

УДК 621.384.6; 533.951

*A. V. Panchenko<sup>1</sup>, F. F. Kamenets<sup>1</sup>, S. V. Bulanov<sup>2,3</sup>*<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)<sup>2</sup>Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency, Japan<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН

## Лазерное ускорение тонких мишеней

Рассматривается модель релятивистского зеркала в лазерной плазме с учетом его прозрачности. Делаются выводы об эффективности лазерного ускорения в радиационно-доминантном режиме.

**Ключевые слова:** лазерное ускорение, релятивистские электронные зеркала, релятивистская оптика и инженерия.

*A. V. Panchenko<sup>1</sup>, F. F. Kamenets<sup>1</sup>, S. V. Bulanov<sup>2,3</sup>*<sup>1</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (State University)<sup>2</sup>Kansai Photon Science Institute, JAEA, Kizugawa, Kyoto 619-0215, Japan<sup>3</sup>A. M. Prokhorov Institute of General Physics of RAS

## Laser acceleration from thin-foil targets

The relativistic flying mirror model in laser plasma is studied with account taken of its transparency. Conclusions on laser acceleration effectiveness in radiation damping regime are made.

**Key words:** laser acceleration, relativistic electron mirrors, relativistic optics and engineering.

## Введение

В настоящее время сверхкороткие лазерные импульсы большой интенсивности, получение которых обеспечили современные лазерные технологии, широко используются для решения задач лазерного ускорения заряженных частиц до экстремальных значений энергий [1–3]. В ведущих научных организациях мира активно проводятся исследования лазерной плазмы. Они направлены на такие важные приложения, как создание компактных ускорителей и инжекторов заряженных частиц, компактных источников рентгеновского излучения, малогабаритных источников заряженных частиц с широким спектром применения в ядерной физике, химии, биологии и медицине [1–5]. Кроме того, исследование закономерностей взаимодействия лазерного излучения с плазмой до- и сверхкритической плотности приобретает фундаментальное значение для лазерной физики и физики плазмы, поскольку охватывает широкий круг явлений с разнообразными пространственно-временными масштабами: генерацию квазистационарных магнитных полей и ударных волн, кинетические неустойчивости, самофокусировку лазерного излучения, формирование мелкомасштабных долгоживущих плазменных структур [1–6].

Метод ускорения ионов при взаимодействии сильной электромагнитной волны с электронным облаком, содержащим небольшое количество ионов, был предложен В.И. Векслером [7] более 50 лет тому назад. В рассмотренной В.И. Векслером модели ускорение ионов происходит в электрическом поле, создаваемом электронами, движущимися под действием радиационного давления электромагнитной волны. Среди различных методов ускорения ионов на данный момент выделяются следующие три.

Согласно первому методу ионы ускоряются в тонком поверхностном слое мишени, в котором локализовано электрическое поле разделения электрического заряда. Амплитуда поля и ширина поверхностного слоя таковы, что падение электрического потенциала сравнимо со средней энергией быстрых электронов и, следовательно, ионы имеют энергию порядка средней энергии электронов, умноженной на заряд иона [8–11]. В этом режиме статическое крупномасштабное магнитное поле, возбуждаемое на поверхности мишени быстрыми электронами, играет важную роль в поддержании ускоряющих структур электрического поля [12–16].

Второй метод соответствует ускорению ионов в условиях сильного разделения зарядов, приводящему к кулоновскому взрыву кластера [6, 16–26]. В этом случае электроны вытесняются из кластера под действием сильного электромагнитного излучения, а коллективное электрическое поле ускоряет ионы.

Согласно третьему методу ионы ускоряются на фронте плазмы, расширяющейся в вакуум [27, 28], когда ускоряющее электрическое поле генерируется вследствие разделения зарядов в узком слое на фронте плазменного облака. Энергия быстрых ионов не зависит от их заряда и может существенно превышать энергию электронов [29, 30], что и наблюдалось в эксперименте [31].

При взаимодействии лазерного излучения интенсивностью  $10^{22} - 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> с плазмой, когда излучение частиц играет доминирующую роль, возникает радиационно-доминантный режим ускорения ионов. В отличие от тех методов лазерного ускорения ионов, где энергия ионов пропорциональна квадратному корню из интенсивности лазерного импульса и достигает значений 50–60 МэВ, при ускорении под действием радиационного давления энергия ионов оказывается пропорциональной энергии лазерного импульса и теоретически может достигать сотен ГэВ при интенсивности  $10^{22} - 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>. Это явление открывает возможности для широкого использования лазерных ускорителей в физике высоких энергий, например, в исследованиях кварк-глюонной плазмы [32] и при изучении осцилляций нейтрино.

В работах [33, 34] были указаны условия, при которых ускорение ионов определяется радиационным давлением электромагнитной волны на квазинейтральный слой плазмы. В этом состоит отличие данного метода от упомянутого метода ускорения по Векслеру. В радиационно-доминантном режиме ускорения (РДРУ), который иногда называют *лазерным поршнем* или *фотонным парусом*, ионы в равном количестве с электронами движутся вперед почти с той же скоростью, что и электроны, имея, таким образом, кинетическую энергию значительно выше, чем энергия электронов.

В последнее время РДРУ привлекает большое внимание. В работах [35, 36] анализировалась устойчивость ускоряемой мишени. Статьи [37–45] посвящены возможности использования этого механизма при более низких интенсивностях электромагнитной волны. Статья [46] посвящена моделированию РДРУ в пределе, когда становятся важными радиационные потери [29, 47–55]. В работе [56] приведены первые результаты, свидетельствующие об осуществлении данного механизма ускорения в лабораторных условиях. РДРУ взаимодействия мощной электромагнитной волны с плазмой представляет интерес и в связи с астрофизическими задачами [57].

Далее мы приводим метод ускорения заряженных частиц в тонких мишенях под действием радиационного давления электромагнитной волны большой интенсивности. Также проведем анализ ускорения ионов с учетом устойчивости мишени и ее прозрачности. Целью настоящей работы являлось рассмотрение вопросов ускорения ионов с учетом прозрачности.

Задача о падении электромагнитной волны на однородную пластину произвольной толщины была рассмотрена в «Электродинамике сплошных сред» Ландау и Лифшица [58]. Если пластина с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  находится в вакууме, то амплитуд-

ный коэффициент отражения от неё составит

$$r = \frac{-\text{sh}[i\psi]}{\text{sh}[i\psi + \ln(-r_{12})]}, \quad (1)$$

где  $\psi = \omega l \sqrt{\varepsilon}/c$  – изменение фазы электромагнитной волны на толщине слоя  $l$  [58], а  $r_{12} = (1 - \sqrt{\varepsilon})/(1 + \sqrt{\varepsilon})$  – амплитудный коэффициент отражения от границы раздела. При больших значениях диэлектрической проницаемости  $|\varepsilon| \gg 1$  можно различить два характерных случая тонкой и сверхтонкой мишени:

$$R = 1 - \frac{4c \text{Im}(\varepsilon)}{\omega l |\varepsilon|^2} \quad \text{при} \quad \frac{1}{|\varepsilon|} \ll \frac{\omega}{c} l \ll \frac{1}{\sqrt{|\varepsilon|}}; \quad (2)$$

$$R = \frac{\omega^2 l^2}{4c^2} |\varepsilon|^2 \quad \text{при} \quad \frac{\omega}{c} l \ll \frac{1}{|\varepsilon|}. \quad (3)$$

При взаимодействии с тонкой пластиной (2) коэффициент отражения стремится к единице, то есть отражается практически все падающее излучение. Напротив, в случае сверхтонкой пластины (3) коэффициент отражения стремится к нулю, а значит, пластина становится прозрачной.

Толщина пластины в рассматриваемом приближении непосредственно определяет коэффициент отражения. Сила радиационного давления напрямую зависит от коэффициента отражения, следовательно, наибольшее радиационное давление на пластину наблюдается при относительно больших величинах параметра  $l$ . Однако масса мишени при этом растет снижая эффективность ускорения.

Логичным представляется более подробно рассмотреть случай сверхтонких мишеней, имеющих малую массу, и определить режимы, в которых наблюдается сильное отражение падающего поля, а также эффективное ускорение заряженных частиц.

## 1. Взаимодействие сверхтонкого плазменного слоя с лазерным импульсом высокой интенсивности

Следуя методу, предложенному в статье [59], рассмотрим бесконечно тонкий электронный слой с поверхностной плотностью заряда  $\sigma$ , размер которого бесконечен по осям  $y$  и  $z$  (модель нерасширяющейся мишени). Предположим, что мишень ускоряется без вращений и деформаций, поэтому все переменные будут зависеть только от времени  $t$  и координаты  $x$ , и движение может быть описано тремя компонентами скорости  $\beta = \mathbf{v}/c$  и одной координатой  $X$  [60].

Обозначим заряд и плотность тока электронной мишени соответственно:  $\rho(x, t) = \sigma \delta[x - \tilde{X}(t)]$  и  $\mathbf{j}(x, t) = \sigma \mathbf{v}(t) \delta[x - \tilde{X}(t)]$ . Здесь  $\delta(x)$  является дельта-функцией Дирака. Излучение электронной мишени может быть вычислено с помощью функции Грина и имеет форму [59, 61, 62]:

$$\begin{aligned} E_z(z, t) &= 2\pi\sigma \cdot \text{sign}[x - X(t')], \\ \mathbf{E}_{\perp e}(x, t) &= \frac{-2\pi\sigma \boldsymbol{\beta}_{\perp}(t')}{1 - \beta_x(t') \text{sign}[x - \tilde{X}(t)]}, \\ \mathbf{H}_e(x, t) &= \frac{2\pi\sigma \cdot \text{sign}[x - \tilde{X}(t)] [\boldsymbol{\beta}_{\perp}(t') \times \mathbf{e}_x]}{1 - \beta_x(t') \text{sign}[x - \tilde{X}(t)]}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\mathbf{E}_{\perp e} = E_y \mathbf{e}_y + E_z \mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{v}_{\perp} = v_y \mathbf{e}_y + v_z \mathbf{e}_z$ , а  $t'$  – это преобразованное время:

$$c(t - t') = |x - \tilde{X}(t)|. \quad (5)$$

Если внешняя плоская электромагнитная волна с произвольной поляризацией  $\mathbf{E}(\omega t - kx) = E_0 \mathbf{e}_{0\perp}(\omega t - kx)$  падает перпендикулярно на идеальную электронную мишень вдоль оси  $x$  ( $\omega$  и  $k = 2\pi/\lambda$  – соответственно частота и волновой вектор падающей волны,  $E_0$  – амплитуда волны, а функция  $\mathbf{e}_{0\perp}$  описывает огибающую волны), то для электронов мишени можно получить следующие уравнения движения, которые учитывают силу радиационного давления и кулоновские силы [59]:

$$\begin{aligned} \frac{dp_y}{d\theta} &= -a_0 e_{0y} - \frac{s\alpha}{\varkappa} p_y, & \frac{dp_z}{d\theta} &= -a_0 e_{0z} - \frac{s\alpha}{\varkappa} p_z, \\ \frac{d\varkappa}{d\theta} &= \alpha \left( \text{sign} X - s + \frac{s}{1 + p_y^2 + p_z^2} \right), & \frac{dX}{d\theta} &= \frac{p_x}{\varkappa}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \varkappa &= \gamma - p_x = \sqrt{1 + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} - p_x, \\ a_0 &= \frac{|e| E_0}{mc\omega}, \\ \alpha &= \frac{2\pi\sigma e^2}{mc\omega} = \frac{2\pi n l e^2}{mc\omega} = \pi \frac{\omega_p^2 l}{\omega^2 \lambda}. \end{aligned} \quad (7)$$

Поверхностная плотность заряда  $\sigma$  получена через объемную плотность заряда  $n$  и толщину слоя  $l$  ( $\sigma = nl$ ), а  $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2/m}$  – характеристическая плазменная частота ( $e$  и  $m$  – соответственно заряд электрона и его масса,  $c$  – скорость света в вакууме).

В уравнениях (6) используется безразмерный импульс  $p = \tilde{p}/(mc)$ , где  $\tilde{p}$  – обычный импульс. Кроме того, были использованы безразмерное время  $\tau = \omega t$  и безразмерная координата  $X = k\tilde{X}$  (это нормирование касается и координаты  $x$  любой точки пространства), а  $\theta = \tau - X$  ( $\tau = \omega t - \tilde{X}(t)$ ), так что  $d\theta = (\varkappa/\gamma)d\tau$ . Для нормированной энергии  $\gamma$  и импульса электронов мишени  $p_x$  можно получить

$$\gamma = \frac{1 + p_y^2 + p_z^2 + \varkappa^2}{2\varkappa}, \quad p_x = \frac{1 + p_y^2 + p_z^2 - \varkappa^2}{2\varkappa}. \quad (8)$$

Величина параметра  $s$  определяет модель, которая используется для описания взаимодействия. Если  $s = 1$ , то используется модель летящего зеркала [59], учитывающая излучение самой электронной мишени; если  $s = 0$ , то принимается во внимание только кулоновское взаимодействие ионов, а движение электронов в мишени рассчитывается без учета воздействия собственного излучения.

