

Генерация электрон-позитронных пар в результате лазерно-ионной имплозии мишени со сферической микрополостью внутри

Д.А.Серебряков, И.Ю.Костюков, М.Мураками

Лазерные мишени с микрополостями в последнее время активно исследуются, в том числе с целью генерации сверхсильных электромагнитных полей. Под действием лазерного излучения в мишени образуются потоки ионов, сходящиеся к центру микрополости. В центральной области плотность ионов может в несколько раз превышать плотность мишени, приводя к генерации экстремально сильного электрического поля и высокоэнергетических ионов. С помощью PIC-моделирования исследована динамика электронов мишени с учетом эффектов квантовой электродинамики (КЭД) и развития КЭД-каскада в области сильного поля. Показано, что рост электронной температуры приводит к существенно более эффективному образованию электрон-позитронных пар. Проанализирован вклад тормозного излучения в генерацию фотонов в центральной области микрополости. Обнаружено, что вклад тормозного излучения несущественен по сравнению с синхротронным механизмом излучения электронов в коллективном поле ионов.

Ключевые слова: лазерные импульсы, взаимодействие лазерного излучения с веществом, квантовая электродинамика, электрон-позитронные пары.

1. Введение

Исследования экстремальных состояний вещества представляют собой важное направление современной науки, способствующее продвижению знаний в атомной и ядерной физике, физике плазмы, астрофизике и других науках. К настоящему времени реализовано и предложено большое количество лазерных схем, направленных на достижение экстремальных состояний вещества. Большинство из них связано с реализацией инерциального управляемого термоядерного синтеза [1]. В последнее время большой интерес вызывают схемы для генерации экстремально сильных электромагнитных (ЭМ) полей, которые позволяют исследовать в том числе непертурбативные эффекты квантовой электродинамики (КЭД) [2] и образование макроскопического количества материи благодаря КЭД-каскадам [3, 4]. В связи с этим привлекают внимание различные конфигурации лазерного поля, реализуемые с помощью сложения нескольких лазерных импульсов высокой мощности. Среди них можно отметить как когерентное сложение эллиптически поляризованных остросфокусированных импульсов [5, 6], так и генерацию лазерной «дипольной волны» [7, 8]. Такое когерентное сложение позволяет получить в фокусе поля значительно большей амплитуды, чем в случае одиночного импульса с мощностью, равной суммарной мощности для многоимпульсной конфигурации.

С другой стороны, недавно было показано, что экстремально сильные поля могут быть получены с помощью релятивистских электронных пучков и мощных лазерных импульсов [9, 10]. Основными факторами, позволяющими добиться этого, являются фокусировка пучка до нанометровых поперечных размеров (недостижимых для оптического излучения) и релятивистское увеличение поля на несколько порядков в собственной системе отчета в соответствии с преобразованиями Лоренца. Результаты расчетов показывают, что в этом случае в системе покоя частиц можно генерировать ЭМ поля с напряженностью на несколько порядков выше, чем у критического КЭД-поля (поля Заутера–Швингера).

Недостатком предложенных выше методов является необходимость иметь лазерное излучение и электронные пучки, параметры которых значительно превышают возможности современных лазерных систем и электронных ускорителей. Недавно был предложен новый подход, сочетающий преимущества пучковых и лазерных систем и при этом не требующий достаточно высокой лазерной интенсивности [11, 12]. Как показывают расчеты, данная схема может обеспечить генерацию электрического поля с напряженностью, значительно превышающей напряженность лазерного поля, достижимого в настоящий момент в лабораторных условиях. Суть предложенного подхода состоит в лазерном облучении мишени, содержащей сферическую микрополость. Горячие электроны, возникающие в результате ионизации и нагрева мишени под действием лазерного излучения, заполняют до этого практически пустую полость и вытягивают своим зарядом ионы из плазмы мишени, вызывая появление потоков ионов, сферически сходящихся в центре микрополости. В центральной области плотность ионов может в несколько раз превышать плотность мишени, приводя к генерации экстремально сильного электрического поля и образованию высокоэнергетических ионов. Помимо мишеней со

Д.А.Серебряков, И.Ю.Костюков. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: dms@appl.sci-nnov.ru
М. Murakami. Institute of Laser Engineering, Osaka University, 565-0871, Japan

Поступила в редакцию 15 мая 2021 г., после доработки – 9 июля 2021 г.

сферическими микрополостями, исследовались также микрополости с цилиндрической геометрией. Как показало численное моделирование, такие конфигурации могут быть использованы для генерации сверхсильных магнитных полей [13, 14].

