

## ВЫНУЖДЕННОЕ ИОНИЗАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

А.М. Игнатов, Р.Р. Киквидзе

*Исследована динамика вынужденного ионизационного рассеяния в трехволновом приближении.*

В работах /1–3/ рассмотрена линейная стадия ионизационно-полевой неустойчивости, причина которой заключается в том, что при определенных условиях скорости рекомбинации и ионизации, а следовательно, и плотность плазмы зависят от амплитуды внешнего электромагнитного поля. Наиболее неустойчивыми при этом оказываются возмущения плотности, приводящие к возбуждению волн с частотой, близкой к частоте падающей волны. Настоящая статья посвящена описанию нелинейной стадии этого процесса, который получил название вынужденного ионизационного рассеяния (ВИР) /4/.

Основным конкурентом ВИР является вынужденное температурное рассеяние (ВТР) /5/. Для того, чтобы выделить ВИР в чистом виде, предположим, что  $\gamma_{ВТР} \ll \nu_i \ll \delta \nu_e$ , где  $\nu_i$  — характерная частота ионизации;  $\nu_e$  — частота упругих столкновений электронов с нейтральными атомами;  $\delta$  — доля энергии, передаваемая при соударении;  $\gamma_{ВТР}$  — инкремент ВТР /5/.

Пусть плоскополяризованная электромагнитная волна с частотой  $\omega_0$  и электрическим полем, параллельным оси  $y$  распространяется вдоль оси  $x$ . Для простоты рассматриваем одномерное рассеяние, т.е. комплексная амплитуда полного электрического поля подчиняется уравнению

$$2i\partial A/\partial t + \partial^2 A/\partial x^2 + \epsilon A = 0,$$

где полное электрическое поле  $E = 2 \operatorname{Re} [A(x, t) e^{-i\omega_0 t}]$ , время измеряется в единицах  $\omega_0^{-1}$ , расстояние — в единицах  $c/\omega_0$ . Рассматривается случай, когда частота  $\omega_0$  много больше эффективной частоты электронных столкновений, поэтому диэлектрическая проницаемость

$$\epsilon(\omega_0, x, t) = 1 - 4\pi e^2 n(x, t)/m\omega_0^2 \equiv 1 - N(x, t).$$

Кроме того, предположим, что возмущения плотности плазмы распространяются со скоростью намного меньшей скорости звука (как ионного, так и адиабатического). В этих условиях эволюция безразмерной плотности  $N(x, t)$  описывается уравнением

$$\partial N/\partial t = a + \nu(|A|^2)N - \beta(|A|^2)N^2 + D\partial^2 N/\partial x^2,$$

где коэффициент  $\nu(|A|^2)$  пропорционален разности ионизационной и прилипательной частот столкновений,  $\beta(|A|^2)$  — коэффициенту рекомбинации,  $a$  описывает влияние внешнего ионизатора, обеспечивающего несамостоятельный разряд. В принятой записи все эти коэффициенты безразмерны и по величине много меньше единицы.

Зависимость  $\nu$  и  $\beta$  от  $|A|^2$  в конечном счете определяется нагревом электронов. Предположим, что разогрев мал, т.е. можно положить  $\nu = \nu_0 + \nu'_0 |A|^2$ ,  $\beta = \beta_0 + \beta'_0 |A|^2$ , где  $\nu_0$  и  $\beta_0$  определяются равновесной температурой электронов. Естественно при этом анализировать нелинейную динамику ВИР в трехволновом приближении.

Положим

$$A(x, t) = A_0(x, t) e^{ik_0 x} + A_1(x, t) e^{ik_1 x - i\Delta\omega t}, \quad (1)$$

где  $A_{0,1}$  — медленно меняющиеся амплитуды падающей и рассеянной волн. Волновой вектор  $k_0 = \sqrt{1-N_0}$ , частотная расстройка  $\Delta\omega = (k_1^2 - k_0^2)/2 \ll 1$ , где невозмущенная плотность  $N_0 < 1$  определяется соотношением  $a + \nu_0 N_0 - \beta_0 N_0^2 = 0$ . Возмущение плотности ищем в виде

$$N(x,t) = N_0 + 2 \operatorname{Re} [N_1(x,t) e^{i(k_0 - k_1)x + i\Delta\omega t}]. \quad (2)$$