Теперь выразим поля излучения мишени (4) через введенные нами параметры  $a_0$  и  $\alpha$ . Обозначим излучение в правое полупространство  $\mathbf{E}_-$ , а в левое соответственно  $\mathbf{E}_+$ . Из уравнений (4) получим

$$\mathbf{E}_{\pm} (x, t) = -2\pi\sigma \frac{\beta_{\pm}(t')}{1 \pm \beta_x(t')} = \frac{\alpha}{a_0} \frac{\mathbf{p}_{\pm}(t')}{\varkappa_{\pm}(t')} E_0, \quad (9)$$

где  $\varkappa_+ = \gamma + p_x = (1 + p_y^2 + p_z^2)/\varkappa$ ,  $\varkappa_- = \gamma - p_x = \varkappa$ . Для излучения в правое полупространство мы уже выполнили преобразование времени, требуемое уравнением (5) при введении переменной  $\theta$ . Соответственно, излучение вправо в точке  $(x_0, \tau_0)$  имеет следующую форму в лабораторной системе отсчета:

$$\mathbf{E}_{\perp-} (x_0, \tau_0) = \left( \frac{\alpha}{a_0} \frac{\mathbf{p}_{\perp}(\theta)}{\varkappa(\theta)} E_0 \right)_{\theta=\tau_0-x_0}. \quad (10)$$

Для излучения в левое полупространство также необходимо учесть преобразование времени и перейти от системы с независимой переменной  $\theta = \tau - X(\tau)$  к системе с независимой переменной  $\theta_+ = \tau + X(\tau)$ :

$$\theta + 2X(\theta) = \theta_+. \quad (11)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\perp+}(x_0, \tau_0) &= \left( \frac{\alpha \mathbf{p}_{\perp}(\theta_+)}{a_0 \kappa(\theta_+)} E_0 \right)_{\theta_+ = \tau_0 + x_0} = \\ &= \left( \frac{\alpha \mathbf{p}_{\perp}(\theta) \kappa(\theta)}{a_0 (1 + p_{\perp}^2(\theta))} E_0 \right)_{\theta + 2X(\theta) = \tau_0 + x_0}. \end{aligned} \quad (12)$$

Умножая выражения (10) и (12) на  $|e|/mc\omega$ , можно переписать их в форме

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_{\perp-}(x_0, \tau_0) &= \left( \frac{\alpha \mathbf{p}_{\perp}(\theta)}{\kappa(\theta)} \right)_{\theta = \tau_0 - x_0}, \\ \mathbf{a}_{\perp+}(x_0, \tau_0) &= \left( \frac{\alpha \mathbf{p}_{\perp}(\theta) \kappa(\theta)}{1 + p_{\perp}^2(\theta)} \right)_{\theta + 2X(\theta) = \tau_0 + x_0}. \end{aligned} \quad (13)$$

Для прошедшего поля

$$\mathbf{a}_t = \frac{|e| \mathbf{E}_t}{mc\omega} = a_0 \mathbf{e}_{0\perp} + \mathbf{a}_{\perp-}. \quad (14)$$

Поля  $\mathbf{a}_{\perp\pm}$  и  $\mathbf{a}_t$  нормированы частотой  $\omega$  падающей электромагнитной волны, хотя диапазон частот излучения может быть достаточно широким.

Если  $a_0 \ll \alpha$  и продольное перемещение мишени незначительно, то в уравнениях (9)  $\kappa_+ = \kappa_- = \gamma$  и эффект Доплера несуществен, а значит, излучения в правое и левое полупространства равны. Это – так называемый режим сильного отражения [59]. Для данного режима все выводы, полученные ранее [6, 63], верны.

Когда  $a_0 > \sqrt{2(\kappa_0^2 + \alpha^2)}$  ( $\kappa_0 \simeq 1$  – величина параметра  $\kappa$  в самом начале периода продольного колебания), электроны участвуют в продольных осцилляциях, амплитуда которых значительно превышает длину волны лазерного излучения  $\lambda$ . Этот режим характеризуется высокой прозрачностью электронной мишени для лазерного излучения [59]. Излучения в правое и левое полупространства различны из-за эффекта Доплера. Для отраженной волны (излучение в левое полупространство) характерна фазовая модуляция, описанная в уравнении (11), поэтому фазовая переменная не может рассматриваться как медленно меняющаяся. Прошедшая же волна (излучение в правое полупространство) имеет медленно меняющуюся фазу. Следовательно, частота отраженной волны сильно обогащена высшими гармониками частоты падающей волны, в то время как в прошедшей волне наблюдается относительно мало этих гармоник.

Обогащение высшими гармониками отраженного излучения так же видно из несинусоидального характера отраженной волны в пределах периода колебаний поля, излучаемого лазером. Действительно, в соответствии с (13) амплитуда отраженного поля высока, когда  $p_{\perp}(\theta) \sim 1$ . Для меньших значений  $p_{\perp}(\theta)$  амплитуда отраженной волны снижается. Следовательно, мы наблюдаем сильную амплитудную модуляцию отраженной волны, что так же свидетельствует о наличии высших гармоник.

Еще одно отличие между отраженной и прошедшей волнами в случае с сильными продольными колебаниями заключается в зависимости амплитуды от времени. Как следует из (13), в начале периода продольной осцилляции, когда параметр  $\kappa$  имеет наименьшее значение [59], излучение в правое полупространство имеет максимальную амплитуду, потом амплитуда снижается. Излучение в левое полупространство имеет, в некотором смысле, противоположное поведение, так как амплитуда имеет наименьшее значение в начале цикла, а потом возрастает вместе с параметром  $\kappa$ .

### 1.1. Излучение и прозрачность электронной мишени в модели летящего зеркала. Режим высокой прозрачности

Динамика и излучение сверхтонкой электронной мишени существенным образом зависят от амплитуды падающей волны. Соответственно, процесс ускорения мишени может происходить в двух режимах:

- 1) в режиме высокой прозрачности, когда  $a_0 > \sqrt{2(\kappa_0^2 + \alpha^2)}$ ,
- 2) и в режиме сильного отражения, когда  $a_0 < \sqrt{2(\kappa_0^2 + \alpha^2)}$  [59].

Рассмотрим линейно поляризованную волну:

$$a_0(\theta) e_{0x}(\theta) = a_0(\theta) \sin(\theta + \varphi_0), \tag{15}$$

где амплитуда  $a_0(\theta)$  внешнего поля – медленно, по сравнению с  $\sin(\theta + \varphi_0)$ , меняющаяся функция, а  $\varphi_0 = \text{const}$  – начальная фаза внешнего поля. Приближенные решения уравнений (6) для  $p_y$  и  $\kappa$  могут быть получены в режиме высокой прозрачности при помощи метода медленно меняющейся огибающей [59]:

$$p_y = p_0 [\cos(\theta + \varphi_0 + \varphi) - \exp(-\alpha\theta/\kappa) \cos(\varphi_0 + \varphi)], \tag{16}$$

где

$$p_0 = \frac{a_0 \kappa}{\sqrt{\alpha^2 + \kappa^2}}, \quad \tan \varphi = \frac{\alpha}{\kappa}, \tag{17}$$

$$\kappa = \sqrt{\left( \sqrt{\kappa_0^2 + \alpha^2} + \alpha \int_0^\theta \frac{d\theta}{\sqrt{\alpha^2 + 1}} \right)^2 - \alpha^2}. \tag{18}$$

Эти решения верны внутри некоторого продольного колебательного цикла, который удовлетворяет условию  $X > 0$  и имеет следующий период [59]:

$$\theta_l = \frac{\sqrt{a_0^2 + 1}}{\alpha \sqrt{\kappa_0^2 + \alpha^2}} \left( \frac{a_0^2}{2} - \kappa_0^2 - \alpha^2 \right). \tag{19}$$

Режим высокой прозрачности характеризуется большими величинами периода продольных колебаний  $\theta_l \gg 2\pi$  и большими продольными перемещениями  $X_{\text{max}} \sim \theta_l/2 \gg k\lambda$ . Излучение мишени в правое полупространство имеет согласно уравнениям (13) и (16) форму

$$a_{\perp-}(\tau_0, x_0) = \left[ \frac{a_0 \alpha}{\alpha^2 + \kappa^2} \left[ \kappa [\cos(\theta + \varphi_0) - \exp(-\alpha\theta/\kappa) \cos \varphi_0] - \alpha [\sin(\theta + \varphi_0) - \exp(-\alpha\theta/\kappa) \sin \varphi_0] \right] \right]_{\theta=\tau_0-x_0}, \tag{20}$$

и выражение для прошедшего поля имеет форму (из (23) и (20)):

$$a_t(\tau_0, x_0) = a_0 \sin(\theta + \varphi_0) + a_{\perp-} = \left[ \frac{a_0 \kappa \sin(\theta + \varphi_0 + \varphi)}{\sqrt{\alpha^2 + \kappa^2}} - \frac{a_0 \alpha \exp(-\alpha\theta/\kappa) (\kappa \cos \varphi_0 - \alpha \sin \varphi_0)}{\alpha^2 + \kappa^2} \right]_{\theta=\tau_0-x_0}. \tag{21}$$

Здесь члены с экспоненциальными множителями появляются из дрейфового движения электронной мишени и должны приниматься во внимание только при очень малых величинах  $\theta$ .



Изменение прошедшего поля, вызванное амплитудной модуляцией падающей волны с амплитудным коэффициентом прохождения

$$t_a = \frac{\varkappa}{\sqrt{\alpha^2 + \varkappa^2}}, \quad (22)$$

и фазовая модуляция с фазой  $\varphi$  определены соотношениями (16) (отметим, что этот результат верен лишь [59] для  $\theta_l \gg 2\pi$  и когда координата мишени  $X > 0$ ).

Уравнения (21) и (22) показывают, что в начале цикла продольного колебания, когда  $\varkappa$  мало, излучение мишени в правое полупространство в значительной степени компенсирует падающее внешнее поле (для  $\alpha \gg 1$ ). Следовательно, при  $\alpha \gg 1$  электронная мишень практически непрозрачна (пропускание порядка  $\alpha^{-1}$ ) в начале периода продольного колебания. Однако потом фаза излучения мишени изменяется, и амплитуда излучения падает, а следовательно, снижается и компенсация падающей волны. Для больших  $\varkappa$  излучение электронной мишени имеет малую амплитуду и поэтому компенсация в этом случае стремится к нулю. Подставляя величину  $\varkappa$  из формулы (16) в формулу (22), можно оценить временную зависимость амплитуды прошедшей волны:

$$(a_t)_{\text{amp}} = \frac{a_0 \varkappa}{\sqrt{\alpha^2 + \varkappa^2}} = \frac{a_0 \theta}{\sqrt{\theta^2 + a_0^2}}, \quad (23)$$

где  $a_0$  – амплитуда падающей волны, а для параметра  $\varkappa$  используется приближение  $\varkappa \simeq \alpha\theta/a_0$  (приближение верно для  $\alpha \gg \varkappa_0$  и  $\theta > a_0$ ). Поэтому характерное время длительности пропускания фронта поля можно оценить как  $\theta_{\text{fr}} = a_0$ . Это означает, что в рассматриваемом режиме электронная мишень вытягивает фронт волны, и для  $a_0 \gg 1$  этот эффект может быть существенным. Из уравнения (6) выведем приближенное выражение для периода продольных колебаний  $\theta_l \simeq a^3/(2\alpha^2)$ , верное для  $\alpha \gg \varkappa_0$  и  $a_0 \gg \alpha\sqrt{2}$ , и получим, что максимальное значение, которое может принимать коэффициент пропускания, равно:

$$(t_a)_{\text{max}} = \frac{a_0^2}{\sqrt{a_0^4 + 4\alpha^4}} \approx 1 - \frac{2\alpha^4}{a_0^4}. \quad (24)$$

Этот коэффициент может быть очень близок к единице. Подобное пропускание достигается через время  $\theta \sim \theta_l$ .

В отличие от идеального случая, переход от непрозрачности к прозрачности еще резче для реального плазменного слоя. Это происходит потому, что пропускание идеального электронного слоя может вырасти только благодаря подавлению собственного излучения мишени, которое происходит из-за увеличения параметра  $\varkappa$  в соответствии с уравнением (13) [59]. В случае с реальной плазмой подключается дополнительный механизм, увеличивающий пропускание, а именно, разрушение электронной мишени под действием лазерного импульса. Лазерный импульс достаточной амплитуды может просто унести с собой все электроны мишени и ускорить их до релятивистских скоростей [64, 65]. Этот эффект отсутствует в случае полубесконечного плазменного слоя, где кулоновские силы достаточно велики, чтобы сохранять положение электронов. Электроны, унесенные лазерным импульсом, постепенно возвращались бы назад, увеличивая прозрачность оставшегося слоя. Значит, для больших амплитуд лазерного излучения модель летящего зеркала корректна при описании взаимодействия лазерного импульса с тонким слоем реальной плазмы лишь до тех пор, пока толщина слоя остается значительно меньшей, чем длина волны  $\lambda$ , то есть для описания пропускания фронта лазерного импульса. Для тела импульса рассматриваемая модель позволяет оценить лишь нижнюю границу величины пропускания сигнала.

Отметим, что в конце первого продольного колебания происходят сильные изменения амплитуды и фазы прошедшего поля, что следует из (6) и (14). Поэтому пропускание электронной мишенью падающей волны зависит не только от ее амплитуды [63, 66, 67], но и от времени. Кроме того, оно значительно зависит и от формы огибающей лазерного

импульса в соответствии с уравнением (16) (на самом деле, оценка (31) верна для импульса любой длины, если амплитуда слабо меняется в пределах периода продольных колебаний электронного слоя).

Интересно также отметить, что в некоторых случаях пропускание электронной мишени не зависит от величины  $\alpha$ , и мишени с различными величинами параметра  $\alpha$  демонстрируют одинаковую прозрачность в режиме высокой прозрачности. Например, этот случай реализуется, когда  $\alpha \gg \varkappa_0$ . Из уравнений (16) и (22) получим

$$t_a = \frac{\psi(\theta)}{\sqrt{1 + \psi^2(\theta)}}, \tag{25}$$

где функция  $\psi(\theta)$  определяется лишь огибающей внешнего импульса:

$$\psi(\theta) = \sqrt{\left(1 + \int_0^\theta \frac{d\theta'}{\sqrt{a_0^2 + 1}}\right)^2 - 1}. \tag{26}$$

В другом примере  $\alpha$  может быть малым ( $\alpha < \varkappa$ ), но  $\theta$  должно быть достаточно большим. Таким образом, для  $\theta > a_0 \varkappa_0 / \alpha$  можно найти коэффициент пропускания в соответствии с уравнением (23), поэтому пропускание на протяжении значительного времени практически не зависит от  $\alpha$ . Это происходит благодаря росту параметра  $\varkappa$ , который подавляет собственное излучение электронной мишени.

Необходимо помнить, что приведенные выше заключения верны лишь при  $X > 0$  и  $\theta_l > 2\pi$ ; например, когда  $a_0 < \alpha\sqrt{2}$ , ситуация радикально меняется.

