ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVI, № 12 РАДИОФИЗИКА 1983

УДК 533 951

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОПЕРЕЧНЫХ И ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН В СИЛЬНОТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

К. Комилов, Ф. Х. Хакимов

Проведено исследование процессов нелинейного взаимодействия поперечных и ленгмюровских волн как внутри, так и вне конденсата в сильнотурбулентной изотропной плазме и найден спектр перекачки энергии. Анализ полученных спектров показывает, что в области линейной дисперсии они пропорциональны k^{-2}.

1. Известно [1], что из-за нелинейных процессов, происходящих в слаботурбулентной плазме, энергия колебаний, первоначально возбужденная в коротковолновой части спектра, перекачивается в длинноволновую часть, где при достаточно длительном действии источника колебаний происходит их дальнейшее накопление. Указанное явление в литературе известно под названием ленгмюровского конденсата [2].

Изучению состояния плазмы при наличии ленгмюровского конденсата посвящено множество работ [3–5]. Было выяснено, что в процессах, происходящих в конденсате, существенную роль играет модуляционная неустойчивость, впервые обнаруженная Веденовым и Рудаковым [6].

На нелинейной стадии развития модуляционной неустойчивости происходит обратная перекачка энергии в коротковолновую часть спектра, где она передается частицам плазмы.

В этой ситуации возникает вопрос о механизме перекачки энергии колебаний в область затухания Ландау, определения установившихся квазистационарных турбулентных спектров и т. д.

В работах [7, 8] нами были проанализированы процессы взаимодействия модуляционно неустойчивых ленгмюровских волн ($l \rightleftarrows l$) между собой как внутри, так и вне ленгмюровского конденсата. Был определен спектр перекачки колебаний из конденсата в различных областях фазового пространства. Однако указанные процессы не являются единственными каналами перекачки энергии колебаний в область больших волновых чисел.

Для выявления других возможных каналов перекачки энергии из области ленгмюровского конденсата нами в работе [9] было рассмотрено нелинейное взаимодействие продольных (l) и поперечных (t) волн, когда обе взаимодействующие волны не находились внутри конденсата. Было показано, что ленгмюровский конденсат существенно влияет на процесс взаимодействия поперечных и продольных волн.

С целью выявления новых каналов перекачки энергии колебаний из конденсата в область затухания Ландау в настоящей работе анализируются процессы рассеяния модуляционно неустойчивых ленгмюровских волн на частицах плазмы и их превращения в электромагнитные ($l \rightleftarrows t$). Также будут найдены спектры перекачки колебаний в различных областях. Исследование этого механизма перекачки энергии важно потому, что именно по интенсивности излучения электромагнитной волны можно судить о мощности источника. Кроме того, этот механизм имеет астрофизическое приложение. Необходимо отметить, что в конденсате происходят и другие нелинейные процессы, влияющие на перекачку энергии колебаний, в частности, распад электромагнитной волны на продольную и звуковые возмущения ($t \to l + s$) или распад электромагнитной волны на два ленгмюровских колебания ($t \to l + l$) [10]. Однако эти процессы не рассматриваются в настоящей работе.

Используя основные идеи статистического описания сильной ленгмюровской турбулентности [11], можно получить значения диэлектрической проницаемости плазмы $\varepsilon^{tMN}_{k,\omega}$, описывающей взаимодействие волны конденсата (индекс (0)) с волной вне конденсата, а также взаимодействие волн между собой вне конденсата:

$$\varepsilon^{tMN}_{k,\omega} \approx \frac{\omega^8_{pe}}{4\pi n_0^2 T_e^2} \int \tilde{\sum}^t_{k,\omega,k_1,\omega_1} \frac{w_{k',\omega'}\, dk' d\omega'}{\left|\tilde{\varepsilon}^l_{k_1-k',\omega_1-\omega'}\right|^2 k'^2 (\omega_1 - \omega')^4} \times$$

$$\times \left(\varkappa_{k',\omega'} I^{l(0)}_{k_1,\omega_1} + \varkappa_{k'',\omega''} I^l_{k_1,\omega_1} \right) dk_1 d\omega_1, \tag{1}$$

