Краткие сообщения по физике № 4-1986 г.

УДК 533.951

УСКОРЕНИЕ ИОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ

С.В. Буланов, П.В. Сасоров*

Получены уравнения, описывающие нелинейную стадию длинноволновой апериодической параметрической неустойчивости плазмы в СВЧ поле. Точные решения этих уравнений показывают возможность генерации групп быстрых ионов. Определены энергетические спектры и максимальные энергии ускоренных частиц.

Ускорение ионов, которое наблюдалось при взаимодействии СВЧ поля с плазмой /1–3/, интерпретировалось как ускорение на квазистатических скачках потенциала /2/ или при расширении плазмы в вакуум /4/. В /5,6/ обращено внимание на возможность генерации быстрых ионов при развитии апериодической неустойчивости, возникающей при больших скоростях движения электронов относительно ионов: $v_E = eE_0/m_e\omega_0 \gg v_{Te}$, в плотной плазме $\omega_0 < \omega_{pe}$ /7/. Ниже дан анализ этой возможности как для нерелятивистских скоростей электронов, так и в ультрарелятивистском пределе. Движение ионов полагаем нерелятивистским, плазму холодной и используем одномерную геометрию.

В длинноволновом пределе $kv_E \ll \omega_{pe}$ можно считать плазму квазинейтральной: $n_e = n_i = n$. В этом приближении, следуя работам /8–11/, в которых рассматривалась бунемановская и электромагнитная неустойчивости в плазме с током, выведем уравнения движения плазмы в переменном электрическом поле. Из уравнений неразрывности для ионов и электронов следует, что скорости v_e и v_i и плотность электрического тока, которую ниже считаем заданной, $J(t) = -en_0 v_E \cos\omega_0 t$ $(\omega_0 \ll \omega_{pe})$, связаны соотношением

$$v_e = v_i - J(t)/en. \tag{1}$$

Исключим из уравнений движения электронов и ионов

$$\partial_t p_e + v_e \partial_x p_e = -eE = -m_i(\partial_t v_i + v_i \partial_x v_i)$$

электрическое поле E, выразим импульс электронов $p_e = m_e v_e/(1 - v_e^2/c^2)^{1/2}$ через v_i, n и $J(t)$ с помощью (1), и усредним выражения по периоду СВЧ колебаний $2\pi/\omega_0$ в предположении $v_i \ll J/en$ и $(1 - J^2/e^2n^2c^2)^{3/2} \gg \mu = m_e/m_i$. В результате получим, что $v_i(x,t)$ подчиняется уравнению

$$\partial_t v_i + v_i \partial_x v_i = (2\mu c^2/\pi)\,\partial_x K(n_R/n), \tag{2}$$

которое, будучи дополненным уравнением неразрывности

$$\partial_t n + \partial_x(nv_i) = 0, \tag{3}$$

полностью определяет сформулированную выше задачу. В (2) $K(\kappa)$ – полный эллиптический интеграл первого рода; $n_R = n_0 v_E/c$ – предельное значение концентрации, при котором в плазме может течь ток проводимости с плотностью $J_0 = -en_0 v_E = -en_R c$.

---

* Институт теоретической и экспериментальной физики, г. Москва.

Система (2), (3) подобна уравнениям газодинамики с "энтальпией" – $(2\mu c^2/\pi)K(n_R/n)$. Перейдем к лагранжевым переменным x_0, t' и введем безразмерные переменные

$$\zeta = x_0/l; \quad \tau = t'(\mu/\pi)^{1/2}c/l; \quad w = v_i(\pi/\mu)^{1/2}/c; \quad \kappa = n_R/n,$$

где l – характерный масштаб возмущения. В этих переменных (2), (3) принимают вид:

$$\partial_\tau w = -2(\partial_\kappa K)\partial_\zeta \kappa/\kappa, \tag{4}$$

$$\partial_\tau \kappa = \partial_\zeta w, \tag{5}$$

где $\partial_\kappa K = dK/d\kappa$.

При $n_R/n \to 0$, $\partial_\kappa K \approx \pi\kappa/4$ и уравнения (4), (5) эквивалентны условиям Коши – Римана для действительной и мнимой частей аналитической функции $f(z) = w(z) + i\kappa(z)$ комплексной переменной $z = \zeta + i\sqrt{\pi}\tau$; $f(z)$ полностью определяется начальными условиями при $\tau = \tau_0$. Эти решения проанализированы в /9/, где показано, что для типичной особенности $f(z) = i/z + \ldots$ характерно образование каверны в плотности ионов и выброс групп быстрых ионов с энергией порядка $\mathcal{E}_{max} \approx (m_e v_E^2/2)(l\omega_p/v_E)^{4/3}$. При $l\omega_p/v_E \gg 1$ энергия ионов превышает энергию электронов /6,8,11/. Энергетический спектр при $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{max}$ спадает степенным образом: $dN/d\mathcal{E} \propto \mathcal{E}^{-3/2}$, а вблизи $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_{max}$ имеет максимум. Число быстрых ионов порядка $n_0 l$. Эта оценка справедлива при $v_E/l\omega_p \gg \left\{\mu^{1/2}\omega_0/\omega_p,\ (\omega_0/\omega_p)^3\right\}$.

