

## ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВОЛНОЙ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА ЗА СЧЕТ СПЕЦИАЛЬНОГО ПРОФИЛИРОВАНИЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Л.М. Горбунов, В.И. Кирсанов, С.К. Мтингва\*, Р.Р. Рамазашвили

*Предложен метод повышения эффективности ускорения электронов волной плотности заряда в специально профилированной неоднородной плазме. Рассмотрены примеры возбуждения волны плотности заряда короткими лазерными импульсами и электронными сгустками.*

В последние годы возродился интерес к ускорению электронов до высоких энергий быстрыми ленгмюровскими волнами, для возбуждения которых используются новые методы: лазерные импульсы, короткие сгустки ультрарелятивистских электронов [1, 2]. Принципиальной особенностью такого способа ускорения является невозможность увеличения энергии электронов за счет увеличения длины ускорителя. Пройдя вместе с волной определенное расстояние и набрав энергию, электрон должен быть выведен из ускорителя. В противном случае он перейдет в фазу торможения и начнет терять энергию.

Для устранения этого недостатка в работе [3] предложено использовать магнитное поле, перпендикулярное к направлению распространения ленгмюровской волны (серфатрон). Электрон при этом удерживается все время в ускоряющей фазе, но смещается не только в направлении распространения волны, но и вдоль ее фронта. Двумерность электронной траектории определяет необходимость возбуждения ленгмюровских волн в большем объеме плазмы, что существенно повышает уровень требуемой энергетики.

В настоящей статье предлагается еще один способ более длительного удержания электрона в ускоряющей фазе за счет специального закона изменения плотности плазмы. Такая возможность повышения эффективности ускорения связана с непостоянством фазовой скорости ленгмюровской волны в неоднородной плазме. В отличие от серфатрона, предлагаемый метод требует увеличения объема, в котором возбуждается ленгмюровская волна.

Уравнение движения электрона в поле ленгмюровской волны, создаваемой в неоднородной плазме точечным источником, движущимся с постоянной скоростью  $u$ , имеет вид:

$$dp_z/dt = -|e|E(z) \cos [\omega_p(z)(t - z/u)], \quad (1)$$

где  $p_z$ ,  $z$  — соответственно импульс и координата электрона;  $E(z)$  — амплитуда волны;  $\omega_p(z)$  — плазменная частота, выражающаяся через концентрацию электронов плазмы  $N(z)$  ( $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ ). Для ускорения нужно, чтобы действующая на электрон сила была положительна. В однородной плазме частота  $\omega_p$  постоянна и изменение координаты электрона  $z(t)$  приводит к смене знака силы и выходу электрона из ускоряющей фазы. В неоднородной плазме ленгмюровская частота зависит от координаты электрона и при определенном законе изменения плотности можно удержать электрон в постоянной фазе волны.

Условие постоянства фазы  $\phi = \omega_p(z)(t - z/u) = -z_0 \omega_p(z_0)/u = \text{const}$  ( $z_0$  — начальная координата ускоряемого электрона) и пренебрежение зависимостью амплитуды волны  $E(z)$  от координаты, которая мало изменяется при малых изменениях плотности, позволяют проинтегрировать уравнение (1) и определить  $z(t)$  или  $t(z)$ . Подставляя  $t(z)$  в выражение для  $\phi$  и полагая  $\phi = \pi$ , найдем

\* Аргоннская национальная лаборатория, Отдел физики высоких энергий, Аргонн, Иллинойс, 60439, США.

$$\frac{N(z)}{N(z_0)} = \left[ \frac{z_0/l}{z/l - \beta_b \sqrt{((z - z_0)/l + \gamma_p)^2 - 1} + \beta_b \sqrt{\gamma_p^2 - 1}} \right]^2, \quad (2)$$

где  $l = mc^2/|e|E$ ,  $\gamma_p = (1 - v_p^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $\beta_b = u/c$ ,  $v_p$  — начальная скорость электрона. При выводе уравнения (1) предполагалось, что создающий ленгмюровскую волну источник в начальный момент находится в точке  $z = 0$ . Поскольку электрон находится позади источника, который движется слева направо, то величина  $z_0$  отрицательна.