где

$$\varkappa_{k',\omega'} = \xi_0 - \frac{T_e}{T_e + T_i} \xi_0' + \xi + \frac{T_e}{T_e + T_i} \xi'; \tag{2}$$

$$\varkappa_{k'',\omega''} = \xi + \xi_1, \tag{3}$$

а $w_{k',\omega'}$ — корреляционная функция модуляционных возмущений, определяемая соотношением

$$\langle E^M_{k',\omega'} E^M_{k'',\omega''} \rangle = w_{k',\omega'} \frac{(k'k'')}{k'^2} \delta(k' + k'') \delta(\omega' + \omega''). \tag{4}$$

Подчеркнем, что при $\xi = \xi_0'$ и $\xi = \xi'$ выражение (1) переходит в выражение (18) работы [9]. Значения других коэффициентов, входящих в (1), также приведены в работе [9].

Также необходимо отметить, что первый член выражения (1) описывает взаимодействие волны конденсата с волной вне конденсата. Смысл этого члена состоит в том, что он описывает конверсию одних типов волн в другие (в данном случае конверсию продольных волн в поперечные и обратно) непосредственно из конденсата в область больших значений волновых чисел. Второй член описывает взаимодействие волн вне конденсата.

Наконец, отметим, что выражение для $\varepsilon^{tMN}_{k,\omega}$ отличается знаком от выражения для $\varepsilon^{tN}_{k,\omega}$, описывающего процессы перекачки в область малых значений волновых чисел [1]. Следовательно, $\varepsilon^{tMN}_{k,\omega}$ будет описывать обратный процесс трансформации колебаний.

2. Из-за наличия конденсата процессы нелинейного взаимодействия поперечных и продольных волн существенно изменяются не только в областях, примыкающих к конденсату, но и в областях вне конденсата. Следовательно, изменяется и процесс перекачки энергии турбулентности из области вне конденсата в сторону больших значений волновых чисел. В результате трансформации энергии в область больших волновых чисел происходит уменьшение энергии колебаний в конденсате.

Рассмотрим взаимодействие волны конденсата с волной вне конденсата. В этом случае вторым членом (1) можно пренебречь, тогда

$$\varepsilon_{k,\omega}^{tMN} \approx \frac{\omega_{pe}^4}{4\pi n_0^2 T_e^2} \int \tilde{\sum}{}^t_{k,\omega,\, k_1,\omega_1} \frac{I_{k_1,\omega_1}^{l(0)} dk_1 d\omega_1}{\left|\tilde{\varepsilon}^l_{k_1-k',\, \omega_1-\omega'}\right|^2} J(k), \tag{5}$$

где

$$J(k) = \frac{2\Lambda}{3\sqrt{3}} \frac{n_0 T_e v_{Te}^2}{\omega_{pe}^2} \left(\frac{W_0}{n_0 T_e}\right)^{-1/2} \frac{I_{k,\omega} k_*}{4\pi n_0 T_e}, \tag{6}$$

$W_0 = \frac{1}{4} \int I_{k_1,\omega_1}^{l(0)} dk_1 d\omega_1$ — плотность энергии ленгмюровской турбулентности в конденсате, а $\Lambda = \ln\left(k'_{\max}/k'_{\min}\right)$ — численный множитель.

Предположим, что спектр, образованный ленгмюровским конденсатом, степенным образом падает от конденсата в сторону больших «k»:

$$I_k \sim I_0/k^{\alpha}. \tag{7}$$

Определим теперь действительную часть $\varepsilon_{k,\omega}^{tMN}$:

$$\mathrm{Re}\, \varepsilon_{k,\omega}^{tMN} \approx \frac{\omega_{pe}^4}{4\pi n_0^2 T_e^2} \int \mathrm{Re}\, \tilde{\sum}{}^t_{k,\omega,\, k_1,\omega_1} \frac{I_{k_1,\omega_1}^{l(0)} dk_1 d\omega_1}{\left|\tilde{\varepsilon}^l_{k_1,\omega_1}\right|^2}. \tag{8}$$