### 1.2. Режим сильного отражения

При малых амплитудах, когда  $a_0 < \sqrt{2(\varkappa_0^2 + \alpha^2)}$ , параметр  $\varkappa$  может быть приблизительно вычислен из уравнения  $\varkappa = \sqrt{1 + p_x^2}$ . Поэтому для поперечного импульса электронного слоя имеем (это же уравнение используется и в модели летящего зеркала [63, 66, 67]):

$$\frac{dp_y}{d\theta} = -a_0 e_{0y} - \frac{\alpha p_y}{\sqrt{1 + p_y^2}}. \tag{27}$$

Решение для поперечного момента электронной мишени  $p_y$  может быть дано так же в форме, определенной первым уравнением в системе (16), однако сейчас членом выражения, соответствующим дрейфу, можно пренебречь (этот член в нашем случае вносит поправки в динамику электрона только в течение короткого интервала времени, значительно меньшего, чем период лазерной волны). Для величин  $p_0$  и  $\varphi$  метод медленно изменяющейся огибающей дает [59]:

$$p_0^2 \left[1 + \alpha^2 f(p_0)^2\right] = a_0^2, \quad \tan \varphi = \alpha f(p_0), \tag{28}$$

где

$$f(p_0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \theta d\theta}{\sqrt{1 + p_0^2 \cos^2 \theta}}. \tag{29}$$

Используя аналитическое приближение  $f(p_0) \approx (1 + p_0^2)^{-1/2}$ , можно получить [59]:

$$p_0^2 = \left[ \sqrt{(a_0^2 - \alpha^2 - 1)^2 + 4a_0^2} + a_0^2 - \alpha^2 - 1 \right] / 2. \tag{30}$$



Отметим, что точно такое же выражение было получено [67] и для лазерного импульса с круговой поляризацией. Продольное движение несущественно в рассматриваемом режиме, поэтому излучения электронной мишени в левое и правое полупространства равны в соответствии с уравнением (13) и могут быть определены с помощью параметра  $p_0$ :

$$a_{\perp\pm} = \frac{\alpha p_y(\theta)}{\sqrt{1 + p_y^2(\theta)}}, \quad (31)$$

где  $\theta = \tau_0 \pm x_0$  (верхний и нижний знаки соответствуют левому и правому полупространствам). Очевидно, что излучение может быть сильно обогащено гармониками с частоты лазерного импульса, если в какие-то моменты времени  $p_y$  становится больше единицы.

Рассмотрим более подробно поле, пропущенное электронной мишенью, которое определяется уравнением (14). Сравнивая уравнения (14), (27) и (31), можно получить для пропущенного поля при основной частоте лазерного импульса (исключая высшие гармоники):

$$a_t = -\frac{dp_y}{d\theta} = p_0 \sin(\theta + \varphi_0 + \varphi), \quad (32)$$

где последнее равенство получено из уравнений (16) и дрейфовый член опущен (при дифференцировании величины  $p_0$  и  $\varphi$  считались константами [59]). В итоге амплитудное пропускание электронной мишени  $t_a$  при основной частоте лазерного импульса определяется выражением

$$t_a = p_0/a_0, \quad (33)$$

и прозрачность электронного слоя не зависит напрямую от времени, в отличие от режима высокой прозрачности.

Для аналитических оценок можно использовать приближение для  $p_0$ , полученное в уравнении (30). Далее определим три интервала для параметра  $a_0$ , при которых проявляются различные зависимости для коэффициента пропускания  $t_a$ .

В первом интервале  $a_0$  мало:  $a_0 < \alpha - 1$ . Выражение (30) дает оценку  $t_a \simeq \alpha^{-1}$ . Поэтому для достаточно больших величин параметра  $\alpha$  и достаточно малых  $a_0$ , которые, кстати, могут быть ультрарелятивистскими, электронная мишень отражает почти все излучение основной частоты лазерного импульса [63, 66, 67] (высшие гармоники, естественно, могут излучаться мишенью в оба полупространства).

Во втором интервале:  $\alpha - 1 \leq a_0 \leq \alpha + 1$ . В этом случае  $t_a \simeq \alpha^{-1/2}$ . Это означает, что пропускание возрастает по сравнению с первым интервалом.

И наконец, для третьего интервала  $\alpha + 1 \leq a_0 \leq \alpha\sqrt{2}$ :

$$t_a \simeq \sqrt{1 - (\alpha^2 + 1)/a_0^2},$$

поэтому пропускание может быть довольно высоким. При дальнейшем увеличении параметра  $a_0$  система переходит в режим высокого пропускания и пропускание становится зависимым от времени.

В данной модели использовались следующие предположения: мишень бесконечно тонка, имеет неограниченные размеры по осям  $y$  и  $z$  и не деформируется. Эти предположения не учитывают конечность массы реальной мишени. Более подробно задача ускорения плазменной мишени в случае ограниченности ее массы и возможности перераспределения электронов в поперечных направлениях будет рассмотрена далее.

## 2. Радиационно-доминантный режим ускорения

Следуя статье [5], рассмотрим взаимодействие электромагнитной волны с плазменным слоем в геометрии, когда падающая на слой электромагнитная волна распространяется в направлении его движения. Очевидно, что чем ближе скорость слоя  $v$  к скорости света  $c$ , тем он менее прозрачен для излучения. Если в лабораторной системе отсчета частота

излучения и плотность плазмы равны  $\omega_0$  и  $n_0$ , то в сопутствующей системе отсчета, где слой покоится, частота и плотность понижаются в соответствии с выражениями [68]:

$$\omega_M = \omega_0 \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} \quad \text{и} \quad n_M = n_0 \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (34)$$

В этих формулах и далее индекс «0» используется для величин в лабораторной системе отсчета, а индекс «M» используется для величин в сопутствующей системе. В пределе  $\beta \rightarrow 1$  имеем  $\omega_M \approx \omega_0/2\gamma$  и  $n_M = n_0/\gamma$ , где  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . Условие непрозрачности плазмы  $\omega_M < \omega_{pe,M}$ , где  $\omega_{pe,M} = (4\pi n_M e^2/m_e)^{1/2}$  в силу того, что  $\omega_M \propto \gamma^{-1}$  и  $\omega_{pe,M} \propto \gamma^{-1/2}$ , выполняется лучше и лучше в пределе  $\gamma \rightarrow \infty$ . Отсюда следует, что движущийся с релятивистской скоростью плотный ионно-электронный слой почти полностью отражает падающий на него электромагнитный импульс и его можно рассматривать как идеально отражающее зеркало. Взаимодействие с таким релятивистским зеркалом приводит к уменьшению энергии отраженной электромагнитной волны в  $\approx 4\gamma^2$  раз. В результате передаваемая лазерным импульсом зеркалу энергия приблизительно равна  $\varepsilon_{las}(1 - 1/4\gamma^2)$ . Поскольку при этом энергия электромагнитного излучения преобразуется в кинетическую энергию ионов, это обеспечивает чрезвычайно высокую эффективность данного метода по сравнению с другими механизмами ускорения.

### 2.1. Математическая модель

В данном разделе обсуждаются результаты, полученные в работах [29,32,33,35,70], и выводятся соотношения, необходимые для анализа ускорения и устойчивости тонкой фольги в режиме РДРУ. При описании взаимодействия электромагнитной волны с фольгой последняя рассматривается как идеально отражающее зеркало.

Подчеркнем здесь плодотворность концепции релятивистского зеркала для решения широкого круга задач современной теоретической физики. В частности, релятивистские зеркала являются важным элементом в теории динамического эффекта Казимира [71–73], в теории излучения Унру [74] и других нелинейных эффектов квантовой электродинамики [1, 75, 76]. Осциллирующие релятивистские зеркала, формируемые сверхсильными электромагнитными волнами в сверхплотной плазме, представляют собой базовую модель для описания генерации релятивистских гармоник высокого порядка [63, 77–85], а релятивистские зеркала, формируемые нелинейными кильватерными волнами, используются для усиления электромагнитных волн. Данный метод интенсификации излучения рассматривается в связи с задачей достижения швингеровского предела, когда становится возможным рождение электронно-позитронных пар в вакууме и проявляются эффекты, обусловленные нелинейной зависимостью коэффициента преломления вакуума от напряженности электромагнитного поля [59, 78, 86–93].

В лабораторной системе отсчета уравнение движения элемента поверхности  $|d\sigma|$  идеально отражающего зеркала может быть записано в виде

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \mathcal{P}d\sigma, \quad (35)$$

где  $\mathbf{P}$  представляет собой импульс элемента поверхности зеркала,  $d\sigma$  есть вектор нормальный к поверхности зеркала, а  $\mathcal{P}$  равно релятивистски-инвариантному давлению света. Мы предполагаем, что ускорение и кривизна поверхности малы по сравнению со значениями, определяемыми частотой электромагнитной волны и ее длиной волны.

Как хорошо известно, приближение, используемое для описания нелинейных режимов неустойчивости Рэля–Тейлора, развивающейся в тонкой фольге, было сформулировано в работе [94]. Далее оно было развито в целом ряде публикаций (см. работы, приведенные в [95, 96, 96]), в частности, использовалось в работе [35]. В рамках приближения, сформулированного в работе [35], мы рассматриваем тонкую плоскую оболочку с числом частиц

на единицу поверхности, равным  $n_0 l_0$ , где  $l_0$  – толщина оболочки. Для импульса  $p$ , приходящегося на одну частицу, из (35) получим

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\mathcal{P}}{v} n, \quad (36)$$

где  $v = nl$  – поверхностная плотность частиц и  $n$  – единичный вектор нормали к поверхности.

Пусть в начальный момент оболочка находится в покое в плоскости  $x = 0$ . В процессе ускорения оболочки и вследствие развития неустойчивости ее положение, форма и число частиц меняются. Удобно ввести лагранжевы координаты  $\eta$  и  $\zeta$ , связанные с эйлеровыми переменными  $x, y, z$  соотношениями

$$x = x(\eta, \zeta, t), \quad y = y(\eta, \zeta, t), \quad z = z(\eta, \zeta, t). \quad (37)$$

Лагранжевы координаты  $\eta$  и  $\zeta$  являются маркерами элемента поверхности оболочки. Уравнение (37), задающее положение оболочки, перепишем в виде

$$M = M(\eta, \zeta, t). \quad (38)$$

Согласно [98] единичный вектор нормали к поверхности равен

$$n = \frac{\partial_\eta M \times \partial_\zeta M}{|\partial_\eta M \times \partial_\zeta M|}. \quad (39)$$

Рассмотрим элемент поверхности  $d\sigma$ , площадь которого равна  $|d\sigma|$ . Вначале при  $t = 0$  координаты центрального элемента  $d\sigma_0$  равны  $(0, \eta, \zeta)$ . В момент времени  $t$  этот элемент находится в точке с координатами  $x, y, z$ . Вследствие сохранения числа частиц в элементе оболочки  $dN = n_0 l_0 |d\sigma| = \text{const}$  имеем соотношение  $v_0 |d\sigma_0| = v |d\sigma|$ , где  $v_0 = n_0 l_0$  и  $v = nl$ . Согласно [98] получим

$$v = v_0 \left| \frac{d\sigma_0}{d\sigma} \right| = \frac{v_0}{|\partial_\eta M \times \partial_\zeta M|}. \quad (40)$$

С помощью уравнений (36), (39) и (40) найдем уравнения движения для элемента оболочки:

$$\partial_t p_i = \frac{P}{v_0} \varepsilon_{ijk} \partial_\eta x_j \partial_\zeta x_k, \quad (41)$$

$$\partial_t x_i = \frac{c p_i}{\sqrt{M_\alpha^2 c^2 + p_k p_k}}. \quad (42)$$

Здесь  $p_i = (p_x, p_y, p_z)$  – импульс,  $x_i = (x, y, z)$  – координаты элемента оболочки,  $\varepsilon_{ijk}$  – тензор Риччи (антисимметричный единичный тензор),  $M_\alpha$  – масса иона. Индексы принимают значения  $i = 1, 2, 3$ . По повторяющимся индексам проводится суммирование. В нерелятивистском пределе для случая постоянного давления  $P$  эта система сводится к уравнениям, полученным в [94, 95].

Если представить координаты  $x_i$  в виде

$$x = \xi_x(\eta, \zeta, t), \quad y = \eta + \xi_y(\eta, \zeta, t), \quad z = \zeta + \xi_z(\eta, \zeta, t) \quad (43)$$

с  $\xi_i(\eta, \zeta, 0) = 0$  и  $\dot{\xi}_i(\eta, \zeta, t) = v_i(\eta, \zeta, t)$ , то система уравнений (41), (42) может быть записана так:

$$\partial_t p_x = \frac{P}{v_0} (1 + \partial_\eta \xi_y + \partial_\zeta \xi_z + \{\xi_y, \xi_z\}), \quad (44)$$

$$\partial_t p_y = \frac{P}{v_0} (-\partial_\eta \xi_x + \{\xi_z, \xi_x\}), \quad (45)$$

$$\partial_t p_z = \frac{P}{v_0} (-\partial_\zeta \xi_x + \{\xi_x, \xi_y\}), \quad (46)$$

$$\partial_t \xi_i = \frac{c p_i}{\sqrt{M_\alpha^2 c^2 + p_k p_k}}, \quad (47)$$

где  $\{\xi_i, \xi_k\} = \partial_\eta \xi_i \partial_\zeta \xi_k - \partial_\zeta \xi_i \partial_\eta \xi_k$  – скобки Пуассона.

## 2.2. Ускорение ионов в радиационно-доминантном режиме

Рассмотрим конфигурацию, в которой электромагнитная волна распространяется вдоль оси  $x$ , а само зеркало в начальный момент времени располагается в плоскости  $(y, z)$ . В сопутствующей системе отсчета радиационное давление  $P$  при нормальном падении волны дается выражением  $P = E_M^2/2\pi$ , где  $E_M$  – амплитуда электрического поля. В лабораторной системе отсчета имеем

$$E_M^2 = \left(\frac{\omega_M}{\omega_0}\right)^2 E_0^2, \quad (48)$$

где  $\omega_M$  и  $\omega_0$  суть частоты в сопутствующей и лабораторной системах отсчета. Значения частот  $\omega_M$  и  $\omega_0$  связаны известным соотношением (34). Предполагая, что оболочка движется вдоль оси  $x$ , т.е. начальные условия определяют плоское зеркало, однородное вдоль координат  $y, z$ , а также полагая  $y^{(0)} = \eta, z^{(0)} = \zeta$ , мы можем представить уравнение для  $x$ -компоненты импульса (41) в следующем виде:

$$\frac{dp_x^{(0)}}{dt} = \frac{E_0^2}{2\pi v_0} \frac{M_\alpha c \gamma^{(0)} - p_x^{(0)}}{M_\alpha c \gamma^{(0)} + p_x^{(0)}}, \quad (49)$$

где  $p_x^{(0)}$  зависит только от времени  $t$ , а релятивистский гамма-фактор равен

$$\gamma^{(0)} = \sqrt{1 + \left(\frac{p_x^{(0)}}{M_\alpha c}\right)^2}. \quad (50)$$

Решение уравнения (49) формально эквивалентно решению задачи о движении заряженной частицы под действием радиационного давления электромагнитной волны [99]. Для электромагнитной волны с постоянной амплитудой  $E_0^2 = \text{const}$ , для начального значения импульса, равного нулю, искомая зависимость может быть записана так:

$$p_x^{(0)}(\tau) = \frac{M_\alpha c}{4(2 + 3\tau)} \left[ \zeta^{1/3} - 1 - (31 + 24\tau(4 + 3\tau)) \zeta^{-1/3} \right]. \quad (51)$$

Здесь для краткости записи сделано обозначение  $\zeta = 47 + 8(2 + 3\tau) [5 + 3\tau(4 + 3\tau)]^{3/2} + 12\tau(4 + 3\tau)(11 + 6\tau(4 + 3\tau))$  для нормированного времени  $\tau = E_0^2 t / 2\pi v_0 c M_\alpha$ .