В ультррелятивистском пределе  $\gamma_p \gg 1$  из общего выражения (2) найдем

$$\frac{N(z)}{N(z_0)} = \left[ 1 - \frac{z + |z_0|}{2|z_0|} \left( \frac{1}{\gamma_b^2} - \frac{1}{\gamma_p^2 ((z + |z_0|)/l\gamma_p + 1)} \right) \right]^{-2}, \quad (3)$$

где  $\gamma_b = (1 - \beta_b^2)^{-1/2}$ ;  $z + |z_0|$  — расстояние, пройденное ускоряемым электроном. Если это расстояние мало по сравнению с величиной  $l\gamma_p$ , определяющей длину, на которой начальная энергия электрона удваивается, то изменение концентрации не зависит от действующей на электрон силы, а определяется разностью начальной скорости электрона и скорости источника. Если частица движется сначала медленнее, чем источник ( $\gamma_p < \gamma_b$ ), то плотность плазмы, согласно (3), должна убывать (рис. 1) для того, чтобы действующая на электрон сила сохранялась неизменной. При  $x = (z + |z_0|)/|z_0|$  равном  $\gamma_b/\gamma_p - 1$ , плотность достигает минимума  $N_{\min}/N(z_0) = [1 - (l\gamma_p/2|z_0|\gamma_b^2)(1 - \gamma_b^2/\gamma_p^2)]^{-2}$  и далее с ростом  $x$  плотность возрастает.

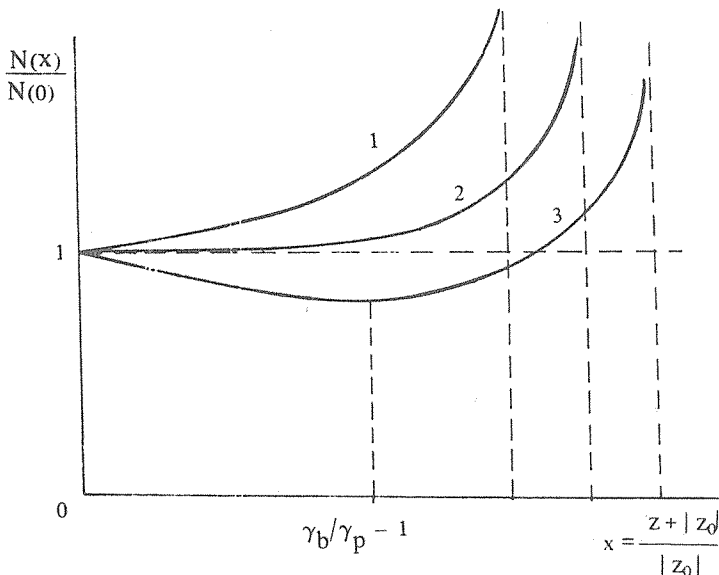


Рис. 1. Изменение плотности плазмы с координатой, обеспечивающее постоянство действующей на электрон силы при  $\gamma_p > \gamma_b$  (1),  $\gamma_p = \gamma_b$  (2),  $\gamma_p < \gamma_b$  (3).

Если  $\gamma_b \sim \gamma_p$  или  $\gamma_p > \gamma_b$ , то плотность плазмы с ростом  $x$  должна возрастать.

Стоящие в знаменателях формул (2) и (3) выражения могут обращаться в нуль. Это отвечает тому, что в процессе ускорения электрон догоняет источник, создающий волну. При малом расстоянии между ними удержание электрона в постоянной фазе требует большого изменения концентрации, что в свою очередь существенно отразится на амплитуде волны. Поскольку анализ проведен в условиях постоянства амплитуды, то данное рассмотрение справедливо до тех пор пока изменения плотности невелики и электрон находится достаточно далеко от источника.

Данное рассмотрение предполагает нерезонансный метод возбуждения ленгмюровской волны. При резонансном возбуждении волной бисней /1, 2/ концентрация плазмы определяется разностью частот лазерных волн и должна быть неизменна.