Отсюда видно, что действительная часть $\varepsilon_{k,\omega}^{tMN}$ связана с действительной частью $\tilde{\Sigma}^t$. Используя выражение для величины $\tilde{\Sigma}^t$, найденное в [9], и предполагая, что

$$|k_1 - k|\, v_{Te} \gg |\omega_1 - \omega| \gg |k_1 - k|\, v_{Ti},$$

получим следующее выражение:

$$\mathrm{Re}\, \varepsilon_{k,\omega}^{tMN} \approx -\frac{\Lambda^{1/3}}{9\sqrt{3}\pi} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{3/2} \left(\frac{W_0}{n_0 T_e}\right)^{-1/2} \frac{I_k k_d}{4\pi n_0 T_e} \frac{k^2 v_{Te}^2}{(\Delta\omega^t)^2}. \tag{9}$$

Но, с другой стороны,

$$\mathrm{Re}\, \varepsilon_{k,\omega}^{t\text{л}} \approx 2\omega^t/\omega_{pe} \approx -\mathrm{Re}\, \varepsilon_{k,\omega}^{tMN}. \tag{10}$$

Сравнивая (9) и (10), имеем, что нелинейный сдвиг частоты для поперечной волны равен

$$\Delta\omega_k^{tN} \approx \mu k^{(2-\alpha)/3}, \tag{11}$$

где

$$\mu \approx \frac{\omega_{pe}\Lambda^{1/9}}{(18\sqrt{3}\pi)^{1/3}} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \left(\frac{W_0}{n_0 T_e}\right)^{1/6} \frac{1}{(k k_d)^{1/3}}, \tag{12}$$

или

$$\Delta\omega_k^{tN} \approx \nu (k/k_d)^{1/3}, \tag{13}$$

где

$$\nu \approx \frac{\omega_{pe}\Lambda^{1/9}}{(18\sqrt{3}\pi)^{1/3}} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \left(\frac{W_0}{n_0 T_e}\right)^{-1/6} \left(\frac{W(k)}{n_0 T_e}\right)^{1/3}, \tag{14}$$

а $W(k) = kI_k/4\pi$ — энергия турбулентных пульсаций вне конденсата: $W(k) = kW_k = 4\pi k^3 W_k$, $W_k = (1/4\pi) I_k$.

Таким образом, под влиянием конденсата изменяется характер дисперсии поперечных волн. Отметим, что под действием конденсата нелинейная дисперсия ленгмюровских волн также изменяется [12]. Анализ показывает, что под влиянием конденсата в отсутствие магнитного поля изменение нелинейной дисперсии всех типов волн будет одного порядка.

Величина изменения частоты в линейной дисперсии поперечных волн определяется выражением

$$\Delta\omega_k^{tл} \approx \left(k^2 - k_1^2\right) c^2/2\omega_{pe}.$$

Сравнивая $\Delta\omega_k^{tл}$ и $\Delta\omega_k^{tN}$, находим значение «k», при котором нелинейная дисперсия поперечных волн доминирует над их линейной дисперсией:

$$k_N \approx k_d \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{3/10} \left(\frac{W_0}{n_0 T_e}\right)^{-1/10} \left(\frac{W(k_N)}{n_0 T_e}\right)^{1/5} \left(\frac{v_{Te}}{c}\right)^{6/5}. \quad (15)$$

Если $k < k_N$, то дисперсия является нелинейной, а при выполнении условия $k > k_N$ дисперсия будет линейной.

3. Процесс перекачки энергии турбулентности в область больших значений «k» определяется посредством $\operatorname{Im} \varepsilon_{\boldsymbol{k},\omega}^{tMN}$. Из выражения (5) находим $\operatorname{Im} \varepsilon_{\boldsymbol{k},\omega}^{tMN}$, т. е.

$$\operatorname{Im} \varepsilon_{\boldsymbol{k},\omega}^{tMN} \approx \frac{2}{9\sqrt{3}} \Lambda^{1/3} \left(\frac{W_0}{n_0 T_e}\right)^{-3/2} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \frac{I_k k_d}{4\pi n_0 T_e} \times$$
$$\times \frac{\omega_{pe}^2 v_{Te}^2}{4\pi n_0 T_e} \int \operatorname{Im} \tilde{\Sigma}^t_{\boldsymbol{k},\omega,\, \boldsymbol{k}_1,\omega_1} I^{l(0)}_{\boldsymbol{k}_1,\omega_1} d\boldsymbol{k}_1 d\omega_1. \quad (16)$$

