

# ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ГЕНЕРАЦИЮ БЕТАТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*И.Ю. Костюков, Е.Н. Неруш, А.М. Пухов\**

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия;*

*\*Университет Дюссельдорфа, Дюссельдорф, Германия*

*E-mail: kost@appl.sci-nnov.ru*

Исследуется влияние лазерного поля на динамику электронов в сильно нелинейной плазменной волне, возбуждаемой мощным лазерным импульсом. Предполагается, что на электрон во время ускорения одновременно действуют лазерное и плазменное поля. Показано, что действие лазерного поля может приводить к раскачке бетатронных колебаний в результате бетатронного резонанса, что, в свою очередь, значительно увеличивает эффективность генерации электромагнитных колебаний.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование возможности использования коллективных плазменных эффектов для ускорения заряженных частиц имеет давнюю историю и восходит к пионерским работам группы Я.Б. Файнберга [1], а также работам Дж. Даусона и Т. Таджimy [2]. Благодаря серьезным успехам, достигнутым в последнее время, плазменные методы ускорения электронов привлекают к себе большое внимание. Среди достижений следует отметить генерацию мощным лазерным импульсом в плазменном канале электронных сгустков с квазимоноэнергетическим спектром и энергией в 1 ГэВ [3]. В настоящее время близкие значения энергии ускоренных электронов достигнуты и в однородной плазме в отсутствие плазменного канала [4].

Одним из важнейших применений электронных сгустков высокой энергии является создание нового поколения источников электромагнитного излучения в труднодоступных областях электромагнитного спектра с предельными параметрами. Одним из перспективных направлений в области создания компактных источников мощного рентгеновского излучения является использование бетатронного излучения, которое генерируется ускоряемыми в плазме релятивистскими электронами [5]. Дело в том, что электроны, ускоряемые в плазменной полости (возбуждаемой в плазме в результате действия пондеромоторной силы со стороны лазерного импульса), совершают бетатронные колебания, что приводит к эффективной генерации электромагнитного излучения [6].

Как показывают недавние эксперименты, во многих случаях электроны при ускорении взаимодействуют не только с плазменными полями, но и с полем лазерного импульса [7]. В частности, в ходе эксперимента на субпетаваттной лазерной установке Института прикладной физики РАН передняя часть электромагнитного сгустка интенсивно взаимодействует с лазерным импульсом. Об этом свидетельствует значительное уширение сгустка электронов вдоль направления поляризации лазерного поля. Данное уширение видно на Рис.1, где показано распределение электронной концентрации в области взаимодействия, полученное с помощью трехмерного численного моделирования методом частиц в ячейках.

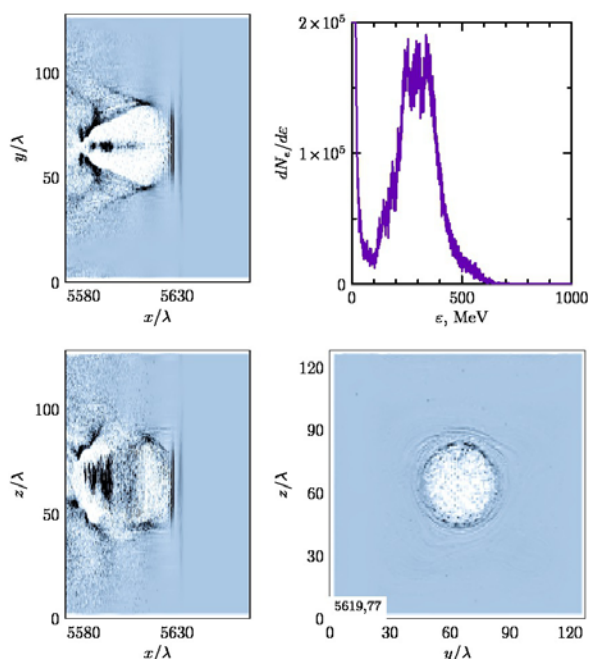


Рис.1. Распределение электронной концентрации, рассчитанное в результате трехмерного численного моделирования методом частиц в ячейках

Как известно [8], при движении электрона в плазменных и лазерных полях может происходить бетатронный резонанс между колебаниями электрона в лазерном поле и бетатронными колебаниями электрона в плазменном поле. Такой резонанс может приводить к значительному росту амплитуды бетатронных колебаний и, в результате, к существенному росту интенсивности бетатронного излучения, генерируемого релятивистскими электронами [9]. В данной работе исследуем влияние бетатронного резонанса на генерацию излучения.

