Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 4, стр. 176 – 178 *25 августа 1989 г.*

ВОЗБУЖДЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН ИМПУЛЬСОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.В.Буланов, В.И.Кирсанов, А.С.Сахаров

Показано, что возбуждение плазменных волн релятивистски сильным импульсом электромагнитного излучения сильно зависит от длительности его переднего фронта. Определены характеристики возбуждаемой волны и рассмотрена эволюция самого импульса. Обсуждается возможность ускорения частиц полем возбуждаемой продольной волны.

Возросший интерес к возбуждению быстрых ленгмюровских волн (БЛВ) в плазме связан с ведущейся разработкой лазерных методов ускорения частиц, характеризуемых исключительно высоким темпом ускорения [1]. Наибольший экспериментальный и теоретический прогресс наблюдается в разработке ускорителя на биениях [2] с использованием двухчастотных лазерных импульсов. Ряд трудностей, связанных с резонансным характером возбуждения БЛВ в ускорителе на биениях, а также быстрое развитие техники сверхкоротких лазерных импульсов [3] делают также привлекательным первоначально предложенный нерезонансный метод возбуждения БЛВ короткими лазерными импульсами [4]. Исследованию такого возбуждения релятивистски сильным электромагнитным импульсом ($eE_\perp/m\omega_0 c \gg$ $\gg 1$) посвящена настоящая работа.

Считается, что линейно поляризованный электромагнитный импульс (ЭИ) с несущей частотой $\omega_0(\omega_0 \gg \omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_0/m_e}$, N_0 – концентрация неподвижных ионов) распространяется вдоль оси x и создает возмущения плотности электронов плазмы и продольные поля, описываемые безразмерным электростатическим потенциалом $\psi = e\varphi/mc^2$. Характеризующий ЭИ безразмерный векторный потенциал $A = p_\perp/mc$ задаем в виде $A =$ $= {}^1/_2[a(\xi, t)\exp(-i\omega_0 t + ik_0 x) + \text{к.с.}]$, где k_0 – волновой вектор излучения, связанный с ω_0 линейным дисперсионным соотношением ($\omega_0^2 = k_0^2 c^2 - \omega_p^2$), а $a(\xi, t)$ – комплексная амплитуда, являющаяся функцией переменных t и $\xi = x - v_g t$ ($v_g =$ $= c^2 k_0/\omega_0$). Полагая медленность изменения $\psi(\xi, t)$ и $a(\xi, t)$ со временем ($\partial/\partial t \ll c\,{}^\partial/_{\partial\xi}$) и считая плазму достаточно редкой $\omega_0^2/\omega_p^2 \gg (1 + a^2/2)(1 + \psi)^{-2}$ из релятивистских уравнений гидродинамики холодных электронов и уравнений Максвелла получим систему связанных уравнений для a и низкочастотной составляющей потенциала ψ_0

$$2i\omega_0 \frac{\partial a}{\partial t} + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} c^2 \frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} + 2v_g \frac{\partial^2 a}{\partial \xi \partial t} = - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \frac{\psi_0}{1+\psi_0} a \tag{1}$$

$$\frac{d^2\psi_0}{d\xi^2} - k_p^2 \frac{1 + |a|^2/2 - (1+\psi_0)^2}{2(1+\psi_0)^2} = 0, \tag{2}$$

где $k_p = \omega_p / v_g$.

При этом осцилляциями продольного потенциала на гармониках несущей частоты в силу указанного неравенства можно пренебречь. Уравнения подобные (1) и (2) в слаборелятивистском случае исследовались в [5]. При $a = 0$ уравнение (2) описывает свободные ленгмюровские колебания [6]. В случае циркулярной поляризации импульса амплитуду ВЧ поля в (2) следует заменить на $a\sqrt{2}$.

Интегрируя уравнение (2) для заданного ЭИ ($\partial a/\partial t = 0$) прямоугольной формы ($|a|^2 = $ $=$const при $-L < \xi < 0$; $|a|^2 = 0$ при $\xi < -L$, $\xi > 0$) в области, занимаемой импульсом, получим

$$\xi = 2\sqrt{1 + |a|^2/2}\,E(R,k) - 2\sqrt{(|a|^2/2 - \psi_0)\psi_0/(1+\psi_0)}, \tag{3}$$

где $E(R, k)$ – неполный эллиптический интеграл второго рода; $R = \arcsin[\sqrt{(2+|a|^2)\psi_0}/\sqrt{|a|^2(1+\psi_0)}$ и $k = |a|/\sqrt{2+|a|^2}$ – соответственно его аргумент и модуль.

Согласно (3) в области ультрарелятивистского ЭИ ($|a| \gg 1$) потенциал ψ_0 осциллирует в пределах от 0 до $|a|^2/2$ с периодом $\lambda_\parallel = 2\sqrt{2}|a|k_p^{-1}$ (рис. 1). ЭИ с длиной $L = L_s =$ $= \lambda_\parallel s$ ($s = 1, 2, 3 \ldots$) не оставляет за собой плазменной волны. Если же длина ЭИ отлична от L_s даже на относительно малую величину $|L - L_s| \gtrsim |a|^{-1}k_p^{-1}$, то амплитуда релятивистской БЛВ за импульсом и ее период близки к соответствующим величинам в области импульса. Этот факт связан с релятивистским увеличением массы при $\psi > 1$, вследствие чего работа силы высокочастотного давления над электронами плазмы на заднем фронте (при $\psi_0 = \psi_{02} \gg 1$) оказывается в $(1 + \psi_{02})$ раз меньше, чем на переднем. По этой же причине, и в случае нерезкого заднего фронта ЭИ, влияние его формы на эффективность возбуждения, оставляемой за импульсом БЛВ (также называемой кильватерной), мало существенно.