В сильном электрическом поле вероятности КЭД-процессов становятся достаточно высокими. Поскольку в точке фокусировки напряженность электрического поля может значительно превышать напряженность лазерного поля, достижимого в лабораторных условиях, использование лазерных мишеней со сферической микрополостью можно рассматривать как перспективный способ для изучения эффектов сильнополевой КЭД. Оценки показали, что в такой конфигурации возможна генерация фотонов высокой энергии и электрон-позитронных пар [15, 16]. Особый интерес представляют КЭД-каскады, еще не исследованные для данной конфигурации ЭМ поля и способные повлиять на фокусировку ионов в полости. КЭД-каскады представляют собой многократно повторяемые временные цепочки следующих процессов: 1) ускорение заряженных частиц в ЭМ поле; 2) излучение ускоренными частицами фотонов высокой энергии; 3) распад фотонов в поле на электрон-позитронные пары. При развитии каскада число электронов, позитронов и фотонов растет экспоненциально со временем. При этом энергия на развитие каскада потребляется из ЭМ поля, а образующаяся электрон-позитронная плазма, в свою очередь, может влиять на распределение поля.

В работах [15, 16] КЭД-процессы анализировались с участием внешних частиц, а сам анализ был ограничен простейшими оценками. В настоящей работе мы исследуем возможные КЭД-процессы в сферической микрополости в более реалистичных условиях (в частности, с учетом температуры плазменных электронов, которая определяется параметрами лазерного излучения, падающего на мишень), не привлекая при этом внешние частицы. С этой целью используется численное моделирование, основанное на методе частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC) для описания плазменных процессов и методе Монте-Карло для описания КЭД-эффектов.

2. Динамика электронов и КЭД-процессы в микрополости

Для численного моделирования использовался трехмерный QED-PIC-код QUILL [17, 18]. В настоящей работе мы ограничились несамосогласованной задачей, в которой ионы в коде описывались методом задания внешнего поля. Самосогласованное моделирование лазерной имплозии мишени, а также динамики ионов и электронов без учета КЭД-эффектов проводилось в работе [11]. В нашем случае численно моделировалась динамика электронов мишени (под действием поля ионов, большая часть которых сосредоточена в центральной области микрополости, электроны двигаются к центру микрополости), а также излучение электронами и позитронами фотонов в заданном поле ионов и распад этих фотонов на электрон-позитронные пары. Поле ионов, используемое в моделировании, приближенно рассчитано в работе [12]:

$$E_r(r) = 4E_{\max} \left(\frac{r_{\min}}{r} - \frac{r_{\min}^2}{r^2} \right), \quad (1)$$

где E_{\max} – максимальная амплитуда поля (достигается при $r = 2r_{\min}$), а r_{\min} – радиус, при котором коллапс внутренней ионной оболочки останавливается [11]. В расчетах использовались следующие параметры: $R_0 = 1$ мкм – радиус микрополости, $r_{\min} = 1$ нм, значение E_{\max} находилось в диапазоне 10000–25000. Напряженность поля задана в безразмерных единицах и нормирована на величину $2\pi m c^2 / (\lambda e)$, где c – скорость света, e и m – заряд и масса электрона соответственно, $\lambda = 1$ мкм – лазерная длина волны.

Зависимость поля от времени в части численных расчетов отсутствовала (поле было стационарным), а в части расчетов моделировался процесс плавного включения-выключения поля за время σ_t : $E(r, t) = E(r)[1 + (t - t_0)^2 / \sigma_t^2]$. Зависимость поля от радиальной координаты и времени задавалась на сетке (в виде двумерного массива требуемой точности), а внешнее поле в конкретных точках пространства вычислялось путем линейной интерполяции элементов данного массива. На рис.1 показан профиль внешнего поля, рассчитанный по формуле (1) для типичных значений параметров – $E_{\max} = 25000$ и $r_{\min} = 1$ нм.

Облако электронов в численном моделировании задавалось в виде шара равномерной плотности с центром, совпадающим с центром профиля поля. Электроны изначально имели квазибольцмановское распределение по скоростям с некоторой температурой T . Радиус шара r_{\max} задавался достаточно большим, чтобы выполнялись два критерия: во-первых, он должен быть много больше масштаба поля r_{\min} ; во-вторых, за время моделирования электроны из внешних областей шара не должны успеть приблизиться к центру в процессе своего коллапса (скорость приближения электронов к центру ограничена скоростью света). Данные условия позволяют приближенно описать ситуацию, возникающую в реальной задаче, когда ионный сгусток возникает в полости, заполненной горячим электронным газом с почти однородной плотностью. Время моделирования выбиралось равным $0.03R_0/c \approx 90$ ас. Это соответствует оценкам времени сжатия ионного сгустка, полученным при аналогичных параметрах в [16].