Видно, что мнимая часть $\varepsilon_{\boldsymbol{k},\omega}^{tMN}$ связана с $\operatorname{Im} \tilde{\Sigma}^t$. Если рассмотреть процесс ($l_0 \to t$) рассеяния на электронах плазмы, то

$$\operatorname{Im} \tilde{\Sigma}^t_{\boldsymbol{k},\omega,\, \boldsymbol{k}_1,\omega_1} \approx -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_-}{|\boldsymbol{k}_-| v_{Te}^3 \omega_{pe}^2} \frac{[\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}_1]^2}{k^2 k_1^2} \times$$
$$\times \left| \frac{\varepsilon_i^l(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_1,\, \omega - \omega_1)}{\varepsilon^l(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_1,\, \omega - \omega_1)} \right|^2 \exp\left(-\frac{\omega_-^2}{2k_-^2 v_{Te}^2}\right). \quad (17)$$

Подставляя (17) в (16), получим

$$\operatorname{Im} \varepsilon_{\boldsymbol{k},\omega}^{tMN} \approx -\frac{2}{9\sqrt{3}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \Lambda^{1,3} \left(\frac{W_0}{n_0 T_e}\right)^{-3/2} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \frac{I_k k_d}{4\pi n_0 T_e} \times$$
$$\times \frac{v_{Te}^2}{4\pi n_0 T_e} \int \frac{\omega_-}{|\boldsymbol{k}_-| v_{Te}^3} \frac{[\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}_1]^2}{k^2 k_1^2} \left| \frac{\varepsilon_i^l(\omega - \omega_1,\, \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_1)}{\varepsilon^l(\omega - \omega_1,\, \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_1)} \right|^2 \times \quad (18)$$
$$\times \exp\left(-\frac{\omega_-^2}{2k_-^2 v_{Te}^2}\right) I^{l(0)}_{\boldsymbol{k}_1,\omega_1} d\boldsymbol{k}_1 d\omega_1.$$

Соответственно

$$\gamma_k^{tMN} \approx \sqrt{\frac{\pi}{6}}\,\frac{\Lambda^{1/3}}{9}\,\omega_{pe}\left(\frac{W_0}{n_0T_e}\right)^{-3/2}\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2}\frac{I_k k_d v_{Te}^2}{(4\pi n_0T_e)^2}\times$$
$$\times\int\frac{\omega_-}{|k_-|v_{Te}^3}\,\frac{[kk_1]^2}{k^2k_1^2}\left|\frac{\varepsilon_i^l(k-k_1,\ \omega-\omega_1)}{\varepsilon^l(k-k_1,\ \omega-\omega_1)}\right|^2\exp\left(-\frac{\omega_-^2}{2k_-^2v_{Te}^2}\right)I_{k_1,\omega_1}^{l(0)}dk_1d\omega_1. \qquad (19)$$

При выполнении условия $|k-k_1|v_{Ti}\ll\omega-\omega_1\ll|k-k_1|v_{Te}$ можно получить следующее выражение:

$$\gamma_k^{tMN} \approx \sqrt{\frac{\pi}{6}}\,\frac{\omega_{pe}^6}{9}\,\Lambda^{1/3}\left(\frac{W_0}{n_0T_e}\right)^{-3/2}\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{5/2}\frac{I_k k_d}{(4\pi n_0T_e)^2}\times$$
$$\times\int\frac{|k_-|^3v_{Te}^3}{\omega_-^3}\,\frac{[kk_1]^2}{k^2k_1^2}\exp\left(-\frac{\omega_-^2}{2k_-^2v_{Te}^2}\right)I_{k_1}^{l(0)}\,dk_1. \qquad (20)$$

Оценим величину γ_k^{tMN}, когда дисперсия является линейной, т. е. $k>k_N$,

$$\gamma_k^{tMN}\approx\sqrt{\pi}\,\omega_{pe}\Lambda^{1/3}\left(\frac{W_0}{n_0T_e}\right)^{-1/2}\left(\frac{W(k)}{n_0T_e}\right)\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{5/2}\left(\frac{k_d}{k_{\rm eff}}\right)^3\left(\frac{v_{Te}}{c}\right)^3. \qquad (21)$$

