

К возможности излучения аттосекундных импульсов при взаимодействии встречных релятивистски интенсивных лазерных импульсов с тонким слоем разреженной плазмы

В. Т. Платоненко¹⁾, А. Ф. Стержантов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Россия

Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 декабря 2009 г.

Описан численный эксперимент, в котором два релятивистски интенсивных лазерных импульса падают по нормали на слой разреженной плазмы навстречу друг другу. Период ленгмюровских колебаний плазмы значительно превосходит длительность импульса, а произведение этого периода на скорость света – толщину слоя. Импульс, распространяющийся вправо, падает на слой раньше встречного и уносит из плазмы значительную часть электронов либо все электроны. При определенных условиях происходит группировка электронов – образование сгустка (банча), содержащего основную часть электронов и имеющего толщину значительно меньше длины волны света. Встречный импульс возмущает движение банча и провоцирует излучение короткого импульса, распространяющегося в положительном направлении (вправо), существенно отличающегося по структуре от встречного импульса, содержащего малое число переколебаний и имеющего длительность существенно меньше, чем период поля в лазерных импульсах.

Создание лазерных источников, позволяющих получать импульсы, содержащие небольшое число периодов поля (few-cycle импульсы), а также пучки ультрарелятивистской интенсивности, поставило вопрос о генерации мощных аттосекундных импульсов в процессах, протекающих при взаимодействии релятивистских и ультрарелятивистских пучков с мишенями. В [1] показана принципиальная возможность генерации изолированных аттосекундных импульсов при падении ультрарелятивистских световых λ^3 -пакетов на поверхность массивной мишени, в [2, 3] – возможность генерации таких импульсов при воздействии ультрарелятивистских лазерных импульсов со сверхтонкими твердыми мишенями.

Ниже обсуждаются результаты численных экспериментов, в которых наблюдалась генерация изолированных аттосекундных импульсов при падении встречных ультрарелятивистских лазерных импульсов на тонкие слои сильно разреженной плазмы. Постановка эксперимента иллюстрируется рис.1. Два релятивистски интенсивных импульса падают с двух сторон по нормали (вдоль оси x) на тонкий слой плазмы. При этом импульс, распространяющийся вправо, достигает слоя и проходит сквозь него раньше встречного. Плотность плазмы настолько мала, что период ленгмюровских колебаний в ней существенно превышает длительность лазерного импульса и вре-

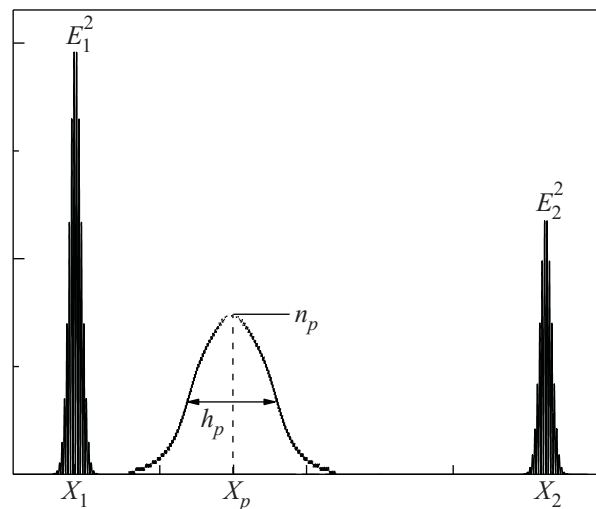


Рис.1. Схема численного эксперимента: E_1^2 , E_2^2 – квадраты напряженности электрического поля, X_1 , X_2 – координаты центров тяжести лазерных импульсов в начальный момент времени; n_p – плотность плазмы в центре слоя; X_p , h_p – координата центра тяжести и ширина плазменного слоя

мя, за которое импульс пересекает слой плазмы. Эволюция физических величин (полей, токов и т.д.) рассчитывается с помощью 1D3P PIC-кода.

Прежде чем перейти к изложению результатов расчетов, целесообразно провести упрощенное обсуждение ожидаемых результатов. При малой плотности

¹⁾ e-mail: plat@ati.phys.msu.ru

электронов и малой толщине плазменного слоя примерно на первом этапе пренебречь влиянием частиц друг на друга и на световой импульс. Тогда для описания движения электронов можно использовать решение задачи о движении одиночного электрона в поле плоской электромагнитной волны в вакууме, приведенное в [4].

