КВАЗИЛИНЕЙНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ

К.Юнгвирт, Я.Вацлавик

Ранее [I] было показано, что, помимо нелинейных эффектов, к трансформации волн в неоднородной плазме могут приводит и эффекты квазилинейные. Эффект состоит в том, что плато, образующееся вследствие квазилинейного взаимодействия одной группы волн с частицами, может быть неустойчивым для другой группы волн. Возможность квазилинейной трансформации высокочастотных волн ($\omega_\alpha \approx \omega_p$) в низкочастотную часть спектра ($\omega_\beta \ll \omega_\alpha$) была продемонстрирована на примере электронных потенциальных колебаний цилиндра холодной однородной плазмы радиуса R , возбужденных продольным электронным пучком радиуса a , движущимся вдоль однородного магнитного поля $\vec{B} \parallel z$. Отношение плотностей пучка и плазмы предполагалось малой величиной ($N/n_0 \ll 1$). Однако в предшествующих рассуждениях остался совершенно открытым вопрос, является ли этот эффект преобладающим и при учете нелинейного взаимодействия волн.

Нетрудно проверить, что спектр

$$k_\perp^2\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2-\omega_B^2}\right)+k_z^2\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)=0 \qquad (1)$$

распадный, так что законы сохранения разрешают процессы с участием двух высокочастотных волн $\omega_\alpha \approx \omega_p$ и одной низкочастотной или трех низкочастотных

$$\omega_\beta \approx \pm\frac{\omega_p\,\omega_B}{\sqrt{\omega_p^2+\omega_B^2}}\;\frac{k_z}{k}\ . \qquad (2)$$

Предполагая, что к начальному моменту времени $t=t_0$ возбуждены пучком высокочастотные волны и что в тоже время уровень низкочастотных волн пренебрежимо мал, получим из кинетического уравнения для низкочастотных волн в начальной стадии процесса следующую оценку плотности их энергии:

$$W_\beta(t) \approx \frac{k_{\beta z}}{k_{\alpha z}}\,W_\alpha(t_0)\,\frac{\Gamma\left(\exp[(2\gamma_\beta-\Gamma)(t-t_0)]-1\right)}{2\gamma_\beta-\Gamma}\ , \qquad (3)$$

где $W_\alpha(t_0)$ - начальная плотность энергии высокочастотных волн, γ_β - линейный инкремент. Оценка величины Γ , характеризующей нелинейное взаимодействие, приведена в таблице. Одновременно в этой таблице можно найти значения γ_β [2], отношения Γ/γ_β , определяющие временной ход $W_\beta(t)$, характеристические значения волновых векторов высокочастотных колебаний, определенных из условия максимума инкре-