В случае нелинейной дисперсии, когда $k<k_N$, имеем

$$\gamma_k^{tMNe}\approx\sqrt{\pi}\,\omega_{pe}\left(\frac{m_e}{m_i}\right)\frac{k_{\rm eff}}{k_d}\left(\frac{c}{v_{Te}}\right)^3. \qquad (22)$$

В отсутствие конденсата величина нелинейного инкремента при процессе $l\to t$ трансформации [12] имеет следующую оценку:

$$\gamma_k^{tN}\approx-\omega_{pe}(m_e/m_i)^2(W_0/n_0T_e)(k_d/k)^3. \qquad (23)$$

Сравнивая (23) и (21), получим

$$\gamma_k^{tMN}\approx\Lambda^{1/3}(W_0/n_0T_e)^{-1/2}\,\gamma_k^{tN}. \qquad (24)$$

Отсюда видно, что при наличии конденсата γ_k^{tMN} превышает γ_k^{tN} в $\Lambda^{1/3}(W_0/n_0T_e)^{-1/2}$ раз.

4. Рассмотрим теперь, как действует конденсат на процесс рассеяния вне конденсата. Как было показано выше, под влиянием конденсата изменяется характер дисперсии как продольных, так и поперечных волн. Из-за изменения характера дисперсии волн может изменяться инкремент обычного индуцированного ($l\to t$) рассеяния на частицах плазмы. Величина инкремента γ_k^{tNi} в данном случае определяется выражением

$$\gamma_k^{tNi}\approx\frac{\pi\omega_{pi}}{3n_0m_i(1+T_e/T_i)^2}\int\left(k^2+k_1^2\right)W_{k_1}^l\delta'\left(\Delta\omega_k^{tN}-\Delta\omega_k^{lN}\right)dk_1=$$
$$=ak^{(8+2\alpha)/3}\left\{\frac{\partial W_k^l}{\partial k}+\frac{7+\alpha}{3}\,\frac{W_k^l}{k}\right\}, \qquad (25)$$

где

$$W_k^l=4\pi k^2W_{\boldsymbol k}^l,$$
$$a=\frac{3\pi\omega_{pe}\Lambda^{-2/9}k_d^{-(2+2\alpha)/3}}{(2-\alpha)^2n_0T_e(1+T_e/T_i)^2}\left(\frac{W_0^l}{n_0T_e}\right)^{-1/3}\left(\frac{c}{v_{Te}}\right)^{4/3}. \qquad (26)$$

Из (25) видно, что взаимодействие волн обращается в нуль при

$$W_k \sim k^{-(7+\alpha)/3}. \tag{27}$$

С другой стороны, согласно (7), спектр турбулентности ищется в виде $I_k \sim k^{-\alpha}$, поэтому $\alpha = 7/2$ и

$$W_k^l \sim k^{-7/2}. \tag{28}$$

Оценивая (25), получим

$$\gamma_k^{tNi} \approx \omega_{pi} \Lambda^{-2/9} \left(\frac{W_0^l}{n_0 T_e}\right)^{-1/3} \left(\frac{W(k_{\text{eff}})}{n_0 T_e}\right)\left(\frac{c}{v_{Te}}\right)^{4/3}\left(\frac{k}{k_d}\right)^3. \tag{29}$$

Найдем теперь величину γ_k^{tMNi}, которая учитывает воздействие высокочастотных и модуляционных колебаний при наличии конденсата. Для этой цели используем второй член выражения (1), так как он описывает взаимодействия волн вне конденсата:

$$\operatorname{Im} \varepsilon_{k,\omega}^{tMNi} \approx 72\sqrt{3}\pi^2\Lambda^{1/3}\left(\frac{W_0^l}{n_0 T_e}\right)^{1/2}\left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{5/2}\frac{\omega_{pe}^2}{k_d v_{Te}^2} \times$$
$$\times \int \frac{(\Delta\omega^N)^4}{k_1^4} \operatorname{Im} \tilde{\sum}^t_{k,\omega,\,k_1,\omega_1}\left(1 + \frac{I^l_{k,\omega}}{I^l_{k_1,\omega_1}}\right) dk_1 d\omega_1. \tag{30}$$