Подставляя (1), (2) в исходные уравнения и удерживая квадратичные по амплитудам члены, получаем стандартную трехволновую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \partial A_0 / \partial t + k_0 \partial A_0 / \partial x &= -i A_1 N_1, \\ \partial A_1 / \partial t + k_1 \partial A_1 / \partial x &= -i A_0 N_1^*, \\ \partial N_1 / \partial t &= -(\gamma_0 + i\Delta\omega) N_1 + s A_0 A_1^*, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\gamma_0 = -\nu_0 + 2\beta_0 N_0 + (k_0 - k_1)^2 D > 0$  — обратное время рекомбинации и диффузионного расплывания возмущения электронной плотности (предполагается, что  $D(k_0 - k_1) \partial N_1 / \partial x \ll \gamma_0 N_1$ , а  $s = \nu'_0 N_0 - \beta'_0 N_0^2 > 0$ ).

Рассмотрим сначала ВИР в приближении заданной накачки. Полагая в (3)  $A_0 = \text{const}$  и  $\partial / \partial x = 0$  из последних двух уравнений получаем, что инкремент нарастания возмущений плотности ( $N_1 \propto e^{\gamma t}$ ) максимален при  $\Delta\omega = \gamma_0$ , и если  $s|A_0|^2 \ll \gamma_0^2$ , то  $\max \operatorname{Re} \gamma = s|A_0|^2 / 2\gamma_0$ . Отметим, что поскольку  $\Delta\omega \ll 1$ , речь фактически идет либо о рассеянии вперед ( $k_1 \approx k_0$ ), либо о рассеянии назад ( $k_1 \approx -k_0$ ).

Положим теперь в полной системе уравнений (3)  $\Delta\omega = \gamma_0$ . Поскольку в этом случае  $\partial / \partial t \ll \gamma_0$ , в последнем уравнении можно пренебречь членом  $\partial N_1 / \partial t$  и в результате приходим к системе уравнений

$$\begin{aligned} \partial A_0 / \partial t + k_0 \partial A_0 / \partial x &= -(1+i)(s/2\gamma_0) A_0 |A_1|^2, \\ \partial A_1 / \partial t + k_1 \partial A_1 / \partial x &= (1-i)(s/2\gamma_0) A_1 |A_0|^2. \end{aligned}$$

Эти уравнения неоднократно встречались в различных задачах физики. Их полное решение известно [6]. Приведем одно частное решение, описывающее стационарную трансформацию волн. Если среда расположена при  $x \geq 0$  и на ее границу нормально падает волна с амплитудой  $E_0$ , то

$$(|k_1|/k_0) |A_1|^2 = |A_0|^2 = E_0^2 / (1 + sE_0^2 x / \gamma_0 |k_1|),$$

причем  $k_1 \approx -k_0$  (рассеяние назад).

В изложенной выше слабонелинейной теории ВИР существенную роль играло условие слабого разогрева электронов. При этом исходная равновесная концентрация  $N_0$  обеспечивается температурой газа. В противоположном пределе, когда равновесная плотность возникает за счет разогрева электромагнитным полем, качественная картина ВИР, по-видимому, сохраняется. Поскольку, однако, коэффициенты  $\nu$  и  $\beta$  сильно зависят от  $|A|^2$ , возникающая волна плотности должна быть существенно нелинейной.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гильденбург В. Б., Ким А. В. ЖЭТФ, 74, 141 (1978).
2. Гильденбург В. Б., Ким А. В. Физика плазмы, 8, 904 (1980).
3. Киквидзе Р. Р., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 13, 246 (1987).
4. Гильденбург В. Б., Ким А. В., Хазанов И. В. Физика плазмы, 9, 1303 (1983).
5. Литвак А. Г., Миронов В. А. В сб. "Тепловые нелинейные явления в плазме", изд. ИФФ АН СССР, Горький, 1979, с. 191.
6. Chu F. Y. E., Karney C. F. Phys. Fluids, 20, 1728 (1977).