Таблица

Различные значения плотности холодной плазмы

Наим. величин.			Интервалы частот $\omega_p^2 \ll \omega_B^2$	$\omega_p^2 \approx \omega_B^2$	$\omega_p^2 \gg \omega_B^2$
ВЧ волны $\omega_\gamma \approx \omega_p$		$k_{\alpha\perp}$	$\approx \frac{\omega_p}{N_z}$	$\approx \frac{\omega_p}{N_z}$	$\approx \frac{\omega_p}{N_z}$
		$k_{\alpha z}$	$\approx \frac{\omega_p}{N_z}$	$\approx \frac{\omega_p}{N_z}$	$\approx \frac{\omega_p}{N_z}$
НЧ волны $\omega_B \ll \omega_p$	возбужденные нелинейным взаимодействием	$k_{\beta\perp}$	$\approx k_{\alpha\perp}$	$\approx k_{\alpha\perp}$	$\approx k_{\alpha\perp}$
		$k_{\beta z}$	$\approx \frac{\omega_\beta}{\omega_p} k_\beta \ll k_{\beta\perp}$	$\approx \frac{\omega_\beta}{\omega_p} k_\beta \ll k_{\beta\perp}$	$\left.\begin{array}{l}\approx \frac{\omega_\beta}{\omega_B} k_\beta \\ \lesssim \frac{\omega_B}{N_z}\end{array}\right\} \frac{\omega_\beta}{\omega_B} \lesssim \frac{\omega_B}{\omega_p}$ $\ll k_{\beta\perp}$
	возбужденные пучком	$k_{\beta\perp}$	$\approx \frac{\omega_p}{N_z}$	$\approx \frac{\omega_p}{N_z} \approx \frac{\omega_B}{N_z}$	$\approx \frac{\omega_B}{N_z}$
		$k_{\beta z}$	$\approx \frac{\omega_\beta}{N_z} \ll k_\beta$	$\approx \frac{\omega_\beta}{N_z} \ll k_\beta$	$\approx \frac{\omega_\beta}{N_z}$
$\omega_{дрейф}$ отвечающее макс. значению			$\approx \frac{\omega_p}{\omega_B} \frac{N_z}{a}$	$\approx \frac{N_z}{a}$	$\approx \frac{N_z}{a}$
НЧ волн γ_β			$\approx \frac{N}{n_0} \frac{\omega_p}{\omega_B} \frac{N_z}{R}$	$\approx \frac{N}{n_0} \frac{N_z}{R}$	$\approx \frac{N}{n_0} \frac{N_z}{R}$
Γ			$\frac{\omega_p}{M n_0 N_z^2} W_\alpha(t_0)$	$\frac{\omega_p}{M n_0 N_z^2} W_\alpha(t_0)$	~
$\frac{\Gamma}{\gamma_\beta}$			$\frac{a\omega_B}{N_z} \frac{a}{R} \frac{W_\alpha(t_0)}{W_\delta}$	$\frac{a\omega_p}{N_z} \frac{a}{R} \frac{W_\alpha(t_0)}{W_\delta}$	~
Дополнительные условия			$\omega_p \gtrsim \frac{N_z}{a}$	$\omega_p \gtrsim \frac{N_z}{a}$	$\omega_B \gtrsim \frac{N_z}{a}$ $\omega_B \gtrsim \omega_\beta \gtrsim \omega_B \frac{\omega_B^2}{\omega_p^2}$
замечание			~	~	пучок и нелинейное взаимодействие возбуждают различные группы нч волн

мента [1] и соотношения для волновых векторов низкочастотных волн, возбуждаемых как нелинейным взаимодействием, так и неоднородным пучком. W_δ обозначает среднюю плотность энергии частиц моноэнергетического пучка: $W_\delta = (Mv_z^2/2)(a^2N/R^2)$.

Таким образом, в области плотностей $\omega_p^2 \lesssim \omega_B^2$ устанавливается при выполнении условия

$$\frac{W_\alpha(t_0)}{W_\delta} > \frac{R}{a}\,\frac{N_z}{a\omega_B} \tag{4}$$

распределение Релея-Джинса, так что квазилинейная трансформация не происходит. В обратном случае или в области плотностей $\omega_p^2 \gg \omega_B^2$ (при $\omega_\beta \geq \omega_B\,\omega_B^2/\omega_p^2$) можно на начальной стадии роста низкочастотных колебаний пренебречь нелинейным взаимодействием. Но так как неоднородный пучок возбуждает низкочастотные колебания только с $m/k_z < 0$ [2] (m азимутальное волновое число) и волны с $m/k_z < 0$ затухают, вследствие достаточно быстрой нелинейной трансформации нарастающих волн в волны затухающие окончательная плотность энергии низкочастотных колебаний могла бы быть намного меньше, чем предсказывает квазилинейная теория. Из кинетического уравнения для низкочастотных волн получается, что при выполнении всех условий для квазилинейной трансформации энергии от высоких к низким частотам энергия высокочастотных колебаний окажется перекачанной только при

$$W_\alpha(t_0) \lesssim \frac{R}{a}\,\frac{\omega_\beta}{\omega_B}\,\frac{N_z}{a\omega_B}\,W_\delta \tag{5}$$

в области высоких плотностей $\omega_p^2 \gg \omega_B^2$ и при

$$W_\alpha(t_0) \leq \frac{R}{a}\,\frac{\omega_\beta}{\omega_p}\,\frac{\omega_B}{\omega_p}\,\frac{N_z}{a\omega_p}\,W_\delta \tag{6}$$

в области $\omega_p^2 \lesssim \omega_B^2$, $\Gamma/\gamma_\beta \ll 1$.

Подробное обоснование наших выводов будет опубликовано позднее [3].

Институт физики плазмы
Академии наук ЧССР

Поступило в редакцию
22 августа 1966 г.

Литература

[1] А.Б.Михайловский, К.Юнгвирт. ЖЭТФ, 50, 1036, 1966.

[2] А.Б.Михайловский, К.Юнгвирт. ЖТФ, 36, 777, 1966.

[3] **K.Jungwirth, J.Václavík. Czech. J.Phys.** (в печати).