В соответствии с этим решением релятивистская постоянная γ и проекции на ось x импульса и скорости электрона p и v составляют, соответственно,

$$\gamma = 1 + a^2/2, \quad (1)$$

$$p = mc \cdot a^2/2, \quad (2)$$

$$v = c - c/\gamma, \quad (3)$$

где $a(t - x/c)$ – векторный потенциал в релятивистских единицах mc^2/e , и предполагается, что до прихода электромагнитного импульса электрон неподвижен. В момент времени t в точке с координатой x оказывается электрон, который до прихода электромагнитного импульса находился в точке с координатой x_0 , связанной с x соотношением

$$x_0(x, t) = x - \frac{1}{m} \int_{-\infty}^{t-x/c} p(\xi) d\xi. \quad (4)$$

Пусть $\rho(x, t)$ – плотность вероятности обнаружить электрон в момент времени t в точке x , а $\rho_0(x)$ – та же плотность вероятности до прихода импульса.

Дифференцируя (3) по x , и используя равенство $\rho_0 dx_0 = \rho dx$ и (1), (2), можно получить для плотности $\rho(x, t)$ выражение

$$\rho(x, t) = \rho_0(x_0(x, t)) \cdot \gamma(x, t). \quad (5)$$

Если начальная плотность ρ_0 меняется вдоль x не слишком быстро, то поведение плотности (5) в значительной степени определяется поведением величины γ . Максимумы этой величины лежат в узлах электрического поля (в максимумах векторного потенциала), максимумы плотности несколько смещены относительно узлов, преимущественно в сторону меньших значений координаты.

Выражение (5) правильно описывает основные особенности плотности электронов, рассчитываемой численно при малых плотностях и толщинах плазменного слоя, и ниже используется для интерпретации результатов расчетов.

На рис.2 показаны распределения полей и плотности электронов, рассчитанные с помощью 1D3P

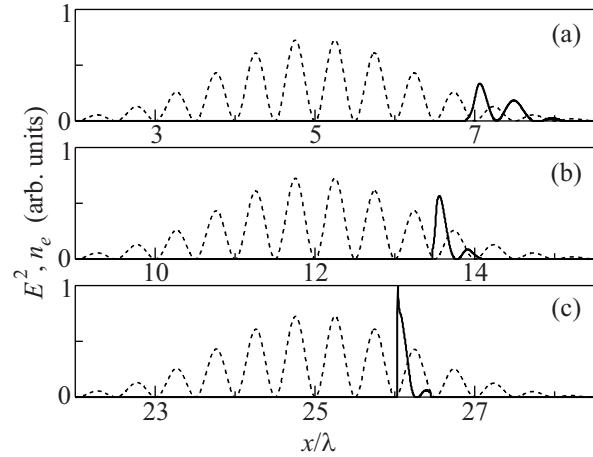


Рис.2. Группировка электронов в поле релятивистского лазерного импульса. Пунктир – квадрат напряженности электрического поля, сплошная линия – плотность электронов в моменты времени: (а) t_a ; (б) $t_b = t_a + 7T$; (с) $t_c = t_a + 20T$. Расчет выполнен при пиковой интенсивности импульса $I = 50I_{\text{rel}}$, $n_p = 10^{-3} \cdot n_{cr}$, $h_p = 10\lambda$. T – период лазерного поля

РIS-кода при падении плоско поляризованного гауссовского импульса с пиковой интенсивностью $I = 50I_{\text{rel}}$ ($I_{\text{rel}} = (c/4\pi)(m\omega/e)^2$ – “релятивистская интенсивность”, при длине волны 1 мкм $I_{\text{rel}} \approx 2.75 \cdot 10^{18}$ Вт/см²), с длительностью импульса, равной трем периодам поля, на слой плазмы с гауссовским распределением плотности, с плотностью в максимуме $n = 0.001 \cdot n_{cr}$ ($n_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$ – критическая плотность) и шириной по попу высоте, равной десяти длинам волн. Из рисунков видно, что на некотором этапе происходит группировка электронов, захваченных передним фронтом импульса (импульс распространяется вправо). Связана она с тем, что в соответствии с (1), (3) передние электроны движутся вдоль оси x медленнее задних. Анализ и расчеты, проведенные при разных значениях параметров, показывают, что группировка происходит тем быстрее, чем меньше плотность плазмы, чем тоньше слой и чем быстрее растет интенсивность на переднем фронте импульса (то есть чем короче и интенсивнее импульс). При некоторых значениях параметров эволюция распределения плотности завершается образованием одного тонкого слоя (банча), содержащего все или большую часть электронов. (Во многих случаях в расчетах толщина банча оказывается меньше длины волны на порядок и более.)

