы имеют вид

$$u^\alpha \frac{\partial f_1}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial}{\partial u^\beta}(w_1^\beta f_1) = 0, \quad w_1^\beta = \frac{e_1}{m_1 c^2} F^{\beta\alpha} u_\alpha, \tag{1}$$

$$F^{\beta\alpha} = \frac{\partial A^\alpha}{\partial x_\beta} - \frac{\partial A^\beta}{\partial x_\alpha}, \quad \frac{\partial^2 A^\alpha}{\partial x_\beta \partial x^\beta} = \frac{4\pi}{c} \sum_{a=1}^{2} \int e_a u^\alpha f_a c^4 d^4 u, \tag{2}$$

здесь $a=1,2$ соответствует электронам и ионам. При этом ионы далее рассматриваются как компенсирующий фон (индекс 1 опускается).

Полагая, что в плазме возбуждены ленгмюровские волны с не слишком большими амплитудами, различными волновыми векторами и случайными фазами, можно в кулоновской калибровке использовать развитую в работах [1, 2, 5] процедуру возмущений и усреднения по случайным фазам. В результате получим формулу для нелинейного декремента затухания ленгмюровских волн в релятивистской плазме:

$$\gamma_T(\mathbf{k}) = \left(\frac{\partial \varepsilon'}{\partial \omega}\right)^{-1}\Bigg|_{\omega=\omega(\mathbf{k})} \operatorname{Im} \int \Bigg\{ \frac{4\pi e}{k^2} \int (\mathbf{k}_1\mathbf{g}) \left[(\mathbf{k}\mathbf{g}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1))(\mathbf{k}_1\mathbf{g}(\mathbf{k}_1)) f_0(\mathbf{u}) - \right.$$
$$\left. - (\mathbf{k}_1\mathbf{g}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1))(\mathbf{k}\mathbf{g}) f_0(\mathbf{u})\right] c^3 d^3 u +$$
$$+ \frac{v(\mathbf{k}, \omega(\mathbf{k}); \mathbf{k}_1, \omega(\mathbf{k}_1)) \cdot v(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1, \omega(\mathbf{k}) - \omega(\mathbf{k}_1); \mathbf{k}, \omega(\mathbf{k}))}{\varepsilon(\mathbf{k}-k_1, \omega(\mathbf{k}) - \omega(\mathbf{k}_1))} \Bigg\} I(\mathbf{k}_1)\, d^3 k_1, \tag{3}$$

здесь

$$v(\mathbf{k}, \omega(\mathbf{k}); \mathbf{k}_1, \omega(\mathbf{k}_1)) = \frac{4\pi e}{k^2} \int \left[(\mathbf{k}_1\mathbf{g})((\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)\mathbf{g}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)) + \right.$$
$$\left. + ((\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)\mathbf{g})(\mathbf{k}_1\mathbf{g}(\mathbf{k}_1))\right] f_0(\mathbf{u})\, c^3 d^3 u,$$
$$\mathbf{g}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1) \equiv \mathbf{g}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)\big|_{\omega=\omega(\mathbf{k})-\omega(\mathbf{k}_1)}, \tag{4}$$
$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi e}{k^2} \int (\mathbf{k}\mathbf{g}) f_0(\mathbf{u})\, c^3 d^3 u -$$

диэлектрическая проницаемость плазмы, $\varepsilon' = \operatorname{Re}\varepsilon$,

$$\mathbf{g} \equiv \mathbf{g}(\mathbf{k}) = -\frac{e}{mc}(\omega(\mathbf{k}) - \mathbf{k}\mathbf{v} + i\nu)^{-1} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}}, \tag{5}$$

$\bar{\omega} = \bar{\omega}(\mathbf{k})$ — закон дисперсии ленгмюровских волн, ν — бесконечно малая положительная величина, введенная для правильного обхода полюса $\omega(\mathbf{k}) = \mathbf{k}\mathbf{v}$, $\mathbf{u} = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \cdot \mathbf{v}/c$.

