Письма в ЖТФ, том 14, вып. 18 26 сентября 1988 г.

О СРЫВЕ РЕЛАКСАЦИИ РЭП В НЕОДНОРОДНОЙ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

А.В. Байтин, М.Г. Никулин,
А.Б. Сионов

Различные применения релятивистских электронных пучков (см., например, [1, 2]), обусловливают актуальность исследования коллективного взаимодействия пучков с плазмой, в результате которого пучок, релаксируя, отдает энергию на возбуждение в плазме электромагнитного поля и ее нагрев.

Среди факторов, сильно влияющих на релаксацию пучка в плазме, следует выделить неоднородность плотности плазмы. Как показано в работе [3], в случае кинетической неустойчивости РЭП даже относительно слабая продольная неоднородность плотности плазмы приводит к выходу плазменных колебаний из резонанса с пучком и срыву релаксации РЭП. Для диссипативной гидродинамической неустойчивости РЭП роль неоднородности плазмы рассматривалась в работе [4]. Однако полученный в [4] критерий срыва релаксации РЭП не учитывал увеличения групповой скорости волн и расширения спектра неустойчивости в столкновительной плазме по сравнению со случаем отсутствия столкновений.

Рассмотрим моноэнергетический релятивистский электронный пучок с плотностью n_B и релятивистским фактором γ, квазистационарно инжектируемый в плазму с частотой столкновений электронов ν_e и плотностью, линейно меняющейся на длине L_s,

$$n_e(z) = n_{e0}(1-\alpha z/L), \tag{1}$$

где $\alpha = 1$ для нарастающей плотности, $\alpha = -1$ для убывающей плотности плазмы, L – длина неоднородности, удовлетворяющая условию $L > \frac{1-\alpha}{2} L_S$.

Для моноэнергетического РЭП в сильном магнитном поле при выполнении неравенств

$$\frac{6T_e}{m v_B^2}\ \frac{\omega_B}{\omega_e} \ll \left(\frac{\nu_e}{\omega_e}\right)^{3/2} \ll 1 \ll kL, \tag{2}$$

где T_e – температура электронов плазмы, $\omega_e(z) = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2}$, $\omega_B = (4\pi n_B e^2/\gamma^3 m)^{1/2}$, m, e – масса и заряд электрона, v_B – скорость электронов пучка, k – волновой вектор колебаний, плазму можно считать холодной и рассматривать возбуждение только продольных колебаний, пространственный инкремент которых имеет вид

$$\varkappa_L(z) = \frac{\omega_B}{v_B}\ \mathrm{Im}\left(\frac{\omega^2 + i\nu_e\omega}{\omega^2 - \omega_e^2 + i\nu_e\omega}\right)^{1/2}. \tag{3}$$

Для того чтобы на длине L_s неустойчивые колебания не успевали нарасти до нелинейного уровня не происходила релаксация пучка, должно выполняться условие

$$\max_{\omega} \int_0^{L_s} \varkappa_L(z)\,dz < \Lambda, \tag{4}$$

где $\Lambda \lesssim 10$ – логарифм отношения плотности энергии шумов, при которых происходит релаксация, к плотности энергии начальных шумов.

Вклад в интеграл в неравенстве (4) дают как резонансные колебания, частота которых $\omega \simeq \omega_e \left(|\omega^2 - \omega_e^2| < \nu_e \omega_e\right)$, обладающие инкрементом, близким к максимальному значению $\varkappa_m = \frac{\omega_B}{v_B}\left(\frac{\omega_e}{2\nu_e}\right)^{1/2}$, так и нерезонансные, частоты которых значительно отличаются от ω_e $\left(|\omega^2 - \omega_e^2| > \nu_e \omega_e\right)$, имеющие меньший инкремент, но зато более широкий спектр, чем резонансные.