В пределе  $\tau \rightarrow \infty$   $x$ -компонента импульса растет как

$$p_x^{(0)}(\tau) = M_\alpha c \left[ (3\tau/4)^{1/3} - (1/6\tau)^{1/3} + \dots \right]. \quad (52)$$

В случае электромагнитного импульса конечной длины электрическое поле  $E_0$  на движущейся оболочке, т.е. при  $x = x(t)$ , зависит от времени:

$$E_0(t - x(t)/c). \quad (53)$$

В этом выражении функция  $x(t)$  должна быть найдена из уравнения (42). Введем новую переменную  $\psi = \omega_0(t - x^{(0)}(t)/c)$ , равную фазе волны на оболочке при  $x = x^{(0)}(t)$ . Дифференцируя  $\psi$  по времени, находим

$$\frac{d\psi}{dt} = \omega_0 \frac{M_\alpha c \gamma^{(0)} - p_x^{(0)}}{M_\alpha c \gamma^{(0)}}. \quad (54)$$

Замена переменных  $t$  на  $\psi$  и использование интегральной плотности потока энергии электромагнитной волны

$$w(\psi) = \int_0^\psi \frac{R(\psi')}{2\lambda_0} d\psi', \quad (55)$$

где  $R(\psi) = E_0^2(\psi)/v_0\omega_0^2 M_\alpha$  и  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ , позволяют найти решение уравнения (49) в простом виде. Если начальная величина импульса равна нулю  $p_x^{(0)}(0) = 0$ , то решение таково:

$$p_x^{(0)}(\psi) = M_\alpha c \frac{2w(\psi)(w(\psi) + 1)}{2w(\psi) + 1}. \quad (56)$$

Из выражения (54) следует взаимосвязь между величинами  $t$  и  $\psi$ :

$$\psi + \int_0^\psi [2w(\psi') + w(\psi')^2] d\psi' = \omega_0 t. \quad (57)$$

В случае постоянной амплитуды электромагнитной волны, когда  $R = R_0 = E_0^2/2Mv_0\omega_0^2$ , выражения (55) и (57) дают соотношения

$$w(\psi) = (R_0/\lambda_0)\psi, \quad 3\psi + 3(R_0/\lambda_0)\psi^2 + 2(R_0/\lambda_0)^2\psi^3 = 3\omega_0 t. \quad (58)$$

Отсюда следует, что  $x$ -компонента импульса элемента оболочки  $p_x^{(0)}$  в пределе  $t \gg \omega_0^{-1}(\lambda_0/R_0)$  зависит от времени как

$$p_x^{(0)} \approx M_\alpha c \left( \frac{3R_0\omega_0}{\lambda_0} t \right)^{1/3} \quad (59)$$

в соответствии с выражением (52). Как неоднократно подчеркивалось в работах [29,33], эта зависимость подобна той, что приведена в книге [99] для случая радиационного ускорения заряженной частицы.

Отметим, что пропорциональность энергии быстрых ионов зависимости  $t^{1/3}$  наблюдалась при трехмерном компьютерном моделировании ускорения тонкой фольги сверхсильным электромагнитным импульсом (см. [33]).

Выше мы предполагали, что поперечные координаты элемента оболочки не зависят от времени,  $y^{(0)} = \eta$  и  $z^{(0)} = \zeta$ . В общем случае оболочка может расширяться или сжиматься в поперечном направлении.

Рассмотрим нерелятивистский предел, в котором движение оболочки описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \partial_{tt}\xi_x &= \frac{P}{M_\alpha v_0} (1 + \partial_\eta \xi_y + \partial_\zeta \xi_z + \{\xi_y, \xi_z\}), \\ \partial_{tt}\xi_y &= \frac{P}{M_\alpha v_0} (-\partial_\eta \xi_x + \{\xi_z, \xi_x\}), \\ \partial_{tt}\xi_z &= \frac{P}{M_\alpha v_0} (-\partial_\zeta \xi_x + \{\xi_x, \xi_y\}). \end{aligned} \quad (60)$$

В простейшем случае, который соответствует локальному приближению в окрестности оси электромагнитного импульса, расширение (сжатие) оболочки является однородным в плоскости  $(y, z)$ . Представим зависимость между лагранжевыми и эйлеровыми переменными (43) в виде

$$\xi_x = \xi_x^{(0)}(t), \quad \xi_y = m_y^{(0)}(t)\eta, \quad \xi_z = m_z^{(0)}(t)\zeta \quad (61)$$

и подставим их в уравнения (60), учитывая малость поперечных компонент импульса по сравнению с продольной компонентой. Выберем следующие начальные условия для параметров деформации  $m_y^{(0)}$ , и  $m_z^{(0)}$ :

$$\begin{aligned} m_y^{(0)}(0) &= 0, \quad \dot{m}_y^{(0)}(0) = \omega_y^{(0)}, \\ m_z^{(0)}(0) &= 0, \quad \dot{m}_z^{(0)}(0) = \omega_z^{(0)}. \end{aligned} \quad (62)$$

В результате из уравнений (60) следуют выражения для поперечных координат элемента оболочки:

$$y^{(0)}(t) = (1 + \omega_y^{(0)}t)\eta, \quad z^{(0)}(t) = (1 + \omega_z^{(0)}t)\zeta. \quad (63)$$

Поверхностная плотность  $\nu(t)$  зависит при этом от времени согласно выражению (40). Отсюда следует, что

$$\nu(t) = \frac{\nu_0}{|\{y, z\}|} = \frac{\nu_0}{|(1 + \omega_y^{(0)}t)(1 + \omega_z^{(0)}t)|}. \quad (64)$$

Если параметры  $\omega_y^{(0)}$  и  $\omega_z^{(0)}$  не равны нулю и положительны, то поверхностная плотность уменьшается: в пределе  $t \rightarrow \infty$  имеем  $\nu(t) \propto 1/t^2$ . Для отрицательных значений одного или обоих параметров  $\omega_y^{(0)}$  и/или  $\omega_z^{(0)}$  поверхностная плотность  $\nu(t)$  за конечное время  $t_{coll} = \max\{|\omega_y^{(0)}|, |\omega_z^{(0)}|\}^{-1}$  стремится к бесконечности. Этот случай соответствует образованию особенности типа сборки (см. статьи [95–97, 100]).

Подстановка (63) в уравнения (60) приводит к уравнению для  $x$ -компоненты смещения

$$\frac{d^2\xi_x^{(0)}}{dt^2} = \frac{E_0^2}{2\pi\nu_0 M_\alpha} (1 + \omega_y^{(0)}t) (1 + \omega_z^{(0)}t). \quad (65)$$

В случае постоянной амплитуды электромагнитной волны  $E_0^2 = \text{const}$  его решение дается выражением

$$\xi_x^{(0)}(t) = \frac{E_0^2 t^2}{12\pi\nu_0 M_\alpha c} \left[ 5 + (1 + \omega_y^{(0)}t) (1 + \omega_z^{(0)}t) \right]. \quad (66)$$

Для положительных параметров  $\omega_y^{(0)}$  и  $\omega_z^{(0)}$  из уравнения (66) следует, что асимптотически при  $t \rightarrow \infty$  продольная компонента импульса  $p_x^{(0)}$  зависит от времени как

$$p_x^{(0)} \approx M_\alpha c \left( \frac{E_0^2}{8\pi\nu_0 M_\alpha c} \omega_y^{(0)} \omega_z^{(0)} \right) t^3, \quad (67)$$

т.е. кинетическая энергия возрастает пропорционально  $t^6$ .

Для рассмотрения ультрарелятивистского случая предположим, что  $p_x^{(0)}/M_\alpha c \gg 1$ ,  $p_y/p_x^{(0)} \ll 1$ , и  $p_z/p_x^{(0)} \ll 1$ . Используя это приближение, из уравнений (45) и (46) получаем

$$y^{(0)}(t) = \Lambda_y(t)\eta, \quad z^{(0)}(t) = \Lambda_z(t)\zeta, \quad (68)$$

где

$$\Lambda_y(t) = 1 + \int_0^t \frac{\pi_y^{(0)}}{M_\alpha \gamma^{(0)}(t')} dt', \quad \Lambda_z(t) = 1 + \int_0^t \frac{\pi_z^{(0)}}{M_\alpha \gamma^{(0)}(t')} dt'. \quad (69)$$

Здесь  $\pi_y^{(0)}$  и  $\pi_z^{(0)}$  связаны с начальными компонентами поперечного импульса  $p_y^{(0)}$  и  $p_z^{(0)}$  следующим образом:  $p_y^{(0)} = \pi_y^{(0)}\eta$  и  $p_z^{(0)} = \pi_z^{(0)}\zeta$ .

Поперечные компоненты импульса  $p_y^{(0)}$  и  $p_z^{(0)}$  определяются начальными условиями, а релятивистский гамма-фактор  $\gamma^{(0)}(t)$  дается выражением (50). Подстановка соотношений (68) в уравнение (44) дает

$$\frac{dp_x^{(0)}}{dt} = \frac{E_0^2}{8\pi\nu_0} \cdot \frac{M_\alpha c \gamma^{(0)} - p_x^{(0)}}{M_\alpha c \gamma^{(0)} + p_x^{(0)}} \Lambda_y(t) \Lambda_z(t). \quad (70)$$

Асимптотическое решение этого уравнения для  $\pi_y^{(0)} > 0$ ,  $\pi_z^{(0)} > 0$  и  $t \rightarrow \infty$  имеет вид

$$p_x^{(0)}(t) \approx \left( \frac{125 E_0^2 \pi_y^{(0)} \pi_z^{(0)} M_\alpha^2 c^4}{48 \pi \nu_0} \right)^{1/5} t^{3/5}. \quad (71)$$



Мы видим, что в случае расширяющейся в поперечном направлении оболочки эффективность ионного ускорения выше, чем в случае, когда оболочка не расширяется. Заметим также, что для сжимающейся в поперечном направлении оболочки  $\pi_y^{(0)} < 0$  и/или  $\pi_z^{(0)} < 0$  ( $\omega_y^{(0)} < 0$  и/или  $\omega_z^{(0)} < 0$  в нерелятивистском случае) плотность становится неограниченной за конечное время и ускорение ионов прекращается.

До сих пор при рассмотрении ускорения частиц мишени не учитывалась ее прозрачность. Все выводы сделаны в предположении, что мишень является идеально отражающим зеркалом. Однако при лазерном ускорении в радиационно-доминантном режиме решающую роль играет коэффициент отражения мишени. Поэтому далее будет произведена оценка его влияния на ускорение мишеней, а также будут найдены параметры модели, при которых мишень ускоряется неограниченно.

### 3. Прозрачность плазменной мишени ограниченной массы

Рассмотрим случай, когда ускоренная мишень ограниченной массы движется в продольном направлении с ультрарелятивистской скоростью, т.е.  $p_x/m_\alpha c \gg 1$ . Мишень расширяется или сужается в поперечных направлениях с компонентами импульса, удовлетворяющими условиям:  $p_y/p_x \ll 1$  и  $p_z/p_x \ll 1$ , т.е. поперечный импульс относительно мал по сравнению с продольным. Используя эти условия, найдем решения уравнений (41) и (42), предполагая, что координаты  $y$  и  $z$  зависят от импульсов и лагранжевых координат следующим образом:

$$y = \Lambda_y(t) \eta, \quad z = \Lambda_z(t) \zeta, \quad (72)$$

что соответствует локальному максимуму или минимуму в  $x(t)$ , где  $x(t)$  локально независима от  $\eta$  и  $\zeta$ . В этом случае в уравнении (41) поперечные компоненты импульса в правой части сокращаются, следовательно,

$$p_y = \pi_y^0 \eta, \quad p_z = \pi_z^0 \zeta, \quad (73)$$

$$\frac{d\Lambda_y}{dt} = \frac{\pi_y^0}{m_\alpha \gamma(t)}, \quad \frac{d\Lambda_z}{dt} = \frac{\pi_z^0}{m_\alpha \gamma(t)}, \quad (74)$$

$\pi_y^0$  и  $\pi_z^0$  – константы, а  $\gamma(t)$  – релятивистский гамма-фактор мишени. В нашем приближении гамма-фактор выражается как  $\gamma = \sqrt{1 + (p_x/m_\alpha c)^2}$ . Для уравнений (74) начальные условия  $\Lambda_y(0) = 1$  и  $\Lambda_z(0) = 1$ . Поверхностная плотность изменяется со временем:

$$nl = \frac{n_0 l_0}{\Lambda_y \Lambda_z}. \quad (75)$$

Подставив эти выражения в продольную компоненту уравнения (41), получим уравнение для  $p_x$ :

$$\frac{dp_x}{dt} = \frac{m_\alpha v_E^2}{l_0} \left( \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) \Lambda_y \Lambda_z, \quad (76)$$

где

$$v_E^2 = \frac{E^2}{2\pi n_0 m_\alpha}. \quad (77)$$

Из уравнения (74) найдем связь между функциями  $\Lambda_y(t)$  и  $\Lambda_z(t)$ ,

$$\frac{\Lambda_y - 1}{\Lambda_z - 1} = \frac{\tau_{ex,z}}{\tau_{ex,y}} = \chi, \quad (78)$$

где  $\tau_{ex,y} = m_\alpha/\pi_y^0$  и  $\tau_{ex,z} = m_\alpha/\pi_z^0$  – характерные величины времени расширения/сжатия вдоль осей  $y$  и  $z$  соответственно, а их отношение  $\chi$ , по сути, является относительным поперечным сжатием.

Рассмотрим условия прозрачности расширяющейся в поперечном направлении мишени ограниченной массы, ускоряемой в радиационно-доминантном режиме. Учитывая уравнение (78), перепишем уравнение (76) в следующем виде:

$$\frac{dp_x}{dt} = \frac{m_\alpha v_E^2}{l_0} \left( \frac{m_\alpha c\gamma - p_x}{m_\alpha c\gamma + p_x} \right) \Lambda_y (\chi\Lambda_y - \chi + 1). \quad (79)$$

Предполагая, что  $\Lambda_y$  является функцией момента  $p_x$ , из уравнения (74) получим

$$\frac{d\Lambda_y}{dp_x} \frac{dp_x}{dt} = \frac{\pi_y^0}{m_\alpha \gamma}. \quad (80)$$

Подстановка  $(dp_x)/dt$  из уравнения (79) в левую часть уравнения (80) дает

$$\Lambda_y (\chi\Lambda_y - \chi + 1) \frac{d\Lambda_y}{dp_x} = \frac{\pi_y^0 l_0}{m_\alpha^2 v_E^2 \gamma} \left( \frac{m_\alpha c\gamma + p_x}{m_\alpha c\gamma - p_x} \right). \quad (81)$$

Проинтегрировав это уравнение, получим

$$\frac{(m_\alpha c\gamma + p_x) p_x}{m_\alpha^2 c^2} = \mu^2 \int_1^{\Lambda_y} h^2(s) (\chi s - \chi + 1) ds, \quad (82)$$

где  $\mu = m_\alpha \omega_0 / \pi_y^0$ , а  $h^2(\Lambda_y) = E^2(x, t) \pi_y^0 / (2\pi n_0 l_0 m_\alpha^2 \omega_0^2 c)$ , т.е. зависимость электрического поля лазерного импульса от координаты и времени  $E(x, t)$  выражена через его зависимость от  $\Lambda_y$ .