## 2. ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Движение электрона в плазменном и лазерном полях определяется гамильтонианом

$$H = \sqrt{1 + (p_y + A)^2 + p_x^2} + \frac{y^2 + \xi_2^2}{4}, \quad (1)$$

где  $\xi_2 = x - v_{gr}t$ ;  $v_{gr}$  – групповая скорость лазерного импульса. Здесь и далее используются следующие

единицы измерения:  $\omega_p^{-1}$  – для времени,  $c/\omega_p$  – для длины. Импульс электрона и векторный потенциал нормирован на  $mc$  и  $mc^2/e$  соответственно. Будем предполагать, что взаимодействие происходит около точки  $\xi_2 \approx 0$ . Полагая, что  $p_x^2 \ll 1 + (p_y + A)^2$ , исходный гамильтониан можно разложить в ряд:

$$H = p_x + \frac{M}{2p_x} + \frac{p_y^2}{2p_x} + \frac{y^2}{2} + \frac{(p_y A)}{p_x} + \dots, \quad (2)$$

где  $M=1+A^2/2$  – электромагнитная масса электрона. Введем новые переменные действие-угол  $I$  и  $\theta$  вместо  $p_r$  и  $y$ . Выполняя каноническое преобразование, определяемое производящей функцией

$$S_I(I, y, P_x, x) = P_x x + \frac{y P_x^{1/4}}{2} \sqrt{(\sqrt{P_x} y^2 - 2I)} - \frac{I}{2} \arcsin \frac{I - y^2 \sqrt{P_x}}{I}, \quad (3)$$

получаем следующие соотношения между старыми каноническими переменными и новыми:

$$\begin{aligned} p_x &= P_x; \\ y^2 &= \frac{I}{\sqrt{P_x}} + \frac{I}{\sqrt{P_x}} \sin(2\theta); \\ x &= X - \frac{I}{4p_x} \cos(2\theta). \end{aligned} \quad (4)$$

Поскольку переменная  $p_x$  не меняется в результате канонического преобразования, будем использовать прежнее обозначение  $p_x$  вместо  $P_x$ . Импульс  $p_y$  может быть выражен через новые переменные следующим образом:

$$p_y = \sqrt{\sqrt{p_x} I \cos \theta}. \quad (5)$$

Для описания взаимодействия учтем в гамильтониане (2) только резонансный член

$$H = p_x + \frac{M}{2p_x} + \frac{I}{\sqrt{p_x}} + A(\xi_2) \sqrt{\frac{I}{2p_x^{3/2}}} \sin(\xi_1 - \theta), \quad (7)$$

где  $\xi_1 = x - v_{ph} t$  и  $v_{ph}$  – фазовая скорость лазерного импульса. Из выражения (7) следует, что процесс резонансного взаимодействия может быть описан переменной действия  $I_n$ . Выполним каноническое преобразование, определяемое производящей функцией

$$S(I_n, p_0, \theta, \xi_1) = (p_0 + I_n)(\xi_1 - \theta) + \theta I_n. \quad (8)$$

Соотношение между старыми и новыми переменными имеет вид:

$$p_x = I_n + p_0, \quad I = I_n, \quad (9)$$

$$\Psi = \xi_1 - \theta, \quad x_n = x.$$

Поскольку новые переменные  $I_n$  и  $x_n$  при преобразовании не меняются, то мы будем пользоваться старыми обозначениями для них:  $I$  и  $x$ . Новое действие  $p_0$  является интегралом движения, и гамильтониан в новых переменных может быть записан в виде:

$$H = -\frac{p_0 + I}{2\gamma_{ph}^2} + \frac{M}{2(p_0 + I)} + \frac{I}{\sqrt{p_0 + I}} + A(\xi_2) \sqrt{\frac{I}{(p_0 + I)^{3/2}}} \sin \Psi, \quad (10)$$

