

## СВОЙСТВА НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЮЩИХСЯ ПРИ ИНЖЕКЦИИ В ПЛАЗМУ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ

*А.М.Гладкий, В.П.Коваленко, П.Н.Юшманов*

Впервые экспериментально исследовано взаимодействие с плазмой предварительно сформированных электронных сгустков. Установлено, что волны, возбуждаемые такими сгустками, могут распространяться без существенного изменения амплитуды на значительно большие расстояния, чем волны в обычных пучково-плазменных системах.

Во всех пучково-плазменных экспериментах, выполненных до настоящего времени, электронный пучок инжектировался в плазму немодулированным либо слабomodулированным. Согласно полученным при этом многочисленным данным (см., например, [1 – 4]) амплитуда возбуждаемых такими пучками плазменных волн сильно (на несколько порядков величины) изменяется вдоль направления движения пучка так, что колебания практически локализуются в зоне малой протяженности на некотором расстоянии от координаты инжекции пучка. Между тем, наличие дисперсии в плазменно-пучковой системе дает основание для постановки принципиального вопроса о возможности существования и условиях возбуждения в ней нелинейных волн постоянной амплитуды, представляющих, по-видимому, интерес и в связи с проблемами прикладного характера (коллективным ускорением заряженных частиц, нагревом плазмы и некоторыми другими).

В настоящей работе показано, что путь, проходимый волной без существенного изменения амплитуды, может быть увеличен, если инжектировать в плазму пучок в виде предварительно сформированных сгустков.

Воспользуемся уравнением для потенциального электрического поля  $E$  линейных одномерных колебаний холодной плазмы, возбуждаемых

пучком с плотностью тока  $j_b$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \omega_p^2 E = -4\pi \frac{\partial j_b}{\partial t}, \quad (1)$$

где  $\omega_p$  — плазменная частота. Принимая во внимание, что плотность  $n_b$  движущегося со скоростью  $u$  пучка промодулирована с частотой  $\omega$ , будем искать решение уравнения (1) в виде бегущей периодической волны:  $E(z, t) = E(\xi)$ ,  $n_b(z, t) = n_b(\xi)$ ,  $E(\xi + 2\pi n/\omega) = E(\xi)$ , где  $\xi = t - (z/u)$ . Тогда электрическое поле волны можно записать следующим образом:

$$E(\xi) = -\frac{4\pi eu}{\omega_p} \int_0^{\xi} \frac{dn_b}{d\tau} \sin \omega_p (\xi - \tau) d\tau \quad (2)$$

Волна будет распространяться с постоянной амплитудой, если электронные сгустки будут двигаться не деформируясь. Это возможно только тогда, когда  $E = 0$  везде, где  $n_b \neq 0$  и, следовательно,  $dn_b/d\tau = 0$  там, где  $n_b \neq 0$  (см. соотношение (2)). Плотность пучка в стационарной волне должна иметь вид прямоугольных импульсов (рис. 1, а). Из формулы (2) определим электрическое поле нелинейной волны

$$E(\xi) = \frac{4\pi eu}{\omega_p} n_b \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < \xi < \tau_1 \\ \sin \omega_p (\xi - \tau_1) & \text{при } \tau_1 < \xi < \frac{2\pi}{\omega} \\ \sin \omega_p (\xi - \tau_1) - \sin \omega_p (\xi - \frac{2\pi}{\omega}) & \text{при } \frac{2\pi}{\omega} < \xi < \frac{2\pi}{\omega} + \tau_1 \end{cases} \quad (3)$$

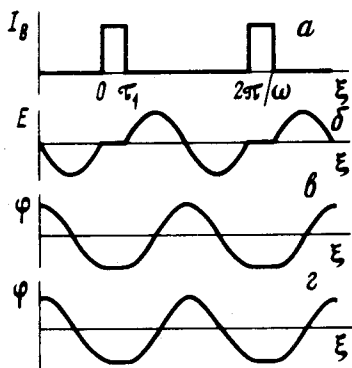


Рис. 1. Рассчитанная (а, б, в) и экспериментально измеренная (г) структура стационарной волны