Мы хотим найти решение, которое удовлетворяет следующим условиям [101].

- 1) Мишень бесконечно ускоряется:

$$p_x \rightarrow \infty \quad \text{для} \quad t \rightarrow \infty, \quad p_x > 0, \quad \dot{p}_x > 0. \quad (83)$$

- 2) Мишень непрозрачна для внешнего поля. В системе покоя мишени это условие требует  $E \leq 2\pi n e l [(1 + \beta) / (1 - \beta)]^{1/2}$ , или, что то же самое:

$$h(\Lambda_y) \leq \sqrt{\frac{2\pi e^2 n_0 l_0 \pi_y^0}{m_\alpha^4 \omega_0^2 c^3} \frac{m_\alpha c\gamma + p_x}{\Lambda_y (\chi\Lambda_y - \chi + 1)}}. \quad (84)$$

- 3) Фаза лазерного импульса, наблюдаемая электронами мишени при  $t \rightarrow \infty$ , становится постоянной:

$$\int_0^t \frac{dt}{\gamma (m_\alpha c\gamma + p_x)} < \frac{\psi^*}{m_\alpha^2 c \omega_0} \quad \text{или} \quad \int_0^{p_x} \frac{d\Lambda_y}{dp_x} \frac{dp_x}{\gamma (m_\alpha c\gamma + p_x)} < \frac{\psi^* \pi_y^0}{m_\alpha^2 c \omega_0}. \quad (85)$$

- 4) Амплитуда лазерного импульса ограничена сверху:

$$h^2(\Lambda_y) = \frac{(m_\alpha c\gamma + p_x)^2}{m_\alpha^2 c^3 \mu^2 \gamma \Lambda_y (\chi\Lambda_y - \chi + 1) (d\Lambda_y/dp_x)} \leq h_0^2. \quad (86)$$

Из уравнений (81) с условием (84) получим условие непрозрачности мишени:

$$\frac{1}{\gamma} \leq \frac{2\pi e^2 n_0 l_0 m_\alpha}{\pi_y^0} \frac{d\Lambda_y}{dp_x} \frac{1}{(\chi\Lambda_y - \chi + 1)}. \quad (87)$$

При  $\chi \neq 1$  интегрирование (87) даёт

$$\frac{m_\alpha c \gamma + p_x}{m_\alpha c \gamma_1 + p_1} \leq \left( \frac{\Lambda_y \chi \Lambda_1 - \chi + 1}{\Lambda_1 \chi \Lambda_y - \chi + 1} \right)^{2\pi e^2 n_0 l_0 / (\pi_y^0 c (1-\chi))}, \quad (88)$$

где  $\Lambda_1 = \Lambda_y(p_1)$ . Если  $\chi = 1$ , то

$$\frac{m_\alpha c \gamma + p_x}{m_\alpha c \gamma_1 + p_1} \leq \exp \left[ \frac{2\pi e^2 n_0 l_0}{\pi_y^0 c} \left( \frac{1}{\Lambda_1} - \frac{1}{\Lambda_y} \right) \right]. \quad (89)$$

Если  $\chi = 0$ , то мишень расширяется только в одном направлении, и

$$m_\alpha c \gamma + p_x \leq m_\alpha c \Lambda_y^{2\pi e^2 n_0 l_0 / (\pi_y^0 c)}. \quad (90)$$

Из этих соотношений следует, что условие непрозрачности может быть выполнено только если мишень расширяется в одном направлении: либо вдоль  $y$ , либо вдоль  $z$ . Однако даже в случае, когда мишень расширяется одинаково вдоль обеих осей  $y$  и  $z$ , ионы могут приобрести импульс, экспоненциально растущий во времени при условии  $2\pi e^2 n_0 l_0 / (\pi_y^0 c \Lambda_1) \gg 1$ , которое еще можно записать как  $\omega_{p\alpha}^2 l_0 \tau_{\text{ex}} / (2c \Lambda_1)$ , где  $\omega_{p\alpha} = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m_\alpha}$ . Максимальный импульс, приобретенный до момента, когда мишень становится прозрачной, пропорционален  $\exp[\omega_{p\alpha}^2 l_0 \tau_{\text{ex}} / (2c \Lambda_1)]$ .

Используя уравнение (82), мы можем переписать условие «заморозки» фазы, данное в уравнении (85) в форме [101]:

$$\psi = \frac{m_\alpha \omega_0}{\sqrt{2\pi_y^0 \mu}} \int_1^{\Lambda_y} \frac{ds}{\sqrt{\int_1^s h^2(s') s' (\chi s' - \chi + 1) ds' + 1}} < \psi^*. \quad (91)$$

Если  $h(\Lambda_y) > h_{\min} > 0$ ,  $\Lambda_y \rightarrow \infty$ , это условие асимптотически переходит в  $\psi^* \geq \sqrt{6/\chi} [m_\alpha \omega_0 / (\pi_y^0 \mu h_{\min})]$ . В этом случае, когда зависимость  $h$  от  $\Lambda_y$  при  $\Lambda_y \rightarrow \infty$  имеет форму  $h(\Lambda_y) = h_0 \Lambda_y^{-m}$ , где  $m > 0$ , фаза  $\psi$  становится замороженной при  $\psi^* \geq \sqrt{(6-2m)/\chi} [m_\alpha \omega_0 / (\pi_y^0 \mu (1-m))]$  при  $m < 1$ . В обоих случаях импульс мишени растет неограниченно,  $p_x \rightarrow \infty$  при  $\Lambda_y \rightarrow \infty$ .

## Заключение

В настоящей работе рассмотрены различные аспекты ускорения электронных мишеней с помощью электромагнитных волн и определены коэффициенты пропускания и отражения.

Рассмотрена модель прохождения света через сверхтонкий электронный слой, в которой учитывались силы радиационного давления и кулоновские силы. Были получены приближенные аналитические выражения для прошедшего и отраженного полей, вычисленных в модели летящего зеркала. Здесь можно различать два режима прохождения электронной мишени: режим сильного отражения и режим высокой прозрачности. Для малых амплитуд падающей волны ( $a_0 < \alpha$ ) устанавливается режим сильного отражения. При больших  $\alpha$  электронный слой становится практически непрозрачным. Причем при  $a_0 \ll \alpha$  отраженное поле синусоидально, в то время как при  $a_0 \sim \alpha$  как отраженное, так и прошедшее поле сильно обогащены высшими гармониками.

В режиме высокой прозрачности, когда  $a_0 \gg \alpha \sqrt{2}$ , параметры прошедшей волны зависят не только от амплитуды падающей волны, но и от времени. Для достаточно продолжительных по времени импульсов коэффициент пропускания близок к единице. Кроме того, амплитудный коэффициент пропускания зависит и от формы огибающей лазерного импульса. Гармоник в прошедшем поле практически не наблюдается, в то время как отраженная волна в этом режиме имеет очень широкий спектральный диапазон.

Верность полученных результатов подтверждается численным моделированием [33], сравнением с моделью релятивистского зеркала [63, 66, 67] и моделью чисто кулоновского взаимодействия [38]. Эти сравнения показывают, что рассматриваемая модель летящего зеркала более адекватно описывает прохождение высокоинтенсивных лазерных импульсов через реальные лазерные слои.

При рассмотрении электронных мишеней ограниченной массы в трехмерном случае было показано, что поперечное расширение мишени, ускоряемой в радиационно-доминантном режиме, увеличивает энергию электронов. В релятивистском пределе фаза электромагнитной волны, видимая электронами мишени, становится «замороженной», что является свидетельством неограниченного ускорения. Этот эффект при использовании лазерных импульсов определенной формы позволяет значительно увеличить энергию ускоряемых ионов. Результаты численного моделирования ускорения мишеней ограниченной массы в радиационно-доминантном режиме [101] показывают значительное увеличение энергий поперечно расширяющихся мишеней.

## Литература

1. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. Optics in the relativistic regime // *Reviews of Modern Physics*. 2006. V. 78, N 2. P. 309–371.
2. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Reviews of Modern Physics*. 2009. V. 81, N 3. P. 1229–1285.
3. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. Review of laser-driven ion sources and their applications // *Reports on Progress in Physics*. 2012. V. 75, N 5. P. 056401.
4. Borghesi M., Fuchs J., Bulanov S.V., Mackinnon A.J., Patel P.K., Roth M. Fast ion generation by high-intensity laser irradiation of solid targets and applications // *Fusion Science and Technology*. 2006. V. 49, N 3. P. 412–439.
5. Ечкина Е.Ю., Иновенков И.Н., Есиркепов Т.Ж., Пегораро Ф., Боргези М., Буланов С.В. О зависимости энергии ионов от параметров лазерного импульса и мишени в радиационно-доминантном режиме ускорения // *Физика плазмы*. 2010. Т. 36, вып. 1. С. 17–32.
6. Bulanov S.V., Califano F., Dudnikova G.I., Esirkepov T.Zh., Inovenkov I.N., Kamenets F.F., Liseikina T.V., Lontano M., Mima K., Naumova N.M., Nishihara K., Pegoraro F., Ruhl H., Sakharov A.S., Sentoku Y., Vshivkov V.A., Zhakhovskii V.V. Relativistic interaction of laser pulses with plasmas // *Reviews of Plasma Physics*, edited by Shafranov V.D. New York: Kluwer Academic/Plenum, 2001. V. 22. P. 227–335.
7. Векслер В.И. Когерентный принцип ускорения заряженных частиц // *Атомная энергия*. 1957. Т. 2, вып. 5. С. 427–430.
8. Passoni M., Tikhonchuk V.T., Lontano M., Bychenkov V.Yu. Charge separation effects in solid targets and ion acceleration with a two-temperature electron distribution // *Physical Review E*. 2004. V. 69, N 2. P. 026411.
9. Nishiuchi M., Fukumi A., Daido H., Li Z., Sagisaka A., Ogura K., Orimo S., Kado M., Hayashi Y., Mori M., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Nemoto K., Oishi Y., Nayuki T., Fujii T., Noda A., Iwashita Y., Shirai T., Nakamura S. The laser proton acceleration in the strong charge separation regime // *Physics Letters A*. 2006. V. 357, N 4–5. P. 339–344.
10. Passoni M., Lontano M. Theory of Light-Ion Acceleration Driven by a Strong Charge Separation // *Physical Review Letters*. 2008. V. 101, N 11. P. 115001.
11. Andreev A., Levy A., Ceccotti T., Thauray C., Platonov K., Loch R.A., Martin Ph. Fast-Ion Energy-Flux Enhancement from Ultrathin Foils Irradiated by Intense and High-Contrast Short Laser Pulses // *Physical Review Letters*. 2008. V. 101, N 15. P. 155002.

12. Кузнецов А.В., Есиркепов Т.Ж., Каменец Ф.Ф., Буланов С.В. Об эффективности ускорения ионов релятивистски сильным лазерным импульсом в докритической плазме // Физика плазмы. 2001. Т. 27, вып. 3. С. 225–234.
13. Matsukado K., Esirkeпов T., Kinoshita K., Daido H., Utsumi T., Li Z., Fukumi A., Hayashi Y., Orimo S., Nishiuchi M., Bulanov S.V., Tajima T., Noda A., Iwashita Y., Shirai T., Takeuchi T., Nakamura S., Yamazaki A., Ikegami M., Mihara T., Morita A., Uesaka M., Yoshii K., Watanabe T., Hosokai T., Zhidkov A., Ogata A., Wada Y., Kubota T. Energetic Protons from a Few-Micron Metallic Foil Evaporated by an Intense Laser Pulse // Physical Review Letters. 2003. V. 91, N 21. P. 215001.
14. Буланов С.В., Есиркепов Т.Ж., Каменец Ф.Ф., Соколов Д.В., Дылов Д.В. Ускорение ионов в дипольном вихре в короне лазерной плазмы // Физика плазмы. 2005. Т. 31, вып. 5. С. 409–421.
15. Yogo A., Daido H., Bulanov S.V., Nemoto K., Oishi Y., Nayuki T., Fujii T., Ogura K., Orimo S., Sagisaka A., Ma J.-L., Esirkeпов T.Zh., Mori M., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S., Nakamura S., Noda A., Nagatomo H., Kimura T., Tajima T. Laser ion acceleration via control of the near-critical density target // Physical Review E. 2008. V. 77, N 1. P. 016401.
16. Bulanov S.V., Esirkeпов T.Zh. Comment on «Collimated Multi-MeV Ion Beams from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasma» // Physical Review Letters. 2007. V. 98, N 4. P. 049503.
17. Last I., Schek I., Jortner J. Energetics and dynamics of Coulomb explosion of highly charged clusters // The Journal of Chemical Physics. 1997. V. 107, N 17. P. 6685–6692.
18. Nishihara K., Amitani H., Murakami M., Bulanov S.V., Esirkeпов T.Zh. High energy ions generated by laser driven Coulomb explosion of cluster // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2001. V. 464, N 1–3. P. 98–102.
19. Kovalev V.F., Bychenkov V.Yu. Analytic Solutions to the Vlasov Equations for Expanding Plasmas // Physical Review Letters. 2003. V. 90, N 18. P. 185004.
20. Echkina E.Y., Inovenkov I.N., Esirkeпов T.Zh., Fukuda Y., Koga J., Bulanov S.V. Propagation of the high power laser pulse in multicomponent cluster targets // Laser Physics. 2009. V. 19, N 2. P. 228–230.
21. Nakamura T., Fukuda Y., Yogo A., Tampo M., Kando M., Hayashi Y., Kameshima T., Pirozhkov A.S., Esirkeпов T.Zh., Pikuz T.A., Faenov A.Ya., Daido H., Bulanov S.V. Coulomb implosion mechanism of negative ion acceleration in laser plasmas // Physics Letters A. 2009. V. 373, N 30. P. 2584–2587.
22. Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A.M., Falcone R.W., Perry M.D. Interaction of intense laser pulses with atomic clusters // Physical Review A. 1996. V. 53, N 5. P. 3379–3402.
23. Ditmire T., Tisch J.W.G., Springate E., Mason M.B., Hay N., Smith R.A., Marangos J., Hutchinson M.H.R. High-energy ions produced in explosions of superheated atomic clusters // Nature. 1997. V. 386, N 6620. P. 54–56.
24. Last I., Jortner J. Nuclear Fusion induced by Coulomb Explosion of Heteronuclear Clusters // Physical Review Letters. 2001. V. 87, N 3. P. 033401.
25. Hohenberger M., Symes D.R., Madison K.W., Sumeruk A., Dyer G., Edens A., Grigsby W., Hays G., Teichmann M., Ditmire T. Dynamic Acceleration Effects in Explosions of Laser-Irradiated Heteronuclear Clusters // Physical Review Letters. 2005. V. 95, N 19. P. 195003.