$$\text{где } \gamma_{ph} = (1 - v_{ph}^2)^{-1/2}.$$

Рассмотрим сначала случай сильного взаимодействия электрона с лазерным импульсом, когда энергия электрона значительно увеличивается по сравнению с первоначальным значением. Этот случай соответствует прямому лазерному ускорению и рассмотрен в работах [8,10]. Гамильтониан (10) может быть тогда представлен в следующем виде:

$$H = \sqrt{I} + A(\xi_2) I^{-1/4} \sin \Psi, \quad (11)$$

где пренебрегается слагаемыми, пропорциональными  $M$  и  $I$ . В фазовом пространстве у динамической системы, описываемой гамильтонианом (11), имеются равновесия следующих типов: точки «седло» и «фокус»-центр. В начальный момент амплитуда лазерного поля настолько мала, что электрон совершает обычные бетатронные колебания в потенциальной яме, образованной плазменными полями. По мере движения внутрь плазменной полости электрон попадает в область сильного лазерного поля. Интенсивность поля около электрона может вырасти настолько, что вокруг точки равновесия возникает область, в которой расположены замкнутые траектории, соответствующие захваченным частицам. Эта область увеличивается с ростом интенсивности, и фазовый объем ниже сепаратрисы (соответствующий пролетным частицам) захватывается областью захваченных частиц. В этом случае происходит захват части электронов лазерной волной. Для достаточно большой амплитуды лазерного поля весь фазовый объем под сепаратрисой попадает в область захваченных частиц.

На Рис.2 показана траектория электрона, вычисленная в результате решения уравнений Гамильтона для гамильтониана (11) в координатах  $I$  и  $\Psi$ . Как видно из Рис.2, амплитуда бетатронных захваченных частиц может значительно превосходить амплитуду пролетных частиц.

В начальный момент значение гамильтониана равно  $H_0 = I_0 p_0^{-1/2}$ , где пренебрегается слагаемыми, пропорциональными  $M$  и  $I$ . После захвата энергия электрона становится много больше начальной  $I \gg I_0 + p_0$ . Она может быть оценена из условия  $H=H_0$ , поскольку при пересечении сепаратрисы гамильтониан меняется слабо [10]. Полагая, что энергия определяется последним слагаемым в гамильтониане, получаем оценку  $I \propto A^4$ . Таким образом, при сделанных предположениях амплитуда бетатронных колебаний растет пропорционально интенсивности лазерного излучения.

Рассмотрим другой предельный случай, когда энергия бетатронных колебаний много больше энергии покоя, а энергия продольного движения много больше энергии бетатронных колебаний и слабо меняется.

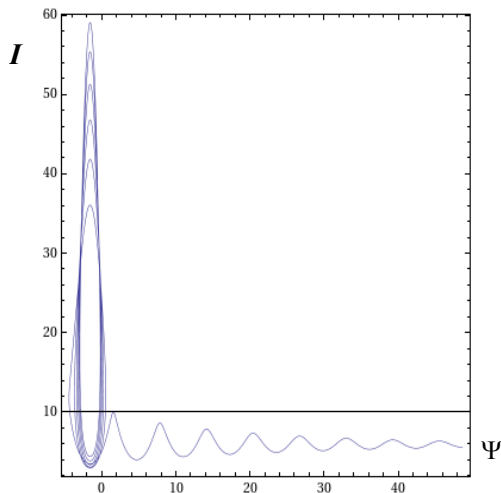


Рис.2. Траектория электрона, вычисленная в результате решения уравнений Гамильтона для гамильтониана (11) в координатах  $I$  и  $\Psi$

В этом случае полученный гамильтониан можно переписать в следующем виде:

$$H = I\delta - \frac{I^2}{2p_0^{3/2}} + A(\xi_2) \sqrt{\frac{I}{p_0}} \sin \Psi, \quad (12)$$

где  $\delta = -0.5\gamma_{ph}^{-2} + p_0^{-1/2}$  – резонансная расстройка. Бетатронный резонанс происходит при условии  $\delta = 0$ . Поведение системы, описываемой гамильтонианом (12), изучалось в приложении к циклотронному нагреву [11]. Захват электронов происходит при условии

$$A > A_{tr} = \left( \frac{2\delta\sqrt{p_0}}{3} \right)^{3/2}. \quad (13)$$

При этом для энергии поперечных осцилляций электрона можно записать [11]  $I \propto A^{2/3}$ .