Было проведено несколько серий численных экспериментов. Первое моделирование проводилось для параметров $E_{\max} = 15000$, $T = 0$, $r_{\max} = 0.01R_0$, начальная концентрация электронов $n_{e0} = 10n_0 = 1.1 \times 10^{22}$ см⁻³ (n_0 – концентрация, используемая для нормировки в PIC-кодах).

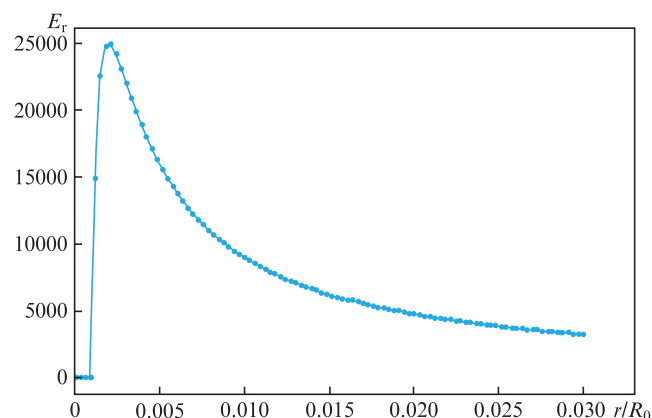


Рис.1. Профиль внешнего электрического поля $E_r(r)$, моделирующего поле центрального ионного сгустка, для параметров $E_{\max} = 25000$ и $r_{\min} = 1$ нм.