Соответственно

$$\gamma_k^{tMNi} \approx 36\sqrt{3}\pi^3 \frac{\omega_{pe}\Lambda^{1/3}}{(1+T_e/T_i)^2}\left(\frac{W_0}{n_0 T_e}\right)^{1/2}\left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{5/2}\frac{1}{k_d v_{Te}^2} \times$$
$$\times \int \frac{(\Delta\omega^N)^4}{k_1^4}\left(k^2 + k_1^2\right)\frac{[\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}_1]^2}{k^2 k_1^2}\left(1 + I^l_{k\,\omega}/I^l_{k_1,\omega_1}\right)\delta'\left(\Delta\omega_k^{tN} - \Delta\omega_k^{lN}\right) \times \tag{31}$$
$$\times\, dk_1 d\omega_1 = b k^{(4-2\alpha)/3}\left[\frac{2(1-\alpha)}{k} - \frac{1}{W_k^l}\frac{\partial W_k^l}{\partial k}\right],$$

где

$$b = \frac{36\pi^2\omega_{pe}^2\,\Lambda^{5/9}\,k_d^{(2\alpha-1)/3}}{(2-\alpha)^2(1+T_e/T_i)^2}\left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{3/2}\left(\frac{v_{Te}}{c}\right)^{4/3}\left(\frac{W_0^l}{n_0 T_e}\right)^{5/6}. \tag{32}$$

Отсюда видно, что взаимодействие волн равно нулю при

$$W_k \sim k^{2(1-\alpha)}. \tag{33}$$

Согласно (7), $I_k \sim k^{-\alpha}$, и из сравнения показателей этих выражений находим $\alpha = 2$, поэтому

$$W_k \sim 1/k^2. \tag{34}$$

Следует отметить, что значение $\alpha = 2$ не является точным решением (31). Если значение α близко к двум, тогда взаимодействие сильно возрастает.

Оценивая (31), получим

$$\gamma_k^{tMNi} \approx \omega_{pe}\Lambda^{5/9}\left(\frac{W_0}{n_0 T_e}\right)^{5/6}\left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{3/2}\left(\frac{v_{Te}}{c}\right)^{4/3}\left(\frac{k_d}{k}\right). \tag{35}$$

Сравнивая (29) и (35) в области нелинейной дисперсии, когда $k<k_N$, имеем

$$\gamma_k^{tMNi} \approx \gamma_k^{tNi} \Lambda^{7/9} \left(\frac{W_0^l}{n_0 T_e}\right)^{7/6} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{3/2} \left(\frac{W(k)}{n_0 T_e}\right)^{-1}. \tag{36}$$

Видно, что в области нелинейной дисперсии γ_k^{tMNi} превосходит γ_k^{tNi}.

Если $k=k_N$, тогда

$$\gamma_k^{tMNi} \approx \gamma_k^{tNi} \Lambda^{9/17} \left(\frac{W_0^l}{n_0 T_e}\right)^{-7/30} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{27/10} \left(\frac{v_{Te}}{c}\right)^{16/15}. \tag{37}$$

В области линейной дисперсии $(k>k_N)$ $\gamma_k^{tMNi} > \gamma_k^{tNi}$ до значений $k \leqslant k_* = (\omega_{pe}/v_{Te})\,(m_e/3mi)^{1/5}$. Если $k>k_*$, то $\gamma_k^{tMNi} < \gamma_k^{tNi}$.

Определим теперь спектр перекачки энергии колебаний в исследуемом процессе. Полный спектр турбулентности можно определить из анализа решений уравнений баланса энергии ленгмюровских и поперечных волн, а также баланса ленгмюровских колебаний между собой. Методика составления уравнений баланса ленгмюровских волн изложена в работе [12]. Суть построения уравнения заключается в том, что суммируются инкременты нелинейных процессов рассеяния волн на частицах плазмы и полученное выражение приравнивается нулю. Уравнение баланса для продольных волн в области линейной дисперсии $(k>k_N)$ имеет вид [12]

$$\alpha(\partial W_k/\partial k) + \beta/k^3 = 0, \tag{38}$$

где

$$\alpha = \frac{\pi\omega_{pe}^3}{27 n_0 m_i v_{Te}^4 (1+T_e/T_i)^2}, \quad \beta \approx \omega_{pe} \Lambda^{1/3} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^2 \left(\frac{W_0}{n_0 T_e}\right)^{-1/2} \left(\frac{W(k)}{n_0 T_e}\right) k_d^3. \tag{39}$$