С ростом пройденного пути группа (или группы) электронов перемещается из одного узла поля в другой по направлению к максимуму импульса. После прохождения максимума происходит постепенное разрушение банча, связанное с тем, что в соответ-

ствии с (1), (3) электрон движется тем медленнее, чем больше он отстает от максимума импульса.

Влияние продольного (потенциального) электрического поля также уменьшает скорость электронов. Поэтому при большей плотности плазмы разрушение банча начинается раньше и происходит быстрее.

Встречный световой импульс, в принципе, может отразиться от движущегося электронного банча [5–7]. Возможность управления параметрами световых пакетов (частотой, структурой волнового фронта, энергией и т.д.) за счет отражения от волны электронной плотности в момент ее “опрокидывания” обсуждается в [6, 7] и других работах. В условиях наших расчетов отражение встречного импульса от электронных банчей не наблюдалось. Это связано с их малой плотностью и большой толщиной. В системе координат, движущейся вместе с банчем, его толщина в 2γ раз больше, а длина волны встречного света в 2γ раз меньше, чем в лабораторной системе. Поэтому, по оценкам, в условиях расчетов в движущейся системе координат плотность электронов была значительно меньше критической, а отношение толщины банча к длине волны значительно превышало единицу, так что коэффициент отражения был экспоненциально мал.

Вместе с тем, при столкновении электронного банча со встречным импульсом излучается короткий импульс, распространяющийся в положительном направлении (вправо). Из суммарного поля его можно выделить спектральной фильтрацией. Интенсивность импульса растет с ростом плотности потока заряда в электронном банче. В ряде случаев основная часть энергии такого импульса сосредоточена в одном периоде или даже в одном полупериоде колебаний. Примеры таких импульсов показаны на рис.3. Минимальная длительность импульса, получавшегося в расчетах, составляла менее одной тридцатой от периода колебаний поля в лазерном импульсе и лежала в аттосекундной области. Максимальная интенсивность составляла около одной десятой от релятивистской интенсивности на частоте лазерного света (около 0.001 от пиковой интенсивности лазерного импульса).

В общем случае лазерный импульс несет два или несколько электронных банчей. Тогда при столкновении импульсов излучается два или несколько коротких импульсов с разными амплитудами. Излучение же изолированного (высококонтрастного) короткого импульса происходит лишь в том случае, если до столкновения импульсов основная часть электронов успевает сгруппироваться в один банч. В этом смысле явление носит пороговый характер (если осталь-

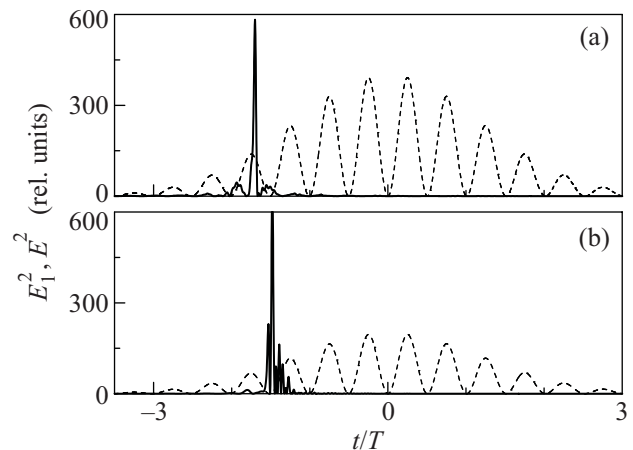


Рис.3. Излучаемые импульсы. Пунктир – квадрат напряженности электрического поля в лазерном импульсе, сплошная линия – квадрат напряженности электрического поля излученного короткого импульса (в релятивистских единицах). Расчеты проводились при параметрах: (a) $I_1 = I_2 = 200I_{rel}$, $n_p = 10^{-4} \cdot n_{cr}$, $h_p = 20\lambda$, $X_p - X_1 = 25\lambda$, $X_2 - X_p = 65\lambda$; (b) $I_1 = I_2 = 100I_{rel}$, $n_p = 10^{-4} \cdot n_{cr}$, $h_p = 50\lambda$, $X_p - X_1 = 60\lambda$, $X_2 - X_p = 220\lambda$. E – поле исходного импульса, E_1 – поле короткого импульса

ные параметры фиксированы, одиночный банч успевает сформироваться только при достаточно высокой интенсивности лазерного импульса либо при достаточно малой плотности плазмы и т.д.)