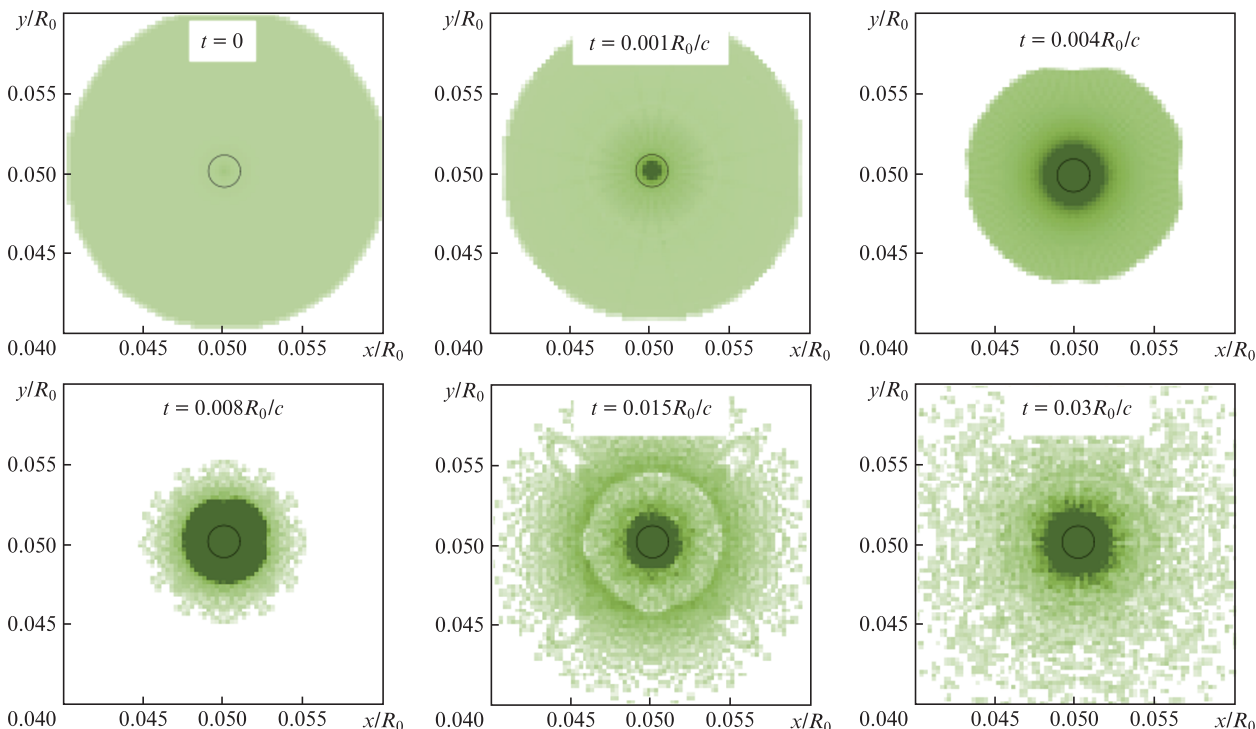


Рис.2. Распределения концентрации электронов в PIC-моделировании в различные моменты времени для «маленького» электронного облака ($r_{\max} = 0.01R_0$) и нулевой начальной температуры электронов в случае стационарного внешнего поля. Черной окружностью показан характерный размер внешнего поля с $r_{\min} = 0.001R_0$.

В целом они соответствуют параметрам, используемым в моделировании [12], выполненном методом молекулярной динамики (отличается только концентрация электронов, однако моделирование с разными значениями концентрации не дало заметных отличий в результатах). На рис.2 показано изменение концентрации электронов во времени. Исходный цвет, используемый для концентрации электронов, соответствовал уровню $1.1 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, чтобы профиль ее распределения во внешних слоях был заметен. Можно видеть, как происходит сжатие электронного облака под действием центрального поля. Особенностью является образование сферообразных структур, что является следствием осцилляций электронов относительно центра. Поскольку при нулевой начальной температуре скорость электронов всегда имеет чисто радиальную компоненту, внешний слой электронов сферически симметрично коллапсирует к центру, а затем электроны пролетают по инерции центральную область, и в определенные моменты времени наблюдаются коллапсирующие и расширяющиеся сферические оболочки.

На рис.3 показано изменение профиля концентрации электронов для того же численного расчета. В центре концентрация превышает $3 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$, но ее рост прекращается после $t = 0.06\lambda/c$, поскольку к этому моменту времени все электроны с внешних слоев достигают центра. Это означает, что радиус электронного шара $r_{\max} = 0.01 R_0$ является недостаточным для корректного моделирования коллапса электронного облака, но позволяет качественно отследить процесс коллапса.

Далее было выполнено численное моделирование для электронного облака с $r_{\max} = 0.08 R_0$, при этом начальная температура электронов составляла $T = 10 \text{ МэВ}$, а остальные параметры оставались неизменными. Процесс коллапса при данных параметрах продемонстрирован на рис.4 и 5. При пересечении области сильного ЭМ поля

электроны могут излучать фотоны, что при рассматриваемой амплитуде поля может приводить к распаду фотона с образованием электрон-позитронной пары и развитию КЭД-каскада. Развитие каскада можно видеть на рис.6, где приведены зависимости энергии позитронов и жестких фотонов от времени. В расчетах варьировалась начальная температура электронного облака. Основная закономерность заключается в том, что увеличение начальной температуры приводит к существенно более быстрому развитию каскада. Более того, как следует из результатов расчета, при нулевой температуре каскад практически не развивается при той же амплитуде поля. Это является ожидаемым эффектом, поскольку вероятность КЭД-процессов увеличивается с ростом напряженности поперечного поля (по отношению к траектории частицы). В случае, если начальная температура в расчетах равна

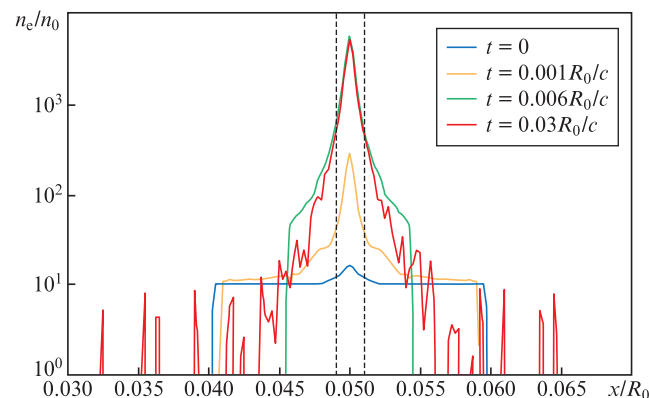


Рис.3. Профили электронной концентрации в PIC-моделировании в различные моменты времени для «маленького» электронного облака (параметры моделирования те же, что на рис.1). Вертикальными штриховыми линиями показан характерный размер внешнего поля с $r_{\min} = 0.001 R_0$.