Если в качестве источника использовать короткий лазерный импульс с длиной меньше длины ленгмюровской волны, то, согласно /4/,  $l = \gamma_b^2 (mc^2)^2 / (2\pi e^2 q \tau)$ , где  $\gamma_b = \omega/\omega_p$ ,  $\omega$  — частота,  $q$  — плотность потока энергии,  $\tau$  — длительность лазерного импульса. В однородной плазме электрон может получить максимальную энергию  $\Delta \mathcal{E} = 2mc^2 \gamma_p \gamma_b (\omega_p l/c)$  на длине  $l_a = 2 \gamma_p \gamma_b c/\omega_p$ .

В качестве примера рассмотрим лазерный импульс с длительностью  $\tau = 10^{-13}$  с и  $q = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. При  $\gamma_b = 10^2$  найдем  $l = 0,5$  см. Для  $\omega = 2 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup>, что отвечает СО<sub>2</sub> лазеру и концентрации плазмы  $N \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup> ( $k_p \approx 60$  см<sup>-1</sup>) в однородной плазме, длина ускорения составит 3 м и электрон с первоначальной энергией 50 МэВ может быть ускорен до 3 ГэВ. В неоднородной плазме длину ускорения можно увеличить до 10 метров и получить энергию более 10 ГэВ. При этом на указанной длине плотность должна возрасти на 10%, если начальное расстояние между лазерным импульсом и электроном составляет 1 см. Длина, на которой электрон догонит импульс, существенно больше (~100 м). При изменении плотности плазмы на 10% предположение о постоянстве амплитуды электрического поля выполняется достаточно хорошо.

Перейдем к случаю, когда ленгмюровская волна создается сгустком релятивистских электронов — драйвером. Для короткого по сравнению с длиной ленгмюровской волны драйвера основной причиной смещения ускоряемых электронов относительно волны (скольжения по фазе) является не учитываемое нами торможение драйвера /5/. Возможность избежать такого смещения за счет нарастания плотности плазмы обсуждалась в /6/. Однако для специально профилированного драйвера среднее тормозящее поле может быть намного меньше, чем ускоряющее поле /7/. Если пренебречь изменением скорости драйвера, то ускоряемые электроны можно удерживать в определенной фазе ленгмюровской волны рассмотренным выше способом. Приведем некоторые оценки. Характеризующая ускорение величина  $l$  в данном случае равна  $l = (mc^2 r_{\perp}^2 / e^2 N_0) \varphi(\kappa)$ , где  $N_0$ ,  $r_{\perp}$  — соответственно число электронов в драйвере и его поперечный размер,  $\kappa = c/r_{\perp} \omega_p$ ,  $\varphi(\kappa)$  — некоторая функция, зависящая от распределения плотности электронов в драйвере, которую при оценках мы положим равной единице. Если энергия электронов драйвера больше, чем начальная энергия ускоряемых электронов, как это имеет место в экспериментах /8/, то для компенсации фазового скольжения плотность плазмы должна убывать. При  $N_0 = 5 \cdot 10^{10}$ ,  $r_{\perp} = 0,2$  см,  $|z_0| = 5$  см,  $\gamma_b = 40$ ,  $\gamma_p = 30$  минимум плотности  $N = 0,98 N_0$  должен достигаться на расстоянии 2 см от начала ускорения. Затем плотность должна нарастать и на расстоянии около 20 см достигать начального значения.

Один из авторов (Мтингва С.К.) выражает благодарность Национальной Академии США и Академии наук СССР за предоставленную возможность принять участие в этой работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Chen F. F. Preprint PPG-1107, UCLA, 1987.
2. Файнберг Я. Б. Физика плазмы, 13, 607 (1987).
3. Katsouleas T., Dawson T. M. Phys. Rev. Lett. 51, 392 (1983).
4. Горбунов Л. М., Кирсанов В. И. ЖЭТФ, 93, 509 (1987).
5. Walks S. et al. IEEE Trans. Plasma Sci. PS-15, 210 (1987).
6. Katsouleas T. Phys. Rev. A, 33, 2056 (1986).
7. Bane K. L. F., Chen P., Wilson P. B. IEEE Trans. Nucl. Sci., 32, 3524 (1985).
8. Rosenzweig J. B. et al. Phys. Rev. Lett., 61, 98 (1988).

Поступила в редакцию 6 июля 1989 г.