Если длительность переднего фронта импульса мала $\delta\xi_1 k_p < |a_1|^{-1}$, справедливы формулы, полученные для импульса с резким переднем фронтом и амплитуда кильватерной БЛВ максимальна. При $\delta\xi_1 k_p > |a_1|^{-1}$ увеличение длительности переднего фронта ведет к снижению амплитуды возбуждаемой БЛВ вплоть до величины $|a_2|/\sqrt{2}$ (для ЭИ с резким задним фронтом). Наконец, при медленном нарастании и спаде амплитуды на фронтах импульса $\delta\xi_{1,2} k_p > |a_{1,2}|^{1/2}$ возбуждение кильватерной волны вообще не происходит.

Проведенный анализ касался приближения заданного ЭИ. Перейдем теперь к обсуждению его эволюции в процессе возбуждения БЛВ. Возбуждение кильватерной БЛВ приводит к потерям энергии импульса с темпом (в единицу времени)

$$dW_p/dt = {}^1/_2 (\omega_p/\omega_0)^2 \omega_p \int_{-\infty}^{\infty} d\xi\, (\partial|a|^2/\partial\xi) k_p^{-1}\, \psi_0/(1+\psi_0)$$

и изменению величины комплексной амплитуды. Для рассмотренного ранее импульса с крутыми фронтами (т. е. $d\xi_{1,2}k_p < |a|^{-1}$), его форму можно считать заданной пока малы искажения в области переднего фронта $t < t_{\text{нел}} = \omega_p^{-1}(\omega_0/\omega_p)^2 |a|^{-1}$. Однако, численное решение уравнений (1) и (2) показывает, что эффективное возбуждение продолжается и на временах, сравнимых и больших $t_{нел}$. Это демонстрирует рис. 2, где представлен тот же импульс, что и на рис. 1 при $t = t_{нел}$. Следует заметить, что рост величины $a \sim$ $\sim eE_{\perp}/cm\omega(\xi, t)$ в области переднего фронта импульса сопровождается уменьшением локальной частоты $\omega(\xi, t)$, отношение которой к начальному значению несущей частоты ω_0 показано на рис. 2 точками. При этом, как следует из уравнений (1) и (2), полное число квантов $\sim \int_{-\infty}^{\infty} d\xi\,(E_{\perp}^2/\omega(\xi, t))$ сохраняется. При $t > t_{нел}$ возбуждение БЛВ происходит даже с несколько большей интенсивностью. Однако, дальнейшее падение локального значения частоты на переднем фронте позволяет просчитать этот процесс в рассмотренном примере лишь до $(4 \div 5)\, t_{нел}$, когда $\omega_{min}(\xi, t)$ становится сравнимой с ω_p и перестают быть применимы уравнения (1) и (2).

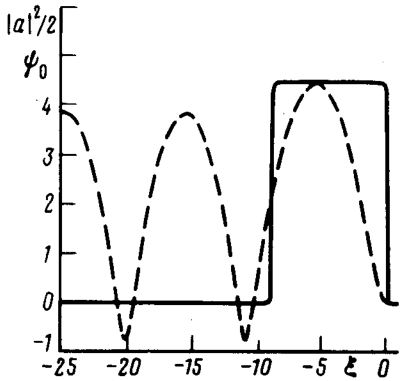

Рис. 1

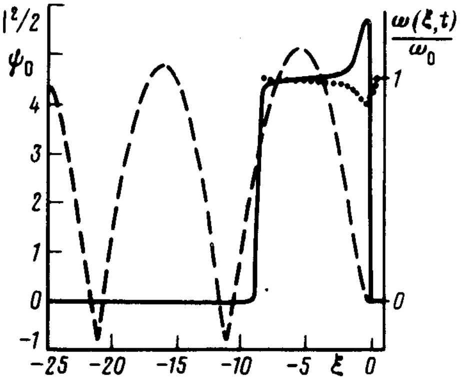

Рис. 2

Рис. 1. Величина $|a|^2/2$ (сплошная линия) и безразмерный потенциал разделения зарядов (пунктир) для $a = 3$ и $\omega_0/\omega_p = 100$

Рис. 2. Те же величины, что и на рис. 1, через время $t = t_{нел}$. На этом рисунке точками показано также отношение локальной частоты электромагнитного излучения $\omega(\xi, t_{нел})$ к ω_0

Лазерный импульс с длиной волны $\lambda_0 \sim 10$ мкм с интенсивностью $I \sim 10^{17}$ Вт/см^2 ($a \sim 3$) и длительностью фронта 0,1 пс в плазме с плотностью $N_0 \sim 10^{15}$ см$^{-3}$ ($\omega_0/\omega_p =$ $= 100$), согласно полученным формулам, возбуждает БЛВ с $E \gtrsim 2$ ГэВ/м. Электроны с начальной энергией в 50 МэВ уже на длине $x_{нел} \approx ct_{нел} \sim 50$ см могут получить в поле БЛВ [4] энергию 1 ГэВ.

Литература

1. *Файнберг Л.Б.* Физика плазмы, 1987, **13**, 607.
2. *Tajima T.* Laser and Particles Beams, 1985, **3**, 351.
3. *Ebery J. H. et al.* Laser Focus, 1987, **10**, 84.
4. *Tajima T., Dawson J.M.* Phys. Rev. Lett., 1979, **43**, 267.
5. *Горбунов Л.М., Кирсанов В.И.* ЖЭТФ, 1987, **93**, 509.
6. *Ахиезер А.И., Головин Р.В.* ЖЭТФ, 1956, **30**, 915.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 июля 1989 г.