Механизм излучения коротких импульсов требует специального анализа. Предположительно, он связан с пондеромоторными силами, с которыми встречный импульс тормозит электронный банч, и с силами, создаваемыми полями импульса, несущего банч. Во всяком случае, излучение короткого импульса обычно сопровождается разрушением электронного банча или перемещением в соседние узлы поля. Параметры же излучаемого импульса мало меняются, если интенсивность и квадрат частоты встречного лазерного импульса меняются в одно и то же число раз (то есть сохраняется пондеромоторный потенциал). В целом параметры излучаемого импульса зависят от параметров встречного лазерного импульса относительно слабо. Пример такой зависимости показан на рис.4.

Зависимость параметров излучаемого импульса от интенсивности I_1 импульса, распространяющегося вправо, имеет более сложный характер. Повышение этой интенсивности само по себе не обязательно ведет к повышению интенсивности излучаемого импульса. Но оно позволяет увеличить толщину плазменного слоя или плотность плазмы, не нарушив условия формирования одиночного банча, и тем

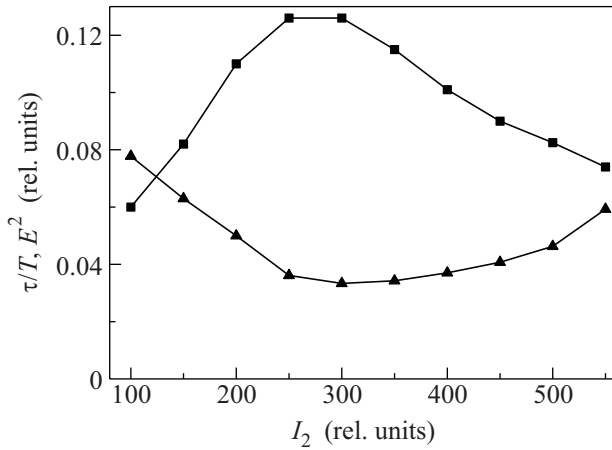


Рис.4. Зависимость параметров излучаемого импульса от пиковой интенсивности встречного лазерного импульса. Квадратные точки – амплитудное значение квадрата напряженности электрического поля в релятивистских единицах; треугольные точки – длительность импульса по полуширине τ в периодах лазерного поля T . Расчеты проводились при параметрах: $I_1 = 200I_{rel}$, $n_p = 10^{-3} \cdot n_{cr}$, $h_p = 15\lambda$, $X_p - X_1 = 22\lambda$, $X_2 - X_p = 61\lambda$

самым позволяет получить более интенсивные изолированные аттосекундные импульсы. Такие импульсы наблюдались в расчетах уже при $I_1 \approx 10I_{rel}$, но из-за малых плотностей и толщин плазменного слоя их интенсивность была на три порядка меньше, чем при $I = 100I_{rel}$.

В целом параметры излучаемых импульсов зависят одновременно от большого числа параметров.

Характер этих зависимостей требует дополнительного исследования.

По техническим причинам обсуждаемые расчеты проводились при малых толщинах плазменного слоя $h_p \leq 50\lambda$. Такая толщина представляется легко реализуемой при $\lambda \approx 10$ мкм и трудно реализуема при длинах волн порядка одного микрона. Наблюдавшиеся в расчетах тенденции показывают, что при переходе к большим толщинам плазменного слоя для наблюдения эффекта не обязательно увеличивать интенсивности света, если одновременно уменьшается плотность плазмы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 08-02-01137).

1. N. M. Naumova, J. Nees, and G. A. Mourou, *Phys. Plasma* **12**, 056707 (2005).
2. Ю. М. Михайлова, В. Т. Платоненко, С. Г. Рыкованов, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 703 (2005).
3. A. S. Pirozhkov, S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov et al., *Phys. Lett. A* **349**, 256 (2006).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, М.: Наука, 1988.
5. V. A. Cherepenin and V. V. Kulagin, *Phys. Lett. A* **321**, 103 (2004).
6. S. V. Bulanov, T. Esirkepov, and T. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 085001 (2003).
7. A. V. Panchenko, T. Z. Esirkepov, A. S. Pirozhkov et al., *Phys. Rev. E* **78**, 056402 (2008).