Условие периодичности электрического поля накладывает требование на длительность импульса  $\tau_1$

$$\omega_p \tau_1 = \omega_p \frac{2\pi}{\omega} - 2\pi n, \quad n - \text{целое число.}$$

Это требование может быть удовлетворено только при  $\omega < \omega_p$ . В частности, если  $\omega \lesssim \omega_p$ , то  $n = 1$ , и условие равновесия формы сгустков

можно записать следующим образом:

$$\frac{L}{\lambda} \equiv \frac{\tau_1 \omega}{2\pi} = 1 - \frac{\omega}{\omega_p},$$

где  $L$  – протяженность сгустка,  $\lambda$  – длина волны. Профиль  $E(\xi)$  для этого случая представлен на рис. 1,б.

Заметим, что отсутствие электрического поля внутри равновесных сгустков при  $\omega \lesssim \omega_p$  можно интерпретировать как результат сложения поля возбуждаемых плазменных колебаний, стремящегося сжать сгустки, с собственным расталкивающим полем сгустков.

Экспериментальное исследование взаимодействия с плазмой предварительно сформированных электронных сгустков в настоящей работе было проведено при следующих условиях. Энергия пучка  $U_0$  – несколько сот электронвольт, средний по периоду ток пучка  $I_{b_0} = 1 - 10$  ма. Пучок формировался плоской триодной системой (катод, управляющая сетка, анод). На управляющую сетку одновременно подавалось постоянное напряжение смещения и СВЧ напряжение. Регулируя эти напряжения можно было производить как малую модуляцию пучка ( $I_b/I_{b_0} \ll 1$ ), так и сильную модуляцию в режиме с отсечкой анодного тока ( $I_b/I_{b_0} \sim 1$ ). При этом путем варьирования тока эмиссии катода средний ток пучка поддерживался независимым от амплитуды модуляции. Модулированный пучок проходил далее через газ (аргон) при давлении порядка  $1 \times 10^{-3}$  мм рт.ст., создавая в отсутствие внешних полей плазму с концентрацией  $10^9 - 10^{10}$  см $^{-3}$ .

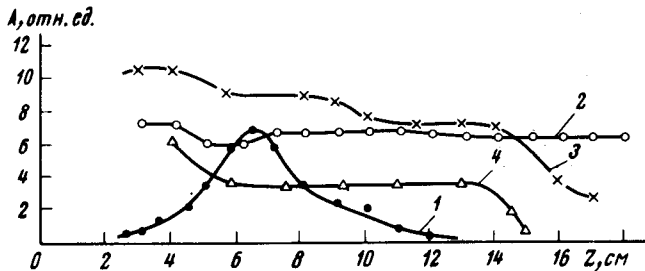


Рис. 2. Зависимости амплитуды волны от расстояния до координаты инжекции пучка при малой (кривая 1) и глубокой (кривые 2,3,4) модуляции. Частота модуляции  $f = \tilde{\omega}/2\pi = 420$  МГц. 1, 2, 3 –  $I_{b_0} = 10$  ма,  $U_0 = 340$  эв; 4 –  $I_{b_0} = 5$  ма,  $U_0 = 300$  эв; 1 –  $I_b/I_{b_0} = 6 \cdot 10^{-3}$ ; 2, 3, 4 –  $I_b/I_{b_0} \sim 1$ ; режимы 2 и 3 отличаются параметрами сгустков

Оказалось, как и следует из теории, свойства волн, возбуждаемых в одном случае путем незначительной модуляции пучка, а в другом – посредством периодической инжекции в плазму отдельных электронных сгустков, глубоко различаются. На рис. 2 сопоставлены пространственные зависимости амплитуды волны в этих двух случаях, снятые передвижным высокочастотным зондом при давлении газа, достаточном для образования плазмы с  $\omega_p \gtrsim \omega$ . Если при малой модуляции эта зависимость имеет резкий максимум, что связано с последовательно протекаю-

шими процессами формирования электронных сгустков и их распада в продольном и поперечном направлениях [5], то в случае модуляции с  $I_b \approx I_{b0}$  при том же среднем токе пучка возбуждаются волны, которые с самого начала имеют амплитуду, близкую к максимальному значению кривой 1, и сохраняют ее на расстояниях, на которых первоначально нарастающая волна уже почти полностью затухает.

