

## К ТЕОРИИ ЛАЗЕРНОГО УСКОРИТЕЛЯ НА КИЛЬВАТЕРНОЙ ВОЛНЕ

Л.М. Горбунов, А.Н. Москалев

*Для лазерного импульса гауссовской формы исследована зависимость темпа ускорения от плотности плазмы и энергии инжектируемых электронов. Показано, что за счет малого увеличения энергии инжектированных частиц можно поднять темп ускорения и значительно уменьшить размер ускорителя.*

В лазерном ускорителе на кильватерной волне /1-3/ электроны ускоряются полем продольной плазменной волны, возбуждаемой коротким одночастотным лазерным импульсом. В отличие от ускорителя на волне биений /1/ в этом случае отсутствуют какие-либо жесткие требования к плотности плазмы и степени ее однородности.

В настоящей работе исследована зависимость максимальной энергии ускоренных электронов и длины ускорения от плотности плазмы и начальной скорости инжектированных частиц. На примере лазерного импульса гауссовской формы показано, что темп ускорения зависит не только от плотности плазмы, но и от энергии инжектированных частиц. Обсуждается возможность значительного уменьшения длины ускорителя за счет некоторого увеличения начальной скорости инжектируемых электронов.

В системе координат, движущейся вместе с плазменной волной, полная энергия электрона  $W' = mc^2 \gamma' + e\varphi'$  сохраняется ( $\gamma' = (1 - v'^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $v'$  — скорость электрона,  $\varphi'$  — скалярный потенциал). Будем считать, что электрон инжектируется со скоростью  $v'_0$  и энергией  $mc^2 \gamma'_0$  в такую точку, где потенциал плазменной волны максимален ( $\varphi'_m$ ), а завершается процесс ускорения в той точке, где потенциал равен нулю. Электрон при этом получает максимальную энергию  $W'_m = mc^2 \gamma'_m = mc^2 \gamma'_0 + e\varphi'_m$ . После перехода в лабораторную систему координат, движущуюся со скоростью  $v_p$ , найдем

$$W_m = \gamma_p W'_m [1 + \beta_p \sqrt{1 - (mc^2)^2/W_m'^2}],$$

где  $\beta_p = v_p/c$ ;  $\gamma_p = (1 - \beta_p^2)^{-1/2}$ ;  $v_p$  — фазовая скорость плазменной волны, совпадающая с групповой скоростью лазерного импульса.

Рассмотрим электроны, скорость инъекции которых  $v'_0$  мала по сравнению со скоростью света, а энергия в лабораторной системе равна  $W_0 \cong mc^2 \gamma_p (1 + v'_0/c)$ . Согласно формуле для  $W_m$

максимальный прирост энергии описывается формулой

$$\Delta W_m = W_m - W_0 \cong mc^2 \gamma_p [a + \beta_p (\sqrt{a(2+a)} + (v'_0/c)^2 - v'_0/c)], \quad (1)$$

где  $a = e\varphi_m \gamma_p / mc^2$ ,  $\varphi_m$  — максимальное значение потенциала волны в лабораторной системе.

Для гармонической волны  $\varphi' = \varphi'_m \cos k'_p x'$  параметр  $a$  в формуле (1) выражается через амплитуду напряженности электрического поля  $E_m$  и волновое число  $k_p$  в лабораторной системе координат:  $a = eE_m \gamma_p / mc^2 k_p$ . При возбуждении плазменной волны лазерным импульсом  $\gamma_p = \omega_0 / \omega_p$ ,  $k_p \cong \omega_p / c$ , где  $\omega_0$  — частота лазера,  $\omega_p = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$  — плазменная частота, выражающаяся через концентрацию плазмы  $N$ .

При  $a \gg 1$  из формулы (1) следует обычно обсуждаемый результат /4/

$$\Delta W_m \cong 2mc^2 \gamma_p a = 2eE_m \gamma_p^2 / k_p. \quad (2)$$

Условие  $a \gg 1$  выполняется, если энергия ускоренного электрона намного превышает его начальную энергию.

Из приведенного выше закона сохранения энергии можно найти время ускорения  $T'_a$  и, после перехода в лабораторную систему координат, длину ускорения

$$L_a = cT_a \cong \gamma_p \int_0^{x'_0} dx' \{1 - [\gamma'_0 + (e/mc^2)(\varphi'_m - \varphi'(x'))]\}^{-2} \}^{-1/2}, \quad (3)$$

где  $x'_0$  — координата, в которой потенциал обращается в нуль. Для гармонической волны длина ускорения (3) выражается через эллиптические интегралы

$$L_a = \frac{2\gamma_p^2}{k_p \sqrt{b}} \left\{ (\gamma'_0 - 1) \left[ \frac{\pi}{2}, \frac{a}{a + (\gamma'_0 - 1)/2}, \sqrt{\frac{4a}{b}} \right] + F \left[ \frac{\pi}{2}, \sqrt{\frac{4a}{b}} \right] \right\}, \quad (4)$$