Первое слагаемое в уравнении (38) есть инкремент нелинейного рассеяния ленгмюровских волн на электронах в отсутствие конденсата [1], а второе — инкремент нелинейного рассеяния модуляционно неустойчивых ленгмюровских волн на электронах плазмы [12].

Решение уравнения (38) найдено в работе [12]:

$$W_k \sim 1/k^2. \tag{40}$$

Уравнение баланса, учитывающее взаимодействия поперечных и продольных волн, составляется аналогичным образом. При составлении этого уравнения удобно переходить в единую шкалу электромагнитных волн [13], согласно которой $k=(c/v_{Te})^{2/(2-\alpha)} k_{\text{eff}}$.

Запишем уравнение баланса для области линейной дисперсии $(k>k_N)$:

$$(\alpha/k_{\text{eff}})\,(\partial/\partial k_{\text{eff}})\,(k_{\text{eff}} W_{k_{\text{eff}}}) + \beta/k^3 = 0. \tag{41}$$

Первый член уравнения выражает инкремент $(l\to t)$ рассеяния на ионах в отсутствие конденсата [1], а второй член является инкрементом индуцированного рассеяния ленгмюровских волн при наличии конденсата. Решение уравнения (41) имеет вид

$$W_{k_{\text{eff}}} \approx (\text{const}/k_{\text{eff}})\,(1+1/k_{\text{eff}}). \tag{42}$$

Анализируя решения (40) и (42), можно заключить, что в области линейной дисперсии спектр перекачки энергии колебаний, в основном, пропорционален k^{-2}.

В заключение выражаем искреннюю благодарность В. Н. Цытовичу и Г. М. Фрайману за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы — М.: Атомиздат, 1972.
2 Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976.
3. Галеев А. А, Сагдеев Р. З, Шапиро В. Д., Шевченко В. Н — Физика плазмы, 1975, **1**, с. 10.
4. Дегтярев Л. М, Захаров В. Е., Рудаков Л. И. — Физика плазмы, 1976, **2**, с. 3.
5. Литвак А Г., Фрайман Г. М — ЖЭТФ, 1975, **69**, с. 4.
6. Веденов А. А., Рудаков Л. И. — ДАН СССР, 1962, **159**, с. 767.
7. Комилов К, Хакимов Ф. Х, Цытович В. Н. — Изв вузов — Радиофизика, 1979, **22**, с 268
8. Tsytovich V. N, Khakimov F. Kh., Komilov K. — Reprint from «Theoretical and computational plasma physics», 1978, IAEA-SMR 32/8, IAEA, p 373.
9 Комилов К., Стенфло Л., Хакимов Ф. Х, Цытович В. Н. — ЖТФ, 1976, **46**, с 680.
10. Сагдеев Р. З., Соловьев Г. И, Шапиро В. И, Шевченко В И., Юсупов И. У — ЖЭТФ, 1982, **82**, с 125
11 Хакимов Ф. Х, Цытович В. Н — ЖТФ, 1973, **43**, с. 2481.
12 Комилов К, Хакимов Ф Х, Цытович В. Н. — ЖТФ, 1976, **46**, с 1388.
13 Каплан С. А, Цытович В. Н Плазменная астрофизика — М · Наука, 1972.

Таджикский государственный университет

Поступила в редакцию 21 марта 1983 г

ON TRANSVERSE AND LONGITUDINAL WAVES INTERACTION IN THE STRONGLY TURBULENT PLASMA

K. Komilov, F. Kh. Khakimov

The paper is devoted to the investigation of nonlinear interaction processes of transverse and Langmuir waves both inside and outside of the condensate in a strongly turbulent isotropic plasma The transformation spectrum is received. Consideration of received spectra shows that in the region of relatively big «k» they proportional to «k^{-2}».