Как следует из полученных результатов, при взаимодействии с лазерным импульсом в результате бетатронного резонанса электрон может эффективно поглощать энергию лазерного поля. При этом значительно увеличивается амплитуда поперечных колебаний (см. Рис.2) и повышается эффективность генерации бетатронного излучения [7].

Результаты получены при проведении поисковой научно-исследовательской работы в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы и

при поддержке фонда РФФИ (гранты № 10-02-00982-а, № 09-02-97054, 09-02-12322-офи\_м).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б. Файнберг. Ускорение заряженных частиц в плазме // *УФН*. 1967, т.93, с.617-631.
2. T. Tajima and J.M. Dawson. Laser Electron Accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 1979, v.43, p.267-270.
3. W.P. Leemans, B. Nagler, A.J. Gonsalves, Cs. Toth, K. Nakamura, C.G.R. Geddes, E. Esarey, C.B. Schroeder, and S.M. Hooker. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator // *Nature Physics*. 2006, v.418, p.1-4.
4. D.H. Froula, C.E. Clayton, T. Doppner, et al. Measurements of the Critical Power for Self-Injection of Electrons in a Laser Wakefield Accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 2009, v.103, Art. №215006, p.1-4.
5. S. Kiselev, A. Pukhov, and I. Kostyukov. X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves // *Physical Review Letters*. 2004, v.93, Art. №135004, p.1-4.
6. I. Kostyukov, A. Pukhov, and S. Kiselev. Phenomenological theory of laser-plasma interaction in bubble regime // *Physics of Plasmas*. 2004, v.14, p.5256-5264.
7. A.G.R. Thomas and K. Krushelnick. Betatron x-ray generation from electrons accelerated in a plasma cavity in the presence of laser fields // *Physics of Plasmas*. 2009, v.16, Art. №103103, p.1-12.
8. A. Pukhov, Z.M. Sheng, and J. Meyer-ter-Vehn. Electron acceleration in a plasma channel // *Physics of Plasmas*. 1999, v.6, p.2847-2861.
9. S. Kneip, S.R. Nagel, C. Bellei, et al. Near-GeV Acceleration of Electrons by a Nonlinear Plasma Wave Driven by a Self-Guided Laser Pulse // *Physical Review Letters*. 2009, v.100, Art. №135004, p.1-4.
10. I. Kostyukov, G. Shvets, N.J. Fisch, and J.M. Rax. Magnetic-field generation and electron acceleration in relativistic laser channel // *Physics of Plasmas*. 2002, v.9, p.636-648.
11. I.A. Kotelnikov, G.V. Stupakov. Nonlinear effects in electron cyclotron plasma heating // *Phys. Fluids B*. 1990, v.2, p.881-888.

Статья поступила в редакцию 09.06.2010 г.

## EFFECT OF LASER POLARIZATION ON ELECTRON ACCELERATION AND BETATRON RADIATION GENERATION PLASMA

*I.Yu. Kostyukov, E.N. Nerush, A.M. Pukhov*

The effect of laser polarization on electron dynamics in strongly nonlinear plasma wave excited by strong laser pulse is studied. It is assumed that the laser field and plasma field affect the electron acceleration in the plasma wave simultaneously. It is shown that the action of the laser field can lead to the amplification of the betatron oscillation amplitude and to enhancement of the radiation generation efficiency.

## ВПЛИВ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ПРИСКОРЕННЯ ЕЛЕКТРОНІВ ТА ГЕНЕРАЦІЮ БЕТАТРОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

*І. Ю. Костюков, Є. М. Неруш, О. М. Пухов*

Досліджується вплив лазерного поля на динаміку електронів у сильно нелінійній плазмовій хвилі, що збуджується потужним лазерним імпульсом. Передбачається, що на електрон під час прискорення одночасно діють лазерне та плазмове поля. Показано, що дія лазерного поля може приводити до розвитку бетатронних коливань у результаті бетатронного резонансу, що, у свою чергу, значно, збільшує ефективність генерації електромагнітних коливань.