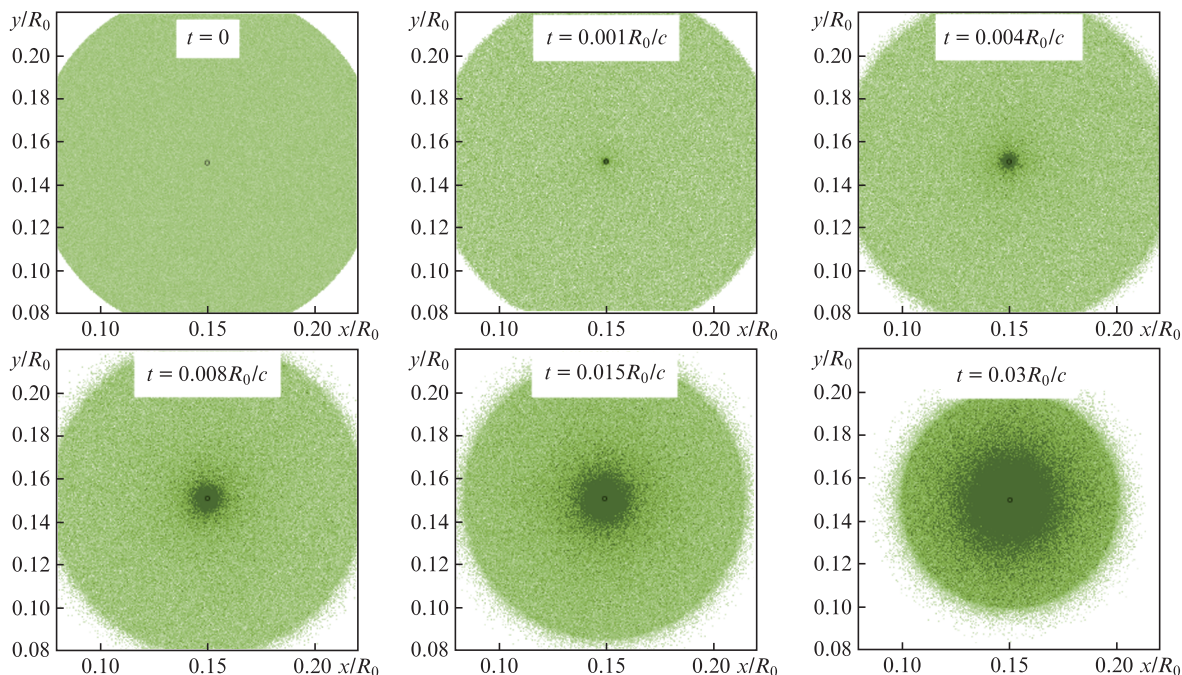


Рис.4. Распределения концентрации электронов в PIC-моделировании в различные моменты времени для «большого» электронного облака ($r_{\max} = 0.08R_0$) и температуры электронов $T = 10$ МэВ в случае стационарного внешнего поля. Черной окружностью показан характерный размер внешнего поля с $r_{\min} = 0.001R_0$.

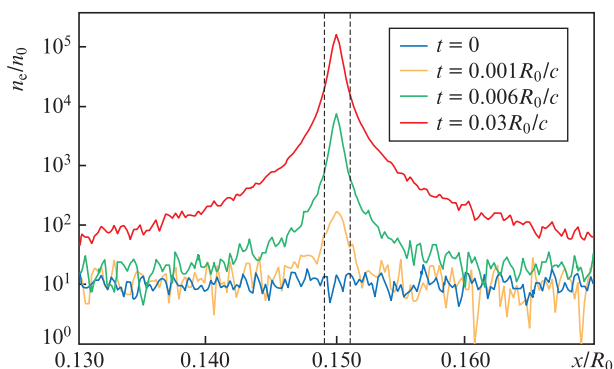


Рис.5. Профили электронной концентрации в PIC-моделировании в различные моменты времени для «большого» электронного облака. Вертикальными штриховыми линиями показан характерный размер внешнего поля, $r_{\min} = 0.001R_0$.

нулю, электроны движутся исключительно по радиальной координате и на них действует радиальное поле (т. е. поперечная компонента поля отсутствует). Поэтому КЭД-процессы сильно подавлены.