Если L_s меньше длины релаксации пучка в однородной плазме $L_R = \Lambda/\varkappa_m(0)$, то неустойчивость в системе не развивается. В дальнейшем будем считать, что $L_s \gg L_R$, и искать требования к величине L, при выполнении которых пучок не релаксирует на длине L_s.

Прежде всего заметим, что в неоднородной плазме колебания с частотой $\omega \simeq \omega_e$ будут выходить из резонанса на длине L_R при условии $|\omega_e(0) - \omega_e(L_R)| > \nu_e$, из которого следует неравенство

$$L < L_B \left(\frac{\omega_{e0}}{\nu_e}\right)^{1/2}, \tag{5}$$

где $L_B = \Lambda v_B/\omega_B$, $\omega_{e0} = \omega_e(0)$.
Это неравенство можно считать условием срыва неустойчивости резонансных ($\omega \simeq \omega_e$) колебаний.

Учет нерезонансных колебаний, которые могут дать существенный вклад в интеграл (5), можно провести, подставляя в (5) полное выражение для инкремента неустойчивости (4). В результате, пренебрегая зависимостью ν_e от z, получаем неравенство

$$2L \max_{\omega} \operatorname{Im}\left[\frac{(\omega^2 + i\nu_e\omega)^{1/2}}{\omega_{e0}^2}\left(\sqrt{\omega^2 - \omega_{e\max}^2 + i\nu_e\omega} - \sqrt{\omega^2 - \omega_{e\min}^2 + i\nu_e\omega}\right)\right] < L_B, \tag{6}$$

где $\omega_{e\max}, \omega_{e\min}$ – максимальная и минимальная частоты на длине.

Анализ выражения (6) показывает, что максимум левой части по ω при выполнении условия $|\omega_{e\max}^2 - \omega^2| \gg \nu_e \omega_{e\max}$ достигается при $\omega = \omega_* = \max\left(\frac{\omega_{e\max}}{\sqrt{2}}, \omega_{e\min}\right)$ и приводит к достаточному условию срыва релаксации пучка, которое можно представить в виде требований к длине неоднородности плазмы L в зависимости от L_S и L_B:

$$L < \frac{L_B^2}{4L_S} + \frac{1-\alpha}{2} L_S \quad \text{при} \quad L_R \ll L_S \leq \frac{1}{2} L_B,$$

$$L < L_B - \frac{1+\alpha}{2} L_S \quad \text{при} \quad \frac{1}{2} L_B < L_S < L_B. \tag{7}$$

Видно, что если $L_S > L_B$, то пучок может релаксировать на длине L_S при любой длине неоднородности плазмы L. Напомним, что под L_S понимается длина, на которой создан постоянный градиент плотности плазмы $dn_e/dz = \alpha n_{e0}/L$, так что в случае спадающей плотности ($\alpha = -1$) длина ограничена снизу длиной системы

В длинных системах ($L_S \gg L_R$) градиент плотности плазмы, необходимый для подавления неустойчивости, определяется нерезонансными колебаниями. При этом исчезает зависимость критической длины неоднородности от ν_e и ω_e. В коротких системах ($L_S \gtrsim L_R$) для срыва релаксации достаточно стабилизировать резонансные колебания, что, согласно (5), требует относительно слабой неоднородности плазмы.

Отметим, что в случае длинных систем отсутствие зависимости критической длины неоднородности от параметров плазмы (с точностью до логарифмического множителя Λ) значительно упрощает выбор величин L и L_S для различных условий эксперимента.

Литература

[1] Olson C.L. – Particle Accelerators, 1975, v. 6, p. 107–122.

[2] Файнберг Я.Б. – Физика плазмы, 1977, т. 3, в. 3, с. 442–448.

[3] Брейзман Б.Н., Рютов Д.Д. – Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, в. 12, с. 606–609.

[4] Блиох Ю.П., Онищенко И.Н., Панченко И.П. – УФЖ, 1981, т. 26, № 2, с. 271–275.

Московский радиотехнический институт АН СССР

Поступило в Редакцию 16 мая 1988 г.