26. *Sakabe S., Shimizu S., Hashida M., Sato F., Tsuyukushi T., Nishihara K., Okihara S., Kagawa T., Izawa Y., Imasaki K., Iida T.* Generation of high-energy protons from the Coulomb explosion of hydrogen clusters by intense femtosecond laser pulses // *Physical Review A*. 2004. V. 69, N 2. P. 023203.
27. *Гуревич А.В., Парийская Л.В., Путаевский Л.П.* Автомодельное движение разреженной плазмы // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. 1966. Т. 49, вып. 2. С. 647–654.
28. *Mora P.* Plasma Expansion into a Vacuum // *Physical Review Letters*. 2003. V. 90, N 18. P. 185002.
29. *Буланов С.В., Есиркепов Т.Ж., Кога Дж., Таджима Т.* Взаимодействие электромагнитных волн с плазмой в радиационно-доминантном режиме // *Физика плазмы*. 2004. Т. 30, вып. 3. С. 221–240.
30. *Гуревич А.В., Парийская Л.В., Путаевский Л.П.* Ускорение ионов при расширении разреженной плазмы // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. 1973. Т. 63, вып. 2. С. 516–531.
31. *Hairapetian G., Stenzel R.L.* Expansion of a Two-Electron-Population Plasma into Vacuum // *Physical Review Letters*. 1988. V. 61, N 14. P. 1607–1610.
32. *Bulanov S.V., Esirkepov, Migliozzi P., Pegoraro F., Tajima T., Terranova F.* Neutrino oscillation studies with laser-driven beam dump facilities // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2005. V. 540, N 1. — P. 25–41.
33. *Esirkepov T.Zh., Borghesi M., Bulanov S.V., Mourou G., Tajima T.* Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime // *Physical Review Letters*. 2004. V. 92, N 17. P. 175003.
34. *Буланов С.В., Есиркепов Т.Ж., Кога Дж., Таджима Т., Фарина Д.* К вопросу о верхнем пределе энергии быстрых ионов, ускоренных на фронте расширяющегося в вакуум облака релятивистских электронов // *Физика плазмы*. 2004. Т. 30, вып. 1. С. 21–32.
35. *Pegoraro F., Bulanov S.V.* Photon Bubbles and Ion Acceleration in a Plasma Dominated by the Radiation Pressure of an Electromagnetic Pulse // *Physical Review Letters*. 2007. V. 99, N 6. P. 065002.
36. *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Pegoraro F., Borghesi M.* On the ion acceleration by high power electromagnetic waves in the radiation pressure dominated regime // *Comptes Rendus Physique*. 2009. V. 10, N 2. P. 216–226.
37. *Klito O., Psikal J., Limpouch J., Tikhonchuk V.T.* Monoenergetic ion beams from ultrathin foils irradiated by ultrahigh-contrast circularly polarized laser pulses // *Physical Review Special Topics Accelerators and Beams*. 2008. V. 11, N 3. P. 031301.
38. *Bulanov S.S., Brantov A., Bychenkov V.Yu., Chvykov V., Kalinchenko G., Matsuoka T., Rousseau P., Reed S., Yanovsky V., Litzenberg D.W., Krushelnick K., Maksimchuk A.* Accelerating monoenergetic protons from ultrathin foils by flat-top laser pulses in the directed-Coulomb-explosion regime // *Physical Review E*. 2008. V. 78, N 2. P. 026412.
39. *Esirkepov T., Yamagiwa M., Tajima T.* Laser Ion-Acceleration Scaling Laws Seen in Multiparametric Particle-in-Cell Simulations // *Physical Review Letters*. 2006. V. 96, N 10. P. 105001.
40. *Liseykina T.V., Borghesi M., Macchi A., Tuveri S.* Radiation pressure acceleration by ultraintense laser pulses // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2008. V. 50, N 12. P. 124033.



41. *Chen M., Pukhov A., Sheng Z.M., Yan X.Q.* Laser mode effects on the ion acceleration during circularly polarized laser pulse interaction with foil targets // *Physics of Plasmas*. 2008. V. 15, N 11. P. 113103.
42. *Yan X.Q., Lin C., Sheng Z.M., Guo Z.Y., Liu B.C., Lu Y.R., Fang J.X., Chen J.E.* Generating High-Current Monoenergetic Proton Beams by a Circularly Polarized Laser Pulse in the Phase-Stable Acceleration Regime // *Physical Review Letters*. 2008. V. 100, N 13. P. 135003.
43. *Rykovanov S.G., Schreiber J., Meyer-ter-Vehn J., Bellei C., Henig A., Wu H.C., Geissler M.* Ion acceleration with ultra-thin foils using elliptically polarized laser pulses // *New Journal of Physics*. 2008. V. 10, N 11. P. 113005.
44. *Davis J., Petrov G.M.* Generation of GeV ion bunches from high-intensity laser-target interactions // *Physics of Plasmas*. 2009. V. 16, N 2. P. 023105.
45. *Qiao B., Zepf M., Borghesi M., Geissler M.* Stable GeV Ion-Beam Acceleration from Thin Foils by Circularly Polarized Laser Pulses // *Physical Review Letters*. 2009. V. 102, N 14. P. 145002.
46. *Naumova N., Schlegel T., Tikhonchuk V.T., Labaune C., Sokolov I.V., Mourou G.* Hole Boring in a DT Pellet and Fast-Ion Ignition with Ultraintense Laser Pulses // *Physical Review Letters*. 2009. V. 102, N 2. P. 025002.
47. *Зельдович Я.Б., Илларионов А.Ф.* Рассеяние сильной волны электроном в магнитном поле // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. 1972. Т. 61, вып. 3. С. 880–885.
48. *Steiger A.D., Woods C.H.* Intensity-Dependent Propagation Characteristics of Circularly Polarized High-Power Laser Radiation in a Dense Electron Plasma // *Physical Review A*. 1972. V. 5, N 3. P. 1467–1474.
49. *Зельдович Я.Б.* Взаимодействие свободных электронов с электромагнитным излучением // *Успехи физических наук*. 1975. Т. 115, вып. 2. С. 161–197.
50. *Zhidkov A., Koga J., Sasaki A., Uesaka M.* Radiation Damping Effects on the Interaction of Ultraintense Laser Pulses with an Overdense Plasma // *Physical Review Letters*. 2002. V. 88, N 18. P. 185002.
51. *Koga J., Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V.* Nonlinear Thomson scattering in the strong radiation damping regime // *Physics of Plasmas*. 2005. V. 12, N 9. P. 093106.
52. *Keitel C.H., Szymanowski C., Knight P.L., Maquet A.* Radiative reaction in ultra-intense laser-atom interaction // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 1998. V. 31, N 3. P. L75–L83.
53. *Koga J., Esirkepov T.Z., Bulanov S.V.* Nonlinear Thomson scattering with strong radiation damping // *Journal of Plasma Physics*. 2006. — V. 72, N 6. P. 1315–1318.
54. *Berezhiani V.I., Mahajan S.M., Yoshida Z.* Plasma acceleration and cooling by strong laser field due to the action of radiation reaction force // *Physical Review E*. 2008. V. 78, N 6. P. 066403.
55. *Di Piazza, A.* Exact Solution of the Landau-Lifshitz Equation in a Plane Wave // *Letters in Mathematical Physics*. 2008. V. 83, N 3. P. 305–313.
56. *Kar S., Borghesi M., Bulanov S.V., Macchi A., Key M.H., Liseykina T.V., Mackinnon A.J., Patel P.K., Romagnani L., Schiavi A., Willi O.* Plasma Jets Driven by Ultraintense-Laser Interaction with Thin Foils // *Physical Review Letters*. 2008. V. 100, N 22. P. 225004.
57. *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Habs D., Pegoraro F., Tajima T.* Relativistic laser-matter interaction and relativistic laboratory astrophysics // *The European Physical Journal D*. 2009. V. 55, N 2. P. 483–507.

58. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 621 с.
59. *Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Nur M.S., Suk H.* Flying mirror model for interaction of a super-intense nonadiabatic laser pulse with a thin plasma layer: Dynamics of electrons in a linearly polarized external field. // *Physics of Plasmas*. 2007. V. 14, N 11. P. 113101.
60. *Бэдсел Ч., Ленгдон А.* Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.
61. *Ильин А.С., Кулагин В.В., Черепенин В.А.* Ускорение плотных электронных ступок фронтом мощной электромагнитной волны // *Физика плазмы*. 2001. Т. 27, вып. 12. С. 1111–1120.
62. *Ильин А.С., Кулагин В.В., Черепенин В.А.* Радиационные эффекты в модели электронных листов // *Радиотехника и электроника*. 1999. Т. 44, вып. 4. С. 389–400.
63. *Vshivkov V.A., Naumova N.M., Pegoraro F., Bulanov S.V.* Nonlinear electrodynamic of the interaction of ultra-intense laser pulses with a thin foil // *Physics of Plasmas*. 1998. V. 5, N 7. P. 2727–2741.
64. *Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Suk H.* Compression and acceleration of dense electron bunches by ultraintense laser pulses with sharp rising edge // *Physics of Plasmas*. 2004. V. 11, N 11. P. 5239–5249.
65. *Kulagin V.V., Suk H.* Formation of Relativistic Electron Mirrors in Laser-Plasma Interactions // *Journal of the Korean Physical Society*. 2004. V. 44, N 5. P. 1282–1293.
66. *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Naumova N.M., Pegoraro F., Pogorelsky I.V., Pukhov A.M.* Controlled wake field acceleration via laser pulse shaping // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1996. V. 24, N 2. P. 393–399.
67. *Bulanov S.V., Macchi A., Pegoraro F.* On the theory of ionization of a thin foil by a laser pulse // *Physics letters A*. 1998. V. 245, N 5. P. 439–444.
68. *Паули В.* Теория относительности: Пер. с нем. и англ. 3-е изд., испр. / Под ред. Гинзбурга В.Л. и Фролова В.П. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. 328 с.
69. *Esirkepov T.Zh.* Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor // *Computer Physics Communications*. 2001. V. 135, N 2. P. 144–153.
70. *Pegoraro F., Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V.* Special relativity in action in laser produced plasmas // *Physics Letters A*. 2005. V. 347, N 1–3. P. 133–142.
71. *Dodonov V.V.* Nonstationary Casimir Effect and Analytical Solutions for Quantum Fields in Cavities with Moving Boundaries // *Advances in Chemical Physics, Modern Nonlinear Optics, Part I*. 2001. V. 119. P. 309–394.
72. *Bordag M., Mohideen U., Mostepanenko V.M.* New developments in the Casimir effect // *Physics Reports*. 2001. V. 353, № 1–3. P. 1–205.
73. *Fedotov A.M., Lozovik Yu.E., Narozhny N.B., Petrosyan A.N.* Dynamical Casimir effect in a one-dimensional uniformly contracting cavity // *Physical Review A*. 2006. V. 74, N 1. P. 013806.
74. *Crispino L.C.B., Higuchi A., Matsas G.E.A.* The Unruh effect and its applications // *Reviews of Modern Physics*. 2008. V. 80. P. 787.
75. *Marklund M., Shukla P.K.* Nonlinear collective effects in photon-photon and photon-plasma interactions // *Reviews of Modern Physics*. 2006. V. 78, N 2. P. 591–640.
76. *Salamon Y.I., Hu S.X., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H.* Relativistic high-power laser-matter interactions // *Physics Reports*. 2006. V. 427, N 2–3. P. 41–155.
77. *Bulanov S.V., Naumova N.M., Pegoraro F.* Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma // *Physics of Plasmas*. 1994. V. 1, N 3. P. 745–757.

78. *Pirozhkov A.S., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh. Mori M., Sagisaka A., Daido H.* Attosecond pulse generation in the relativistic regime of the laser–foil interaction: The sliding mirror model // *Physics of Plasmas*. — 2006. V. 13, N 1. P. 013107.
79. *Lichters R., Meyer–ter–Vehn J., Pukhov A.* Short–pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity // *Physics of Plasmas*. 1996. V. 3, N 9. P. 3425–3437.
80. *Pirozhkov A.S., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Moria M., Sagisaka A., Daido H.* Generation of high-energy attosecond pulses by the relativistic-irradiance short laser pulse interacting with a thin foil // *Physics Letters A*. 2006. V. 349, N 1–4. P. 256–263.
81. *Thaury C., Quere F., Geindre J.-P., Levy A., Ceccotti T., Monot P., Bougeard M., Reau F., d’Oliveira P., Audebert P., Marjoribanks R., Martin Ph.* Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics // *Nature Physics*. 2007. V. 3, N 6. P. 424–429.
82. *Dromey B., Kar S., Bellei C., Carroll D.C., Clarke R.J., Green J.S., Kneip S., Markey K., Nagel S.R., Simpson P.T., Willingale L., McKenna P., Neely D., Najmudin Z., Krushelnick K., Norreys P.A., Zepf M.* Bright Multi-keV Harmonic Generation from Relativistically Oscillating Plasma Surfaces // *Physical Review Letters*. 2007. V. 99, N 8. P. 085001.
83. *Boyd T.J.M., Ondarza-Rovira R.* Plasma Modulation of Harmonic Emission Spectra from Laser-Plasma Interactions // *Physical Review Letters*. 2007. V. 98, N 10. P. 105001.
84. *Tarasevitch A., Lobov K., Wunsche C., von der Linde D.* Transition to the Relativistic Regime in High Order Harmonic Generation // *Physical Review Letters*. 2007. V. 98, N 10. P. 103902.
85. *Rykovanov S.G., Geissler M., Meyer-ter-Vehn J., Tsakiris G.D.* Intense single attosecond pulses from surface harmonics using the polarization gating technique // *New Journal of Physics*. 2008. V. 10. P. 025025.
86. *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Tajima T.* Light Intensification towards the Schwinger Limit // *Physical Review Letters*. 2003. V. 91, N 8. P. 085001.
87. *Kando M., Fukuda Y., Pirozhkov A.S., Ma J., Daito I., Chen L.-M., Esirkepov T.Zh., Ogura K., Homma T., Hayashi Y., Kotaki H., Sagisaka A., Mori M., Koga J.K., Daido H., Bulanov S.V., Kimura T., Kato Y., Tajima T.* Demonstration of Laser–Frequency Upshift by Electron–Density Modulations in a Plasma Wakefield // *Physical Review Letters*. 2007. V. 99, N 13. P. 135001.
88. *Pirozhkov A.S., Ma J., Kando M., Esirkepov T.Zh., Fukuda Y., Chen L.-M., Daito I., Ogura K., Homma T., Hayashi Y., Kotaki H., Sagisaka A., Mori M., Koga J.K., Kawachi T., Daido H., Bulanov S.V., Kimura T., Kato Y., Tajima T.* Frequency multiplication of light back–reflected from a relativistic wake wave // *Physics of Plasmas*. 2007. V. 14, N 12. P. 123106.
89. *Naumova N.M., Nees J.A., Sokolov I.V., Hou B., Mourou G.A.* Relativistic Generation of Isolated Attosecond Pulses in a  $\lambda^3$  Focal Volume // *Physical Review Letters*. 2004. V. 92, N 6. P. 063902.
90. *Bulanov S.S., Esirkepov T.Zh., Kamenets F.F., Pegoraro F.* Single–cycle high–intensity electromagnetic pulse generation in the interaction of a plasma wakefield with regular nonlinear structures // *Physical Review E*. 2006. V. 73, N 3. P. 036408.
91. *Naumova N.M., Nees J.A., Mourou G.A.* Relativistic attosecond physics // *Physics of Plasmas*. 2005. V. 12, N 5. P. 056707.
92. *Розанов Н.Н.* Преобразование электромагнитного излучения на движущихся неоднородностях среды // *Письма в ЖЭТФ*. 2008. Т. 88, вып. 8. С. 577–580.