Кроме того, из рис.6 видно, что в случае нестационарного поля (в начальный момент времени поле слабое, затем нарастает до максимума, после чего спадает) наблюдается схожая зависимость КЭД-процессов от начальной температуры электронов, но общая энергия рожденных фотонов и пар оказывается в несколько раз меньше. На рис.7 показаны спектры фотонов и позитронов для параметров моделирования $r_{\max} = 0.08R_0$, $T = 10$ МэВ. Заметен рост максимальной энергии фотонов и позитронов со временем, что соответствует развитию каскада. Спектры позитронов демонстрируют также рост средней энергии позитронов со временем. Как показывают результаты моделирования, при исследуемых параметрах

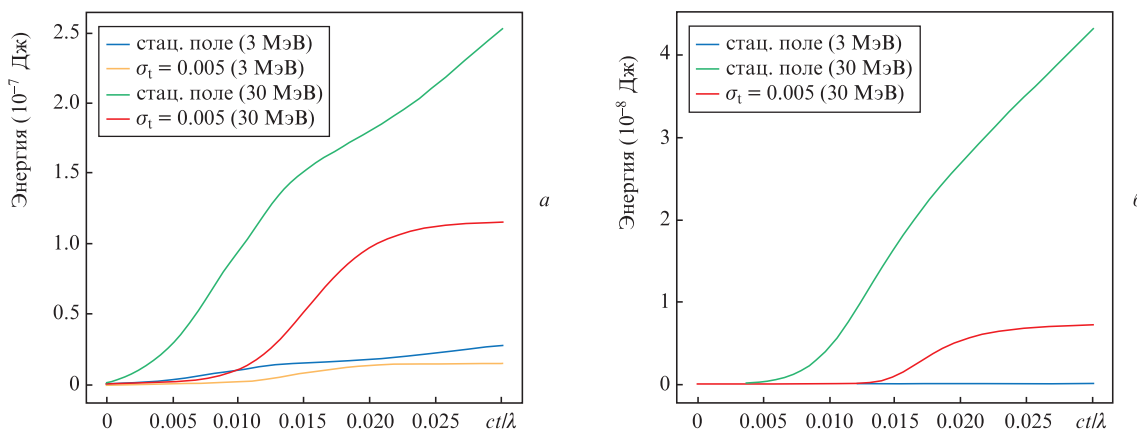


Рис.6. Полученные численным моделированием зависимости энергии фотонов (а) и позитронов (б) от времени при начальной температуре $T = 3$ и 30 МэВ для стационарного и нестационарного ($\sigma_t = 0.005$) полей; $E_{\max} = 15000$.

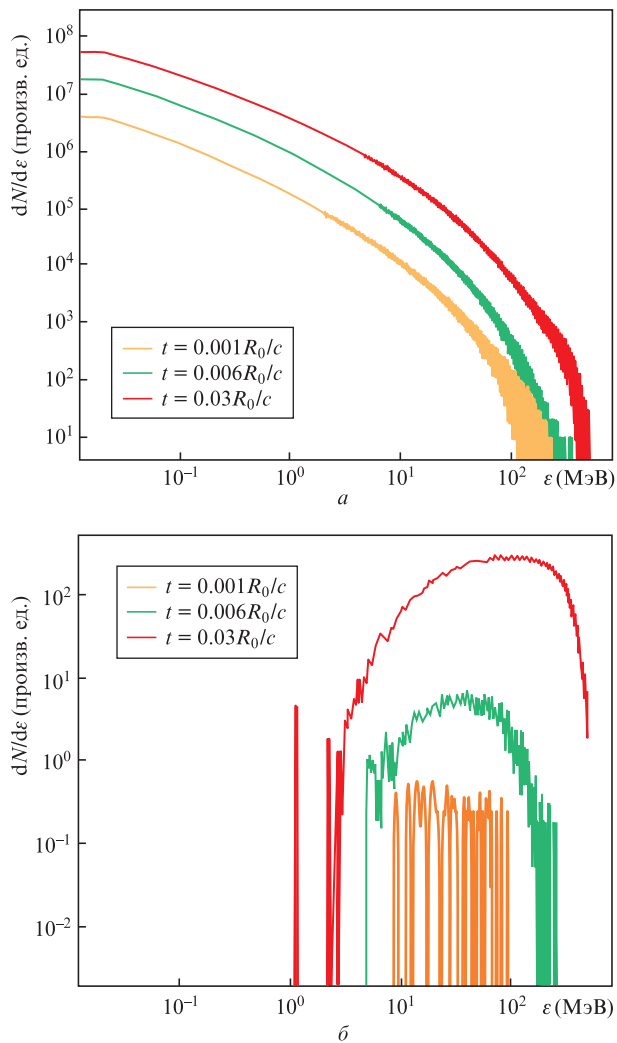


Рис. 7. Энергетические спектры фотонов (а) и позитронов (б) в различные моменты времени для тех же параметров численного моделирования, как на рис.3 и 4.