$$f_0(\mathbf{u}) = \frac{nmc^2}{4\pi c^3 \Theta K_2\left(\frac{mc^2}{\Theta}\right)} \exp\left\{-\frac{mc^2\sqrt{1+\mathbf{u}^2}}{\Theta}\right\} \tag{6}$$

— релятивистское распределение Максвелла—Больцмана [6]. $I(\mathbf{k})$ определяется формулой

$$\langle \varphi(\mathbf{k}, \omega)\, \varphi^*(\mathbf{k}', \omega')\rangle = \delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\, \delta(\omega-\omega')\, \delta(\omega - \omega(\mathbf{k}))\, I(\mathbf{k}), \tag{7}$$

в которой усреднение компонент Фурье элекростатического потенциала ведется по случайным начальным фазам [7].

Ограничимся далее слаборелятивистским приближением, т. е. слагаемыми $\sim \frac{\Theta}{mc^2}$. Кроме того, будем рассматривать волны, длина которых много больше дебаевского радиуса. На этом основании в формуле (3) можно произвести разложение подынтегральных выражений по двум независимым параметрам $\frac{\mathbf{kv}}{\omega(k)}$ и $\frac{v}{c}$ с точностью до квадратичных по этим параметрам слагаемых. После вычисления интегралов по скоростям получим

$$\gamma_{\text{т}}(\mathbf{k}) = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{v_{\text{т}}}{nm\omega_{\text{pe}}^2} \int \frac{(\mathbf{k}_1\mathbf{k})^2 (\mathbf{k}_1^2 - \mathbf{k}^2)}{k^2 |\mathbf{k} - \mathbf{k}_1|^3} \times \tag{8}$$

$$\times [\mathbf{k} \times \mathbf{k}_1]^2 \cdot \left[1 - \frac{107}{8} \cdot \frac{v_{\text{т}}^2}{c^2} - \frac{21}{2} \cdot \frac{v_{\text{т}}^2}{c^2} \cdot \frac{[\mathbf{k} \times \mathbf{k}_1]^2}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}_1|^2 (\mathbf{k}_1\mathbf{k})} \right] I(\mathbf{k}_1)\, d^3k_1,$$

где

$$v_{\text{т}} = \sqrt{\frac{\Theta}{m}}, \quad \omega_{\text{pe}}^2 = \frac{4\pi e^2 n}{m},$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial I(\mathbf{k})}{\partial t} = \gamma_{\text{т}}(\mathbf{k}) \cdot I(\mathbf{k}). \tag{9}$$

Особенность при $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1$ в формуле (8) является интегрируемой, так как

$$\mathbf{k}_\perp^2 = \frac{|[\mathbf{k} \times \mathbf{k}_1]|^2}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}_1|^2} < k^2; \quad \frac{k_1^2 - k^2}{|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}|} \ll |\mathbf{k}_1| + |\mathbf{k}|.$$

Важность удержания поправок по $\frac{\Theta}{mc^2}$ в формуле (8) следует из того, что в турбулентной плазме согласно уравнению (9) происходит перекачка энергии в часть спектра с фазовыми скоростями много большими скорости света. Поэтому оба независимых параметра удовлетворяют условию $\frac{k^2\Theta}{\omega_{\text{pe}}^2 m} \ll \frac{\Theta}{mc^2}$. При $c \to \infty$ формула (8) дает нерелятивистское выражение для нелинейного затухания ленгмюровских волн [6, 7]. Чтобы оценить величину $\gamma_{\text{т}}$, будем считать, что $I(\mathbf{k}_1)$ соответствует узкому волновому пакету со средним волновым вектором $\mathbf{k}_0$, таким, что угол между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_0$ близок к $\pi/3$ и $\mathbf{k}_0 - \mathbf{k} \simeq \mathbf{k}$ (случай наиболее эффективной перекачки энергии [5]), тогда

$$\gamma_{\text{т}} \simeq 6\omega_{\text{pe}} \left(\frac{kv_{\text{т}}}{\omega_{\text{pe}}} \right)^3 \frac{W_l}{nmv_{\text{т}}^2} \left[1 - 24 \frac{v_{\text{т}}^2}{c^2} \right], \tag{10}$$

где $W_l = \frac{1}{4\pi} \int k_1^2 I(\mathbf{k}_1)\, d^3k_1$ — плотность энергии колебаний плазмы [6].