93. *Habs D., Hegelich M., Schreiber J., Gross M., Henig A., Kiefer D., Jung D.* Dense laser-driven electron sheets as relativistic mirrors for coherent production of brilliant X-ray and  $\gamma$ -ray beams // *Applied Physics B*. 2008. V. 93, N 2. P. 349–354.
94. *Ott E.* Nonlinear Evolution of the Rayleigh–Taylor Instability of a Thin Layer // *Physical Review Letters*. 1972. V. 29, N 21. P. 1429–1432.
95. *Manheimer W., Colombant D., Ott E.* Three-dimensional, nonlinear evolution of the Rayleigh–Taylor instability of a thin layer // *Physics of Fluids*. 1984. V. 27, N 8. P. 2164–2175.
96. *Taguchi T., Mima K.* Pseudo–three–dimensional simulation on stability of thin shell target implosion // *Physics of Plasmas*. 1995. V. 2, N 7. P. 2790–2795.
97. *Pegoraro F., Bulanov S.V., Sakai J., Tomassini G.* Three–dimensional singularities of a thin plasma slab // *Physical Review E*. 2001. V. 64, N 1. P. 016415.
98. *Бюшгенс С.С.* Дифференциальная геометрия. 3-е изд. М.: ЛКИ, 2008. 302 с.
99. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. 7-е изд., испр. М.: Наука, 1988. 512 с.
100. *Арнольд В.И.* Теория катастроф. 3-е изд., доп. М.: Наука, 1990. 128 с.
101. *Bulanov S.V., Echkina E.Yu., Esirkepov T.Zh., Inovenkov I.N., Kando M., Pegoraro F., Korn G.* Unlimited energy gain in the laser-driven radiation pressure dominant acceleration of ions // *Physics of Plasmas*. 2010. V. 17, N 6. P. 063102.

## References

1. *Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V.* Optics in the relativistic regime. *Reviews of Modern Physics*. 2006. V. 78, N 2. P. 309–371.
2. *Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.* Physics of laser–driven plasma–based electron accelerators. *Reviews of Modern Physics*. 2009. V. 81, N 3. P. 1229–1285.
3. *Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S.* Review of laser–driven ion sources and their applications. *Reports on Progress in Physics*. 2012. V. 75, N 5. P. 056401.
4. *Borghesi M., Fuchs J., Bulanov S.V., Mackinnon A.J., Patel P.K., Roth M.* Fast ion generation by high–intensity laser irradiation of solid targets and applications. *Fusion Science and Technology*. 2006. V. 49, N 3. S. 412–439.
5. *Echkina E.Iu., Inovenkov I.N., Esirkepov T.ZH., Pegoraro F., Borgezi M., Bulanov S.V.* O zavisimosti e'nergii ionov ot parametrov lazernogo impul'sa i misheni v radiatsionno–dominantnom rezhime uskoreniia. *Fizika plazmy*. 2010. V. 36, N 1. S. 17–32.
6. *Bulanov S.V., Califano F., Dudnikova G.I., Esirkepov T.Zh., Inovenkov I.N., Kamenets F.F., Liseikina T.V., Lontano M., Mima K., Naumova N.M., Nishihara K., Pegoraro F., Ruhl H., Sakharov A.S., Sentoku Y., Vshivkov V.A., Zhakhovskii V.V.* Relativistic interaction of laser pulses with plasmas. *Reviews of Plasma Physics*, edited by Shafranov V.D. New York: Kluwer Academic/Plenum, 2001. V. 22. P. 227–335.
7. *Veksler V.I.* Kogerentny'i' printcip uskoreniia zariazhenny'kh chastitc. *Atomnaia e'nergia*. 1957. T. 2, N 5. S. 427–430.
8. *Passoni M., Tikhonchuk V.T., Lontano M., Bychenkov V.Yu.* Charge separation effects in solid targets and ion acceleration with a two-temperature electron distribution. *Physical Review E*. 2004. V. 69, N 2. P. 026411.
9. *Nishiuchi M., Fukumi A., Daido H., Li Z., Sagisaka A., Ogura K., Orimo S., Kado M., Hayashi Y., Mori M., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Nemoto K., Oishi Y., Nayuki T., Fujii T., Noda A., Iwashita Y., Shirai T., Nakamura S.* The laser proton acceleration in the strong charge separation regime. *Physics Letters A*. 2006. V. 357, № 4–5. P. 339–344.

10. *Passoni M., Lontano M.* Theory of Light-Ion Acceleration Driven by a Strong Charge Separation. *Physical Review Letters*. 2008. V. 101, N 11. P. 115001.
11. *Andreev A., Levy A., Ceccotti T., Thaury C., Platonov K., Loch R.A., Martin Ph.* Fast-Ion Energy-Flux Enhancement from Ultrathin Foils Irradiated by Intense and High-Contrast Short Laser Pulses. *Physical Review Letters*. 2008. V. 101, N 15. P. 155002.
12. *Kuznetsov A.V., Esirkepov T.Zh., Kamenets F.F., Bulanov S.V.* Ob e'ffektivnosti uskoreniia ionov relativistski sil'ny'm lazerny'm impul'som v dokriticheskoii plazme. *Fizika plazmy*. 2001. T. 27, N 3. S. 225–234.
13. *Matsukado K., Esirkepov T., Kinoshita K., Daido H., Utsumi T., Li Z., Fukumi A., Hayashi Y., Orimo S., Nishiuchi M., Bulanov S.V., Tajima T., Noda A., Iwashita Y., Shirai T., Takeuchi T., Nakamura S., Yamazaki A., Ikegami M., Mihara T., Morita A., Uesaka M., Yoshii K., Watanabe T., Hosokai T., Zhidkov A., Ogata A., Wada Y., Kubota T.* Energetic Protons from a Few-Micron Metallic Foil Evaporated by an Intense Laser Pulse. *Physical Review Letters*. 2003. V. 91, N 21. P. 215001.
14. *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Kamenets F.F., Sokolov D.V., Dy'lov D.V.* Uskorenie ionov v dipol'nom vikhre v korone lazernoii plazmy. *Fizika plazmy*. 2005. T. 31, N 5. S. 409–421.
15. *Yogo A., Daido H., Bulanov S.V., Nemoto K., Oishi Y., Nayuki T., Fujii T., Ogura K., Orimo S., Sagisaka A., Ma J.-L., Esirkepov T.Zh., Mori M., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S., Nakamura S., Noda A., Nagatomo H., Kimura T., Tajima T.* Laser ion acceleration via control of the near-critical density target. *Physical Review E*. 2008. V. 77, N 1. P. 016401.
16. *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh.* Comment on «Collimated Multi-MeV Ion Beams from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasma» *Physical Review Letters*. 2007. V. 98, N 4. P. 049503.
17. *Last I., Schek I., Jortner J.* Energetics and dynamics of Coulomb explosion of highly charged clusters. *The Journal of Chemical Physics*. 1997. V. 107, N 17. P. 6685–6692.
18. *Nishihara K., Amitani H., Murakami M., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh.* High energy ions generated by laser driven Coulomb explosion of cluster. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2001. V. 464, N 1–3. P. 98–102.
19. *Kovalev V.F., Bychenkov V.Yu.* Analytic Solutions to the Vlasov Equations for Expanding Plasmas. *Physical Review Letters*. 2003. V. 90, N 18. P. 185004.
20. *Echkina E.Y., Inovenkov I.N., Esirkepov T.Zh., Fukuda Y., Koga J., Bulanov S.V.* Propagation of the high power laser pulse in multicomponent cluster targets. *Laser Physics*. 2009. V. 19, N 2. P. 228–230.
21. *Nakamura T., Fukuda Y., Yogo A., Tampo M., Kando M., Hayashi Y., Kameshima T., Pirozhkov A.S., Esirkepov T.Zh., Pikuz T.A., Faenov A.Ya., Daido H., Bulanov S.V.* Coulomb implosion mechanism of negative ion acceleration in laser plasmas. *Physics Letters A*. 2009. V. 373, N 30. P. 2584–2587.
22. *Ditmire, T. and Donnelly, T. and Rubenchik, A. M. and Falcone, R. W. and Perry, M. D.* Interaction of intense laser pulses with atomic clusters. *Physical Review A*. 1996. V. 53, N 5. P. 3379–3402.
23. *Ditmire T., Tisch J.W.G., Springate E., Mason M.B., Hay N., Smith R.A., Marangos J., Hutchinson M.H.R.* High-energy ions produced in explosions of superheated atomic clusters. *Nature*. 1997. V. 386, N 6620. P. 54–56.
24. *Last I., Jortner J.* Nuclear Fusion induced by Coulomb Explosion of Heteronuclear Clusters. *Physical Review Letters*. 2001. V. 87, N 3. P. 033401.



25. *Hohenberger M., Symes D.R., Madison K.W., Sumeruk A., Dyer G., Edens A., Grigsby W., Hays G., Teichmann M., Ditmire T.* Dynamic Acceleration Effects in Explosions of Laser-Irradiated Heteronuclear Clusters. *Physical Review Letters*. 2005. V. 95, N 19. P. 195003.
26. *Sakabe S., Shimizu S., Hashida M., Sato F., Tsuyukushi T., Nishihara K., Okihara S., Kagawa T., Izawa Y., Imasaki K., Iida T.* Generation of high-energy protons from the Coulomb explosion of hydrogen clusters by intense femtosecond laser pulses. *Physical Review A*. 2004. V. 69, N 2. P. 023203.
27. *Gurevich A.V., Parii'skaia L.V., Pitaevskii' L.P.* Avtomodel'noe dvizhenie razrezhennoi' plazmy'. *Zhurnal E'ksperimental'noi' i Teoreticheskoi' Fiziki*. 1966. V. 49, N 2. S. 647–654.
28. *Mora P.* Plasma Expansion into a Vacuum. *Physical Review Letters*. 2003. V. 90, N 18. P. 185002.
29. *Bulanov S.V., Esirkepov T.ZH., Koga Dzh., Tadzhima T.* Vzaimodei'stvie e'lektromagnitny'kh voln s plazmoi' v radiatsionno–dominantnom rezhime. *Fizika plazmy'*. 2004. V. 30, N 3. S. 221–240.
30. *Gurevich A.V., Parii'skaia L.V., Pitaevskii' L.P.* Uskorenie ionov pri rasshirenii razrezhennoi' plazmy'. *Zhurnal E'ksperimental'noi' i Teoreticheskoi' Fiziki*. 1973. V. 63, N 2. S. 516–531.
31. *Hairapetian G., Stenzel R.L.* Expansion of a Two-Electron-Population Plasma into Vacuum. *Physical Review Letters*. 1988. — V. 61, N 14. P. 1607–1610.
32. *Bulanov S.V., Esirkepov, Migliozzi P., Pegoraro F., Tajima T., Terranova F.* Neutrino oscillation studies with laser-driven beam dump facilities. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2005. V. 540, N 1. P. 25–41.
33. *Esirkepov T.Zh., Borghesi M., Bulanov S.V., Mourou G., Tajima T.* Highly Efficient Relativistic–Ion Generation in the Laser–Piston Regime. *Physical Review Letters*. 2004. V. 92, N 17. P. 175003.
34. *Bulanov S.V., Esirkepov T.ZH., Koga Dzh., Tadzhima T., Farina D.* K voprosu o verkhnem predele e'nergii by'stry'kh ionov, uskorenny'kh na fronte rasshiriaiushchegosia v vakuum oblaka relativistskikh e'lektronov. *Fizika plazmy'*. 2004. V. 30, N 1. S. 21–32.
35. *Pegoraro F., Bulanov S.V.* Photon Bubbles and Ion Acceleration in a Plasma Dominated by the Radiation Pressure of an Electromagnetic Pulse. *Physical Review Letters*. 2007. V. 99, N 6. P. 065002.
36. *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Pegoraro F., Borghesi M.* On the ion acceleration by high power electromagnetic waves in the radiation pressure dominated regime. *Comptes Rendus Physique*. 2009. V. 10, N 2. P. 216–226.
37. *Klimo O., Psikal J., Limpouch J., Tikhonchuk V.T.* Monoenergetic ion beams from ultrathin foils irradiated by ultrahigh–contrast circularly polarized laser pulses. *Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams*. 2008. V. 11, N 3. P. 031301.
38. *Bulanov S.S., Brantov A., Bychenkov V.Yu., Chvykov V., Kalinchenko G., Matsuoka T., Rousseau P., Reed S., Yanovsky V., Litzenberg D.W., Krushelnick K., Maksimchuk A.* Accelerating monoenergetic protons from ultrathin foils by flat–top laser pulses in the directed–Coulomb–explosion regime. *Physical Review E*. 2008. V. 78, N 2. P. 026412.
39. *Esirkepov T., Yamagiwa M., Tajima T.* Laser Ion–Acceleration Scaling Laws Seen in Multiparametric Particle-in-Cell Simulations. *Physical Review Letters*. 2006. V. 96, N 10. P. 105001.