возникающая электрон-позитронная плазма практически не влияет на распределение поля.

3. Оценка вклада тормозного излучения

Используемый численный подход рассматривает излучение фотонов в сильном центрально-симметричном поле ионного сгустка с дальнейшим образованием электрон-позитронных пар и развитием КЭД-каскада. Однако при столкновении электронов с индивидуальными ионами, находящимися в центральной области, происходит также излучение тормозных фотонов. Имеет смысл сравнить количество фотонов, которые могут быть рождены, в соответствии с каждым из механизмов. Характерное число рожденных фотонов можно оценить с помощью формулы для сечения тормозного излучения в ультррелятивистском пределе, используя приближение кулоновского потенциала без экранировки [19]:

$$\sigma_b = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left(\ln 2\gamma - \frac{1}{3} \right), \quad (2)$$

где γ – релятивистский лоренц-фактор электронов (для оценки можно взять характерную величину в численных

расчетах $\gamma = 20$); Z – зарядовое число ядра; r_e – классический радиус электрона; $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры. Моделирование проводилось для ионов водорода, поэтому $Z = 1$. Тогда $\sigma_b \approx 8.51 \times 10^{-27} \text{ см}^2$. Необходимо заметить, что для релятивистских электронов сечение рассеяния достаточно слабо зависит от параметров (энергии электрона, конкретной экранировки потенциала), и оценки σ_b , получаемые при использовании других приближений, по порядку величины совпадают с приведенной выше.

Число фотонов, излучаемых с единичного объема электронного газа, определяется как

$$n_{\text{bph}}(r) \approx n_e(r)n_i(r)c\tau\sigma_b, \quad (3)$$

где n_e и n_i – концентрации электронов и ионов в данном единичном объеме; τ – время, за которое подсчитывается количество излученных частиц (в контексте задачи оно может быть сверху оценено как время моделирования порядка $10r_{\text{min}}/c$). Концентрация ионов рассчитывается по формуле [11]

$$n_i(r) \approx \frac{1}{6}n_{e0} \left(\frac{r^2}{R_0} \right)^{-2}. \quad (4)$$

Таким образом, полное число излученных фотонов

$$N_{\text{bph}} \approx \int_0^{R_0} n_e(r)n_i(r)c\tau\sigma_b 4\pi r^2 dr, \quad (5)$$

$$N_{\text{bph}} \approx \frac{2}{3}\pi c\tau\sigma_b n_{e0} R_0^2 \int_0^{R_0} n_e(r) dr. \quad (6)$$

Последний интеграл можно вычислить численным методом, используя распределение электронной концентрации, найденное в численных экспериментах. Для оценки было взято распределение, показанное на рис.4 (в конечный момент времени). При рассматриваемых параметрах интеграл данного распределения равен $20.7R_0n_0$ или $20.7R_0 1.1 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Невозмущенная концентрация электронов $n_{e0} = 10n_0 = 1.1 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Если использовать для оценки $R_0 = 1 \text{ мкм}$, $r_{\text{min}} = 1 \text{ нм}$, то, подставив эти значения параметров, получим

$$N_{\text{bph}} \approx \frac{2}{3}\pi 10 r_{\text{min}} 8.51 \times 10^{-27} \times n_{e0} 20.7 R_0^3 1.1 \times 10^{21} \approx 4.47. \quad (7)$$

Таким образом, за время моделирования эффективное число излученных тормозных фотонов составляет менее 5, что на несколько порядков меньше, чем число рожденных фотонов непосредственно в коллективном поле ионов за счет синхротронного механизма. Согласно результатам моделирования оно составило 1.26×10^5 при данных параметрах. Приведенная оценка позволяет сделать вывод, что тормозное излучение не играет ключевой роли в рассматриваемой задаче (при использованных значениях параметров), поэтому моделирование излучения фотонов непосредственно во внешнем (коллективном) поле без учета тормозного излучения, возникающего при рассеянии электронов на индивидуальных ионах, является достаточно оправданным.

4. Заключение

Трёхмерное численное моделирование методом частиц в ячейках и методом Монте-Карло позволило исследовать динамику горячих электронов внутри микрополости с учетом КЭД-процессов. В результате взаимодействия лазерного излучения с мишенью, содержащей сферическую микрополость, горячие электроны заполняют микрополость и втягивают ионы мишени внутрь микрополости. Двигающиеся к центру мишени ионы образуют в центральной области большой заряд и сильное ЭМ поле. Нами исследована электронная динамика с учетом КЭД-процессов на стадии, когда напряженность ионного поля достигает максимума. В этом случае вероятность КЭД-процессов становится значительной.