При помощи осциллографа с полосой пропускания до  $3,5 \text{ ГГц}$  был определен временной профиль колебаний, принимаемых зондом в условиях рис. 2, кривая 4. Видно, что этот профиль (рис. 1, *г*) близок к предсказываемому теоретически профилю потенциала  $\phi$  (рис. 1, *в*). Некоторое отличие вполне естественно, поскольку в эксперименте требуемая равновесная форма сгустков достигается лишь приблизительно. С последним обстоятельством связаны, по-видимому, и заметные изменения амплитуды по расстоянию (рис. 2).

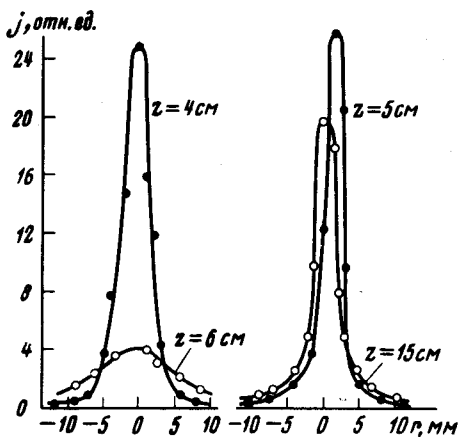


Рис. 3. Распределение плотности тока  $j$  по радиусу  $r$  на разных расстояниях от координаты инжекции пучка в плазму при малой (*а*) и глубокой (*б*) модуляции.  $U_0 = 300 \text{ эВ}$ ,  $I_{b0} = 2 \text{ ма}$ ,  $f = 420 \text{ МГц}$ ; *а* -  $I_b/I_{b0} = 1,5 \cdot 10^{-2}$ , *б* -  $I_b/I_{b0} \sim 1$

Наблюдаемое экспериментально сохранение амплитуды волны на значительном расстоянии указывает еще на одну важную особенность системы, предсказанную ранее теоретически [6], но пока не наблюдавшуюся экспериментально – существование поперечного равновесия сгустков при  $\omega \lesssim \omega_p$ . В подтверждение этого факта на рис. 3 представлены измеренные нами радиальные распределения плотности тока пучка при малой и глубокой предварительной модуляции.

Таким образом, в отличие от сгустков, образующихся при развитии пучково-плазменной неустойчивости, предварительно созданные сгустки могут длительное время находиться в равновесии в поле волны. Вместе с тем следует заметить, что начиная с некоторого расстояния волна довольно быстро затухает (рис. 2), что по-видимому, является проявлением специфической неустойчивости такой системы [7].

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
25 июня 1976 г.

### Литература

- [1] А.К.Березин, Я.Б.Файнберг, Л.И.Болотин, Г.П.Березина. АЭ, 18, 5, 1965.  
[2] С.М.Левитский, И.П.Шашурин. ЖЭТФ, 36, 1364, 1966.

- [ 3 ] Н. Böhmer, J. Chang, M. Raether. *Phys. Fluids*, 14, 150, 1971.
- [ 4 ] М.Д.Габович, В.П.Коваленко. *ЖЭТФ*, 57, 716, 1969.
- [ 5 ] А.М.Гладкий, В.П.Коваленко. *ЖЭТФ*, 69, 1617, 1975.
- [ 6 ] В.Б.Красовицкий. Письма в *ЖЭТФ*, 9, 679, 1969.
- [ 7 ] W.L.Kruer, J.M.Dawson, R.N.Sudan. *Phys. Rev. Lett.*, 23, 838, 1969.
-