40. *Liseykina T.V., Borghesi M., Macchi A., Tuveri S.* Radiation pressure acceleration by ultraintense laser pulses. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2008. V. 50, N 12. P. 124033.
41. *Chen M., Pukhov A., Sheng Z.M., Yan X.Q.* Laser mode effects on the ion acceleration during circularly polarized laser pulse interaction with foil targets. *Physics of Plasmas*. 2008. V. 15, N 11. P. 113103.
42. *Yan X.Q., Lin C., Sheng Z.M., Guo Z.Y., Liu B.C., Lu Y.R., Fang J.X., Chen J.E.* Generating High-Current Monoenergetic Proton Beams by a Circularly Polarized Laser Pulse in the Phase-Stable Acceleration Regime. *Physical Review Letters*. 2008. V. 100, N 13. P. 135003.
43. *Rykovanov S.G., Schreiber J., Meyer-ter-Vehn J., Bellei C., Henig A., Wu H.C., Geissler M.* Ion acceleration with ultra-thin foils using elliptically polarized laser pulses. *New Journal of Physics*. 2008. V. 10, N 11. P. 113005.
44. *Davis J., Petrov G.M.* Generation of GeV ion bunches from high-intensity laser-target interactions. *Physics of Plasmas*. 2009. V. 16, N 2. P. 023105.
45. *Qiao B., Zepf M., Borghesi M., Geissler M.* Stable GeV Ion-Beam Acceleration from Thin Foils by Circularly Polarized Laser Pulses. *Physical Review Letters*. 2009. V. 102, N 14. P. 145002.
46. *Naumova N., Schlegel T., Tikhonchuk V.T., Labaune C., Sokolov I.V., Mourou G.* Hole Boring in a DT Pellet and Fast-Ion Ignition with Ultraintense Laser Pulses. *Physical Review Letters*. 2009. V. 102, N 2. P. 025002.
47. *Zel'dovich Ia.B., Illarionov A.F.* Rasseianie sil'noi volny e'lektronov v magnitnom pole. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*. 1972. T. 61, N 3. S. 880–885.
48. *Steiger A.D., Woods C.H.* Intensity-Dependent Propagation Characteristics of Circularly Polarized High-Power Laser Radiation in a Dense Electron Plasma. *Physical Review A*. 1972. V. 5, N 3. P. 1467–1474.
49. *Zel'dovich Ia.B.* Vzaimodeistvie svobodnykh elektronov s elektromagnitny'm izlucheniem. *Uspehi fizicheskikh nauk*. 1975. V. 115, N 2. S. 161–197.
50. *Zhidkov A., Koga J., Sasaki A., Uesaka M.* Radiation Damping Effects on the Interaction of Ultraintense Laser Pulses with an Overdense Plasma. *Physical Review Letters*. 2002. V. 88, N 18. P. 185002.
51. *Koga J., Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V.* Nonlinear Thomson scattering in the strong radiation damping regime. *Physics of Plasmas*. 2005. V. 12, N 9. P. 093106.
52. *Keitel C.H., Szymanowski C., Knight P.L., Maquet A.* Radiative reaction in ultra-intense laser-atom interaction. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 1998. V. 31, N 3. P. L75–L83.
53. *Koga J., Esirkepov T.Z., Bulanov S.V.* Nonlinear Thomson scattering with strong radiation damping. *Journal of Plasma Physics*. 2006. V. 72, N 6. P. 1315–1318.
54. *Berezhiani V.I., Mahajan S.M., Yoshida Z.* Plasma acceleration and cooling by strong laser field due to the action of radiation reaction force. *Physical Review E*. 2008. V. 78, N 6. P. 066403.
55. *Di Piazza, A.* Exact Solution of the Landau-Lifshitz Equation in a Plane Wave. *Letters in Mathematical Physics*. 2008. V. 83, N 3. P. 305–313.
56. *Kar S., Borghesi M., Bulanov S.V., Macchi A., Key M.H., Liseykina T.V., Mackinnon A.J., Patel P.K., Romagnani L., Schiavi A., Willi O.* Plasma Jets Driven by Ultraintense-Laser Interaction with Thin Foils. *Physical Review Letters*. 2008. V. 100, N 22. P. 225004.

57. *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Habs D., Pegoraro F., Tajima T.* Relativistic laser–matter interaction and relativistic laboratory astrophysics. *The European Physical Journal D*. 2009. V. 55, N 2. P. 483–507.
58. *Landau L.D., Leefshits E.M.* E'lektrodinamika sploshny'kh sred. M.: Nauka, 1982. 621 s.
59. *Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H.* Flying mirror model for interaction of a super-intense nonadiabatic laser pulse with a thin plasma layer: Dynamics of electrons in a linearly polarized external field. *Physics of Plasmas*. 2007. V. 14, N 11. P. 113101.
60. *Be'dsel Ch., Lengdon A.* Fizika plazmy' i chislennoe modelirovanie. M.: E'nergoatomizdat, 1989. 452 s.
61. *Il'in A.S., Kulagin V.V., Cherepenin V.A.* Uskorenie plotny'kh e'lektronny'kh sgustkov frontom moshnoi' e'lektromagnitnoi' volny'. *Fizika plazmy'*. 2001. V. 27, N 12. S. 1111–1120.
62. *Il'in A.S., Kulagin V.V., Cherepenin V.A.* Radiatsionny'e e'ffekty' v modeli e'lektronny'kh listov. *Radiotekhnika i e'lektronika*. 1999. V. 44, N 4. S. 389–400.
63. *Vshivkov V.A., Naumova N.M., Pegoraro F., Bulanov S.V.* Nonlinear electrodynamics of the interaction of ultra-intense laser pulses with a thin foil. *Physics of Plasmas*. 1998. V. 5, N 7. P. 2727–2741.
64. *Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Suk H.* Compression and acceleration of dense electron bunches by ultraintense laser pulses with sharp rising edge. *Physics of Plasmas*. 2004. V. 11, N 11. P. 5239–5249.
65. *Kulagin V.V., Suk H.* Formation of Relativistic Electron Mirrors in Laser-Plasma Interactions. *Journal of the Korean Physical Society*. 2004. V. 44, N 5. P. 1282–1293.
66. *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Naumova N.M., Pegoraro F., Pogorelsky I.V., Pukhov A.M.* Controlled wake field acceleration via laser pulse shaping. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1996. V. 24, N 2. P. 393–399.
67. *Bulanov S.V., Macchi A., Pegoraro F.* On the theory of ionization of a thin foil by a laser pulse. *Physics letters A*. 1998. V. 245, N 5. P. 439–444.
68. *Pauli V.* Teoriia otноситel'nosti: Per. s nem. i angl. 3-e izd., ispr. / Pod red. Ginzburga V.L. i Frolova V.P. M.: Nauka. Gl. red. fiz.-mat. lit., 1991. 328 s.
69. *Esirkepov T.Zh.* Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor. *Computer Physics Communications*. 2001. V. 135, N 2. P. 144–153.
70. *Pegoraro F., Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V.* Special relativity in action in laser produced plasmas. *Physics Letters A*. 2005. V. 347, N 1–3. P. 133–142.
71. *Dodonov V.V.* Nonstationary Casimir Effect and Analytical Solutions for Quantum Fields in Cavities with Moving Boundaries. *Advances in Chemical Physics, Modern Nonlinear Optics, Part I*. 2001. V. 119. P. 309–394.
72. *Bordag M., Mohideen U., Mostepanenko V.M.* New developments in the Casimir effect. *Physics Reports*. 2001. V. 353, № 1–3. P. 1–205.
73. *Fedotov A.M., Lozovik Yu.E., Narozhny N.B., Petrosyan A.N.* Dynamical Casimir effect in a one-dimensional uniformly contracting cavity. *Physical Review A*. 2006. V. 74, N 1. P. 013806.
74. *Crispino L.C.B., Higuchi A., Matsas G.E.A.* The Unruh effect and its applications. *Reviews of Modern Physics*. 2008. V. 80. P. 787.
75. *Marklund M., Shukla P.K.* Nonlinear collective effects in photon–photon and photon–plasma interactions. *Reviews of Modern Physics*. 2006. V. 78, N 2. P. 591–640.
76. *Salamon Y.I., Hu S.X., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H.* Relativistic high–power laser–matter interactions. *Physics Reports*. 2006. V. 427, N 2–3. P. 41–155.

77. *Bulanov S.V., Naumova N.M., Pegoraro F.* Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma. *Physics of Plasmas*. 1994. V. 1, N 3. P. 745–757.
78. *Pirozhkov A.S., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh. Mori M., Sagisaka A., Daido H.* Attosecond pulse generation in the relativistic regime of the laser–foil interaction: The sliding mirror model. *Physics of Plasmas*. 2006. V. 13, N 1. P. 013107.
79. *Lichters R., Meyer–ter–Vehn J., Pukhov A.* Short–pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity. *Physics of Plasmas*. 1996. V. 3, N 9. P. 3425–3437.
80. *Pirozhkov A.S., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Moria M., Sagisaka A., Daido H.* Generation of high-energy attosecond pulses by the relativistic-irradiance short laser pulse interacting with a thin foil. *Physics Letters A*. 2006. V. 349, N 1–4. P. 256–263.
81. *Thaury C., Quere F., Geindre J.-P., Levy A., Ceccotti T., Monot P., Bougeard M., Reau F., d'Oliveira P., Audebert P., Marjoribanks R., Martin Ph.* Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics. *Nature Physics*. 2007. V. 3, N 6. P. 424–429.
82. *Dromey B., Kar S., Bellei C., Carroll D.C., Clarke R.J., Green J.S., Kneip S., Markey K., Nagel S.R., Simpson P.T., Willingale L., McKenna P., Neely D., Najmudin Z., Krushelnick K., Norreys P.A., Zepf M.* Bright Multi-keV Harmonic Generation from Relativistically Oscillating Plasma Surfaces. *Physical Review Letters*. 2007. V. 99, N 8. P. 085001.
83. *Boyd T.J.M., Ondarza-Rovira R.* Plasma Modulation of Harmonic Emission Spectra from Laser-Plasma Interactions. *Physical Review Letters*. 2007. V. 98, N 10. P. 105001.
84. *Tarasevitch A., Lobov K., Wunsche C., von der Linde D.* Transition to the Relativistic Regime in High Order Harmonic Generation. *Physical Review Letters*. 2007. V. 98, N 10. P. 103902.
85. *Rykovanov S.G., Geissler M., Meyer-ter-Vehn J., Tsakiris G.D.* Intense single attosecond pulses from surface harmonics using the polarization gating technique. *New Journal of Physics*. 2008. V. 10. P. 025025.
86. *Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Tajima T.* Light Intensification towards the Schwinger Limit. *Physical Review Letters*. 2003. V. 91, N 8. P. 085001.
87. *Kando M., Fukuda Y., Pirozhkov A.S., Ma J., Daito I., Chen L.-M., Esirkepov T.Zh., Ogura K., Homma T., Hayashi Y., Kotaki H., Sagisaka A., Mori M., Koga J.K., Daido H., Bulanov S.V., Kimura T., Kato Y., Tajima T.* Demonstration of Laser–Frequency Upshift by Electron–Density Modulations in a Plasma Wakefield. *Physical Review Letters*. 2007. V. 99, N 13. P. 135001.
88. *Pirozhkov A.S., Ma J., Kando M., Esirkepov T.Zh., Fukuda Y., Chen L.-M., Daito I., Ogura K., Homma T., Hayashi Y., Kotaki H., Sagisaka A., Mori M., Koga J.K., Kawachi T., Daido H., Bulanov S.V., Kimura T., Kato Y., Tajima T.* Frequency multiplication of light back–reflected from a relativistic wake wave. *Physics of Plasmas*. 2007. V. 14, N 12. P. 123106.
89. *Naumova N.M., Nees J.A., Sokolov I.V., Hou B., Mourou G.A.* Relativistic Generation of Isolated Attosecond Pulses in a  $\lambda^3$  Focal Volume. *Physical Review Letters*. 2004. V. 92, N 6. P. 063902.
90. *Bulanov S.S., Esirkepov T.Zh., Kamenets F.F., Pegoraro F.* Single–cycle high–intensity electromagnetic pulse generation in the interaction of a plasma wakefield with regular nonlinear structures. *Physical Review E*. 2006. V. 73, N 3. P. 036408.
91. *Naumova N.M., Nees J.A., Mourou G.A.* Relativistic attosecond physics. *Physics of Plasmas*. 2005. V. 12, N 5. P. 056707.

92. *Rosanov N.N.* Preobrazovanie e'lektromagnitnogo izlucheniia na dvizhushchikhsia neodnorodnostiakh sredy'. Pis'ma v ZHE'TF. 2008. V. 88, N 8. S. 577–580.
93. *Habs D., Hegelich M., Schreiber J., Gross M., Henig A., Kiefer D., Jung D.* Dense laser-driven electron sheets as relativistic mirrors for coherent production of brilliant X-ray and  $\gamma$ -ray beams. Applied Physics B. 2008. V. 93, N 2. P. 349–354.
94. *Ott E.* Nonlinear Evolution of the Rayleigh-Taylor Instability of a Thin Layer. Physical Review Letters. 1972. V. 29, N 21. P. 1429–1432.
95. *Manheimer W., Colombant D., Ott E.* Three-dimensional, nonlinear evolution of the Rayleigh–Taylor instability of a thin layer. Physics of Fluids. 1984. V. 27, N 8. P. 2164–2175.
96. *Taguchi T., Mima K.* Pseudo-three-dimensional simulation on stability of thin shell target implosion. Physics of Plasmas. 1995. V. 2, N 7. P. 2790–2795.
97. *Pegoraro F., Bulanov S.V., Sakai J., Tomassini G.* Three-dimensional singularities of a thin plasma slab. Physical Review E. 2001. V. 64, N 1. P. 016415.
98. *Biushgens S.S.* Differential'naiia geometriia. 3-e izd. M.: LKI, 2008. 302 p.
99. *Landau L.D., Leefshic E.M.* Teoriia polia. 7-e izd., ispr. M.: Nauka, 1988. — 512 p.
100. *Arnold V.I.* Teoriia katastrof. 3-e izd., dop. M.: Nauka, 1990. 128 p.
101. *Bulanov S.V., Echkina E.Yu., Esirkepov T.Zh., Inovenkov I.N., Kando M., Pegoraro F., Korn G.* Unlimited energy gain in the laser-driven radiation pressure dominant acceleration of ions. Physics of Plasmas. 2010. V. 17, N 6. P. 063102.

Поступила в редакцию 10.10.2016