Таким образом, при $\Theta \sim 10^8$ К релятивистская поправка по порядку величины равна нерелятивистскому выражению для $\gamma_{\text{т}}$. Иначе говоря, из полученной нами формулы (8) для нелинейного декремента затухания волн в слаборелятивистской плазме следует, что нерелятивистская формула неприменима уже при температурах, на порядок более низких, чем $\Theta \sim mc^2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кадомцев Б. Б., Петвиашвили В. И. Слаботурбулентная плазма в магнитном поле.— ЖЭТФ, 1962, **43**, с. 2234—2244.
2. Кадомцев Б. Б. Турбулентность плазмы.— В кн.: Вопросы теории плазмы. Т. 4. М., 1964, с. 188—339.
3. Закатов Л. П. и др. Получение релятивистской плазмы адиабатическим сжатием в системе плазма — пучок.— Письма в ЖЭТФ, 1972, **15**, вып. 1, с. 16—20.
4. Кузьменков Л. С. Цепочка уравнений Боголюбова для релятивистских систем. Радиационное затухание волн в плазме.— ДАН СССР, 1978, **241**, № 2, с. 322—325.
5. Цытович В. Н. Нелинейные эффекты в плазме. М., 1967, с. 182—213.
6. Кузьменков Л. С., Поляков П. А. Кинетическая теория волн в релятивистской плазме с учетом торможения излучением.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1978, **19**, № 3, с. 95—100.
7. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н. Электродинамика плазмы. М., 1974, с. 479—517.

Поступила в редакцию
08.02.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 6

УДК 534.12

Н. Н. МАКАРЧЕНКО, Ф. В. РОЖИН, О. С. ТОНАКАНОВ

ФОКУСИРОВКА ЗВУКА ЖИДКОЙ СФЕРОЙ

Возможность концентрации звуковой энергии в водной среде жидкой сферой с отличными от воды параметрами показана экспериментально в работе [1] и теоретически в работе [2]. Исходя из точного решения волнового уравнения, в [2] рассчитаны поля давления и интенсивности на оси сферы во внутренней области и зависимость от угла падения плоской волны звукового давления в фокусе в интервале $1 \leqslant d/\lambda \leqslant 15$ (d — диаметр сферы, λ — длина волны в воде) для трех вариантов параметров жидкости внутри сферы. Фокусирующие свойства акустических линз с заданным законом изменения коэффициента преломления по радиусу сферы (линзы Люнеберга) исследованы в [3, 4, 5, 6]. Сравнение характеристик сферической линзы Люнеберга и простой сферической линзы показало, что последняя имеет большее усиление и лучшую направленность при некоторых kr_0 ($k=2\pi/\lambda$, r_0 — радиус сферы). В связи с этим в данной работе проводится более детальное исследование поля дифракции на жидкой сфере.

Как известно [7], определение поля давления при дифракции плоской звуковой волны на жидкой сфере сводится к решению краевой задачи для волнового уравнения со следующими граничными условиями

$$(p_i + p_s)|_{r=r_0} = \bar{p}|_{r=r_0}, \quad (q_{in} + q_{sn})|_{r=r_0} = \bar{q}_n|_{r=r_0},$$

где p_i, p_s — давления соответственно в падающей и рассеянной волне, $\bar{p}$ — давление по внутренней среде, а q_{in}, q_{sn} и $\bar{q}_n$ — соответствующие им нормальные компоненты скоростей. Выражения для p и $\bar{p}$ описывают звуковое давление в любой точке пространства в присутствии жидкой сферы и представляют собой функции волновых параметров kr, kr_0, $\bar{k}r_0$ и отношения волновых сопротивлений материала сферы и среды $R=\bar{\rho}\bar{c}/\rho c$, где ρ, c ($\bar{\rho}$, $\bar{c}$) — плотность и скорость звука вне (внутри)