где  $b = (\gamma'_0 + 1)(\gamma'_0 - 1 + 2a)$ . При  $v'_0 \ll c$  из формулы (4) для ряда предельных случаев следует

$$L_a \cong \begin{cases} \pi \gamma_p^2 c / k_p v'_0, & \text{при } a \ll (v'_0/2c)^2, \\ (\gamma_p^2 / k_p \sqrt{a}) \ln(8c\sqrt{a}/v'_0), & \text{при } 1 \gg a \gg (v'_0/2c)^2, \\ (\pi \gamma_p^2 / k_p) [1 + (1/\pi\sqrt{a}) \ln(8c/v'_0)], & \text{при } a \gg 1. \end{cases} \quad (5)$$

При  $v'_0 \rightarrow 0$  длина ускорения стремится к бесконечности. Обычно это обстоятельство игнорируют в случае  $a \gg 1$  и используют для длины ускорения выражение  $L_a \simeq \pi \gamma_p^2 / k_p$  (см., напр., /4, 5/). Из формулы (5) следует, что это выражение справедливо только при выполнении неравенства  $(v'_0/8c) \gg \exp(-\sqrt{a})$ .

В формулы (1), (5) входит параметр  $a$ , содержащий амплитуду плазменной волны  $E_m$ , которая зависит от плотности плазмы. Для гауссовского лазерного импульса в линейном приближении имеем /2/

$$E_m = (a_0^2 mc^2 / eL) \sqrt{\pi} \nu^2 \exp(-\nu^2), \quad (6)$$

где  $a_0 = v_E / c$ ,  $v_E$  — амплитуда осцилляторной скорости электрона в поле лазерного излучения,  $L$  — характерный размер импульса,  $\nu^2 = (k L / 2)^2 = (\pi e^2 L^2 / mc^2) N$ .

Используя формулу (6), из выражений (1), (5) найдем безразмерную максимальную энергию

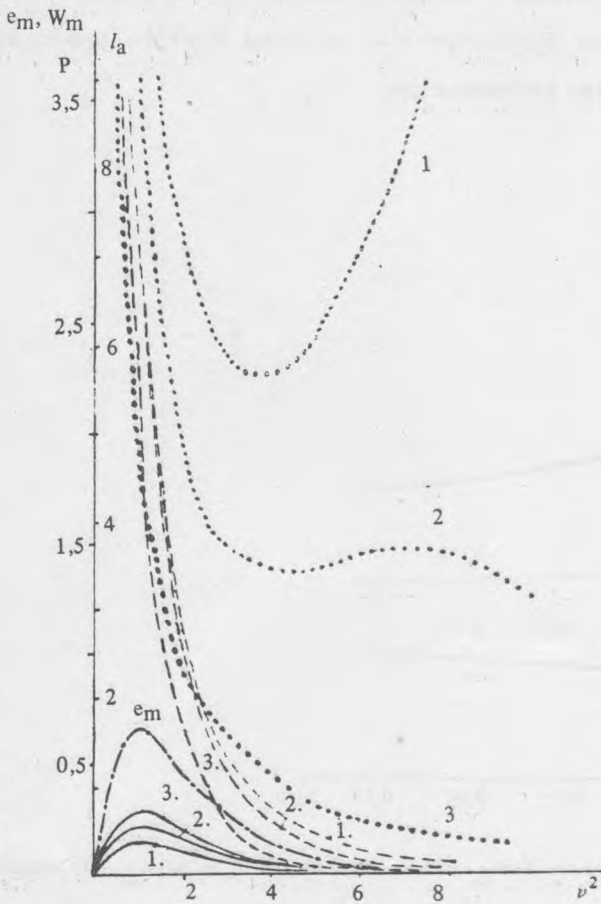


Рис. 1. Зависимость длины ускорения  $l_a$  (•), темпа ускорения  $p$  (сплошная линия), максимальной энергии частиц  $w_m$  (пунктир) от параметра  $\nu^2$ , пропорционального концентрации плазмы. Кривым 1, 2, 3 соответствуют значения  $v'_0/c$ , равные  $10^{-3}$ ,  $10^{-2}$ ,  $10^{-1}$ . Штрих-пунктирной линией показана зависимость амплитуды волны  $e_m$  от  $\nu^2$ .

ускоренных электронов  $w_m = 4\Delta W_m / mc^2 a_0^2 (k_0 L)^2$  и безразмерную длину ускорения  $l_a = 8L_a / \pi L (k_0 L)^2$ , где  $k_0 \approx \omega_0 / c$ . На рис. 1 показаны графики этих функций в зависимости от параметра  $\nu$ , пропорционального концентрации плазмы, при трех значениях начальной скорости электронов  $v_0' / c$ . Там же представлены графики для безразмерных темпа ускорения  $p = 2w_m / \pi l_a = L\Delta W_m / mc^2 a_0^2 L$  и амплитуды волны  $e_m = eLE_m / mc^2 a_0^2$ . В расчетах принято, что параметр  $a_0^2 k_0 L = 0,2$ . Это значение отвечает условиям, имеющим место в установке /6/ ( $L/c = 8 \cdot 10^{-14}$  с, энергия импульса  $10^{-3}$  Дж).