Показано, что с ростом температуры электронов возрастает как число фотонов высокой энергии, так и число электрон-позитронных пар, образующихся в результате распада таких фотонов. С ростом температуры также растет энергия вторичных частиц. Вклад тормозного излучения несущественен по сравнению с синхротронным механизмом излучения электронов в коллективном поле ионов. Для исследуемых параметров возникающая электрон-позитронная плазма практически не влияет на распределение поля ионов.

Электронная динамика и КЭД-процессы моделировались в рамках несамосогласованного подхода, когда поле ионов задавалось, а не вычислялось с учетом ионной динамики. Также рассматривался небольшой промежуток времени, соответствующий максимальным значениям напряженности ЭМ поля внутри микрополости. Такой подход представляется оправданным для подробного исследования КЭД-процессов с высоким пространственно-временным разрешением. В будущем предполагается перейти к моделированию полной самосогласованной задачи с учетом КЭД-процессов, с расчетом лазерного нагрева мишени и динамики электронов и ионов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Японского общества продвижения науки (ЯОПН) в рамках научного проекта № 20-52-50013 и Министерства науки и высшего образования РФ (госзадание ИПФ РАН, проект № 0035-2019-0012).

1. Betti R., Hurricane O.A. *Nat. Phys.*, **12** (5), 435 (2016).
2. Fedotov A. *J. Phys. Conf. Ser.*, **826**, 012027 (2017).
3. Nerush E.N., Kostyukov I.Yu. *Phys. Rev. E*, **75** (5), 057401 (2007).
4. Nerush E.N., Kostyukov I.Yu., Fedotov A.M., Narozhny N.B., Elkina N.V., Ruhl H. *Phys. Rev. Lett.*, **106** (3), 035001 (2011).
5. Bulanov S.S., Mur V.D., Narozhny N.B., Nees J., Popov V.S. *Phys. Rev. Lett.*, **104** (22), 220404 (2010).
6. Gelfer E.G., Mironov A.A., Fedotov A.M., Bashmakov V.F., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu., Narozhny N.B. *Phys. Rev. A*, **92** (2), 022113 (2015).
7. Gonoskov A.A., Gonoskov I.A., Harvey C., Ilderton A., Kim A.V., Marklund M., Mourou G., Sergeev A.M. *Phys. Rev. Lett.*, **111** (6), 060404 (2013).
8. Magnusson J., Gonoskov A.A., Marklund M., Esirkepov T.Zh., Koga J.K., Kondo K., Kando M., Bulanov S.V., Korn G., Bulanov S.S. *Phys. Rev. Lett.*, **122** (25), 254801 (2019).
9. Yakimenko V., Meuren S., Del Gaudio F., Baumann C., Fedotov A.M., Fiuza F., Grismayer T., Hogan M.J., Pukhov A., Silva L.O., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **122** (19), 190404 (2019).
10. Baumann C., Nerush E.N., Pukhov A., Kostyukov I.Yu. *Sci. Rep.*, **9** (1), 1 (2019).
11. Murakami M., Arefiev A., Zosa M.A. *Sci. Rep.*, **8** (1), 1 (2018).
12. Murakami M., Arefiev A., Zosa M.A., Koga J.K., Nakamiya Y. *Phys. Plasmas*, **26** (4), 043112 (2019).
13. Murakami M., Honrubia J.J., Weichman K., Arefiev A.V., Bulanov S.V. *Sci. Rep.*, **10** (1), 1 (2020).
14. Weichman K., Murakami M., Robinson A.P.L., Arefiev A.V. *Appl. Phys. Lett.*, **117** (24), 244101 (2020).
15. Koga J.K., Murakami M., Arefiev A.V., Nakamiya Y. *Matter and Radiation at Extremes*, **4** (3), 034401 (2019).
16. Koga J.K., Murakami M., Arefiev A.V., Nakamiya Y., Bulanov S.S., Bulanov S.V. *Phys. Lett. A*, **384** (34), 126854 (2020).
17. http://iapras.ru/english/structure/dep_330/quill.html.
18. Неруш Е.Н., Костюков И.Ю. *Вопросы атомной науки и техники*, **68** (4), 3 (2010).
19. Koch H.W., Motz J.W. *Rev. Mod. Phys.*, **31** (4), 920 (1959).