В противоположном случае при уменьшении плотности в каверне достигается значение n, при котором $\omega_p/\omega_0 \approx 1$ и возбуждаются резонансные ленгмюровские колебания. Оценивая максимальную амплитуду ленгмюровских колебаний $E_{max} \approx E_0/(|\partial_x v_i|/\omega_0)^{1/2}$ (/12/) и предполагая, что дивергенция скорости $\partial_x v_i$ определяется вытеснением ионов из области максимума поля под действием ВЧ давления ($v_i\partial_x v_i \approx -\mu\partial_x(e^2E^2/m_e^2\omega_0^2)$), получим, что максимальная энергия ионов порядка $\mathcal{E}_{max} \approx (m_e v_E^2/2) \times (\mu^{-1/2}l\omega_0/v_E)$.

В ультрарелятивистском по движению электронов пределе $\kappa \to 1$ и $\partial_\kappa K \approx 1/(2(1-\kappa)) \equiv 2/\lambda^2$, $\lambda \ll 1$.

Применение преобразования годографа, т.е. замена переменных $\zeta, \tau \to w, \lambda$, к системе (4), (5) сводит ее к линейному уравнению Лапласа для $\zeta(w, \lambda)$:

$$\lambda^{-1}\partial_\lambda(\lambda\partial_\lambda\zeta) + \partial_{ww}^2\zeta = 0.$$

Его решение вида $(\tau = -(1/2)\int\partial_w\zeta\lambda d\lambda)$

$$\zeta = C_1 w + C_3 w(\lambda^2 - \frac{2}{3}w^2); \; C_1, C_3 \geqslant 0,$$

$$\tau = -\frac{C_1}{4}\lambda^2 - \frac{C_3}{4}\lambda^2\left(\frac{\lambda^2}{4} - w^2\right)$$

качественно соответствует обсуждавшемуся выше решению: $f(z) = i/z + \ldots$, и описывает обращение λ в нуль на конечном интервале $\approx (2^{1/2}/3)C_1^{3/2}$ за конечное время (при $\tau \to -0$). Максимальное значение кинетической энергии ионов к моменту особенности равно $\mathcal{E}_{кин} \approx m_e c^2$, потенциальной $e\langle\varphi\rangle \approx m_e c^2 \times \ln\lambda^{-2} \to \infty$ при $\lambda \to 0$. Оценка границы применимости условия квазинейтральности, которая следует из сравнения $\partial_{xx}^2\varphi \approx 4\pi e\delta n \approx e n_R \lambda^2$, дает $\lambda_{min}^2 = (c/\omega_p l)^2(c/v_E)$ и максимальное значение энергии быстрых ионов $\mathcal{E}_{max} \approx m_e c^2 \ln\lambda_{min}^{-2}$. Энергетический спектр ионов получается из условия сохранения потока частиц в фазовом пространстве. Он имеет экспоненциальный вид при $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{max}$:

$$dN/d\mathcal{E} \approx (n_0 l/m_e c^2)\exp(-3\pi\mathcal{E}/2m_e c^2).$$

При этом выводе предполагалось, что частота СВЧ поля много меньше плазменной в каждый момент времени ($\omega_0^2 \ll \omega_{p0}^2 (v_E/c) \ln \lambda_{min}^{-2}$). Если это неравенство не выполнено, то вследствие возбуждения резонансных колебаний в каверне размером l под действием ВЧ давления ионы приобретут энергию порядка

$$\mathcal{E}_{max} \approx m_e c^2 (\omega_{p0}/\omega_0)^2 (v_E/c).$$

Рассмотренный механизм ускорения ионов может реализоваться в сильном СВЧ поле. На линейной стадии инкремент неустойчивости $\gamma \approx \mu^{1/2} k v_E$ уменьшается с ростом длины волны, поэтому для эффективного ускорения ионов, энергия которых увеличивается с размером каверны, необходимо присутствие длинноволновых возмущений заметной величины. Они могут быть обусловлены геометрическими факторами установки, распределением СВЧ поля или неоднородностью плазмы, возникающей, например, еще на стадии СВЧ пробоя.

Авторы благодарны Г.М. Батанову, В.А. Иванову, А.С. Сахарову и И.В. Соколову за полезные обсуждения.

Институт общей физики АН СССР

ЛИТЕРАТУРА

1. Wong A.Y., Stenzel R.L. Phys. Rev. Lett., 34, 727 (1975).
2. Batanov G.M., Ivanov V.A., Kossyi I.A. in "Nonlinear and Turbulent Processes in Physics", Gordon and Breach, Harward Acad. Press., N.Y., v. 1, 1984, p. 45.
3. Батанов Г.М. и др. Письма в ЖТФ, 10, 662 (1984).
4. Гуревич А.В., Мещеркин А.П. ЖЭТФ, 80, 1810 (1981).
5. Bulanov S.V., Sasorov P.V. in "Nonlinear and Turbulent Processes in Physics", Gordon and Breach, Harward Acad. Press., N.Y., v. 1, 1984, p. 149.
6. Буланов С.В., Сасоров П.В. Физика плазмы, 12, 54 (1986).
7. Силин В.П. ЖЭТФ, 48, 1679 (1965).
8. Carlqvist P. Cosmic Electrodynamics, 3, 377 (1972).
9. Буланов С.В., Сасоров П.В. Физика плазмы, 4, 746 (1978).
10. Галеев А.А. и др. ЖЭТФ, 81, 572 (1981).
11. Волокитин А.С., Красносельских В.М. Физика плазмы, 8, 800 (1982).
12. Буланов С.В., Коврижных Л.М., Сахаров А.С. ЖЭТФ, 72, 1809 (1977).

Поступила в редакцию 16 января 1986 г.