Темп ускорения максимален при  $\nu_m \approx 1$  или  $kL \approx 2$ . Соответствующая плотность плазмы практически не зависит от начальной скорости электронов и ей отвечает максимальная амплитуда возбуждаемой плазменной волны. Именно исходя из этого условия оценивалась оптимальная плотность плазмы в работах /2, 9/ для лазерных импульсов различной формы.

Из рис. 1 также следует, что при оптимальной плотности плазмы темп ускорения тем выше, чем больше начальная скорость частицы. Этот результат связан с тем, что на начальной стадии процесса ускорения действующие на частицу силы малы и увеличение ее энергии происходит медленно. Чем ближе скорость инжектированной частицы к скорости волны, тем длительнее эта стадия и больше длина ускорения. При увеличении параметра  $v_0' / c$  частица быстрее проходит интервал слабых ускоряющих полей и длина ускорения уменьшается.

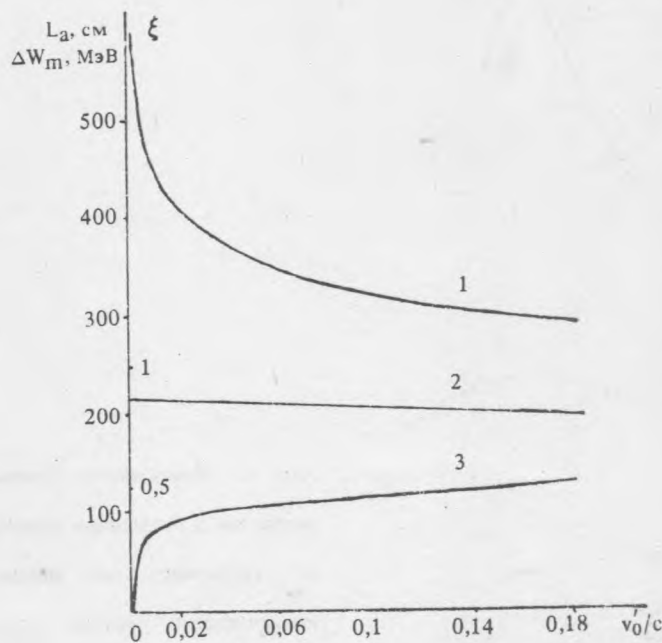


Рис. 2. Зависимость длины ускорения  $L_a$  (1), прироста энергии  $\Delta W_m$  (2), и отношения  $\xi = p/eE_m$  (3) темпа ускорения  $p$  к максимальной ускоряющей силе  $eE_m$  от начальной скорости инжектированных электронов  $v_0' / c$  при оптимальной плотности плазмы ( $\nu_m \approx 1$ ).

На рис. 2 показаны зависимости длины ускорения, прироста энергии частицы и отношения темпа ускорения к действующей на частицу силе от начальной скорости для случая  $\omega_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ,  $N = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $L = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ ,  $a_0^2 = 0,02$  (при диаметре фокального пятна 20 мкм энергия в импульсе 20 мДж). Видно, что увеличение начальной скорости ведет к значительному уменьшению длины ускорения при слабом уменьшении прироста энергии частиц.

Рассмотренный эффект наиболее существенен для лазерных импульсов умеренной интенсивности ( $a_0^2 < 1$ ), которые предполагается использовать в начальных экспериментах. При более высоких интенсивностях ( $a_0^2 > 1$ ) для нелинейных плазменных волн /7-9/ область слабого ускоряющего поля относительно меньше и обсуждаемый эффект слабее.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Та j и м а Т., Д а w s o n J.M. Phys. Rev. Lett., **43**, 267 (1979).
2. Г о р б у н о в Л.М., К и р с а н о в В.И. ЖЭТФ, **93**, 509 (1987).
3. S p r a n g l e P. et al. Appl. Phys. Lett., **53**, 2146 (1988).
4. C h e n F. Laser Accelerators, Preprint PPG-1107, UCLA, 1987.
5. Ф а й н б е р г Я.Б. Физика плазмы, **13**, 607 (1987).
6. D o w n e r M. Proc. Int. Conf. "Research Trends in Coherent Radiation Generation and Particle Accelerators", La Jolla, 1991.
7. Б у л а н о в С.В., К и р с а н о в В.И., С а х а р о в А.С. Письма в ЖЭТФ, **50**, 176 (1989).
8. B e r e z h i n i V.I., M u r u s i d z e I.G. Proc. of IV Int. Workshop of Nonlinear and Turbulent Processes in Physics, vol. 1, Kiev, Naukova Dumka, 1989, p. 235.
9. S p r a n g l e P., E s a r e y E., T i n g A. Phys. Rev. Lett., **64**, 2011 (1990).

Поступила в редакцию 23 мая 1991 г.