

# Моделирование эмиссии нейтронов при облучении мишеней из дейтерированного полиэтилена сверхинтенсивными лазерными импульсами

С.Н.Андреев, С.Г.Гаранин, А.А.Рухадзе, В.П.Тараканов, Б.П.Якутов

*Рассчитан выход нейтронов при воздействии сверхинтенсивных лазерных импульсов на мишени из дейтерированного полиэтилена в широком диапазоне энергий этих импульсов. Полученные результаты находятся в лучшем согласии с имеющимися экспериментальными данными, чем результаты соответствующих расчетов, выполненных ранее другими авторами. Показано, что длительность импульса нейтронов более чем на порядок превышает длительность лазерного импульса. Показано также, что при облучении слоистой мишени из дейтерированного полиэтилена из-за перераспределения потоков дейтронов в ее объеме выход нейтронов существенно увеличивается по сравнению со случаем облучения сплошной мишени.*

**Ключевые слова:** лазерная плазма, нейтроны, слоистая мишень.

## 1. Введение

В последнее десятилетие большое внимание уделяется экспериментальным и теоретическим исследованиям ядерных реакций, протекающих при воздействии сверхинтенсивных ( $10^{18} - 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>) субпикосекундных (0.1–1 пс) лазерных импульсов на твердотельные [1], кластерные [2] и газовые [3] мишени, содержащие дейтерий.

Образующиеся при лазерном воздействии высокоэнергетичные (быстрые) дейтроны вступают в реакцию синтеза  $D(d, n)^3He$  ( $D-D$  реакция) с выходом нейтронов. Измерение параметров таких нейтронов является эффективным методом изучения быстрых дейтронов, в особенности тех, которые под действием лазерного импульса на твердотельные мишени были ускорены в глубь мишени. Для получения количественной информации об энергетическом спектре и угловом распределении быстрых дейтронов на основе данных исследования потоков нейтронов, в работах [4, 5] использовался подход, в котором движение дейтрона в объеме мишени с учетом ионизационных потерь и эмиссии нейтронов моделировалось методом Монте-Карло. Потери на ионизацию учитывались введением эмпирической «тормозящей» силы, действующей на дейтрон при его распространении в объеме мишени.

Аналогичный подход применялся в работах [6, 7], посвященных численному исследованию влияния различных параметров лазерного импульса и мишени на эмиссию нейтронов. Практически идентичные расчетные модели,

используемые в этих работах, включали в себя двумерный PIC-код (при его помощи рассчитывалась функция распределения по скоростям быстрых дейтронов, ускоренных в течение лазерного воздействия) и постпроцессор, в котором в качестве начального условия для расчета эмиссии нейтронов при взаимодействии быстрых дейтронов с покоящимися дейтронами мишени использовалась полученная функция распределения. При этом в математическую модель постпроцессора [6, 7] были заложены следующие основные предположения: дейтроны распределены симметрично по углам относительно оси лазерного импульса; мишень является достаточно «толстой», так что все быстрые дейтроны полностью тратят свою энергию на ионизацию атомов в ее объеме.

Один из недостатков модели [6, 7], на который указывают сами авторы работы [6], – невозможность учета динамики нагрева атомов мишени при их взаимодействии с пучками электронов и дейтронов, ускоренных лазерным импульсом. Заметим также, что постпроцессор принципиально не позволяет моделировать эмиссию нейтронов при взаимодействии встречных пучков дейтронов, которые могут возникать при лазерном облучении мишеней со сложной структурой, в частности полых или слоистых мишеней.

В настоящей работе предложен подход, в котором из первых принципов вычисляется вероятность акта  $D-D$ -реакции на каждом шаге во времени для каждого дейтрона в процессе самосогласованного моделирования PIC-методом взаимодействия сверхинтенсивного лазерного импульса с мишенью, содержащей ионы дейтерия. Данный подход реализован в рамках полностью трехмерного релятивистского электромагнитного PIC-кода KARAT [8, 9].

В работе показано, что предложенный метод моделирования эмиссии нейтронов позволяет не только получить результаты, хорошо соответствующие экспериментальным данным по эмиссии нейтронов при облучении «толстых» мишеней из дейтерированного полиэтилена, но и исследовать слоистые мишени, в случае которых выход нейтронов значительно возрастает.

С.Н.Андреев, А.А.Рухадзе. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: andreevsn@ran.gpi.ru, rukh@fpl.gpi.ru

С.Г.Гаранин, Б.П.Якутов. Институт лазерно-физических исследований ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, ул. Мира, 37; e-mail: garanin@otd13.vniief.ru, Boris\_Yakutov@mail.ru

В.П.Тараканов. Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13/19; e-mail: karat@tarak.msk.ru

Поступила в редакцию 17 ноября 2010 г., после доработки – 17 февраля 2011 г.

## 2. Блок эмиссии нейтронов в процессе D–D-реакции

В основе математической модели блока эмиссии нейтронов, интегрированного в код КАРАТ, лежит формула для сечения реакции синтеза  $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$  в лабораторной системе координат, которая в соответствии с известными полуэмпирическими данными [10] записывается в следующей форме:

$$\sigma_{\text{dd}}(E_0) = \frac{107.4 + 0.33E_0}{E_0} \exp\left(-\frac{44.4}{\sqrt{E_0}}\right), \quad (1)$$

где  $E_0$  – энергия быстрого дейтрона в килоэлектронвольтах;  $\sigma_{\text{dd}}$  – сечение в барнах (1 барн равен  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>).

В процессе моделирования воздействия сверхинтенсивного лазерного импульса на мишень, содержащую дейтроны, на каждом шаге по времени для каждой соответствующей дейтрону первичной макрочастицы, движущейся со скоростью  $V$ , вероятность акта реакции синтеза определяется следующим образом. В каждом узле расчетной области вычисляются плотность дейтронов  $n_d$ , их средняя скорость  $V_{\text{av}}$  и среднеквадратичный разброс скоростей  $V_T$  по каждой декартовой координате в системе координат, движущейся со скоростью  $V_{\text{av}}$ . Затем определяется относительная скорость  $V_{\text{rel}}$  первичного дейтрона и случайно-го дейтрона мишени в данном узле:

$$V_{\text{rel}} = V - V_{\text{av}} - V_T(\chi - 0.5), \quad (2)$$

где  $\chi$  – случайное число из интервала 0–1. Для соответствующей этой скорости кинетической энергии  $E_0$  по формуле (1) вычисляется полное сечение реакции  $\sigma$  и, наконец, находится вероятность  $P$ :

$$P = A\sigma |V_{\text{rel}}| n_d \Delta t, \quad (3)$$

где  $\Delta t$  – шаг по времени. Наличие в формуле (2) второго слагаемого обеспечивает отсутствие D–D-реакций, например, в моноэнергетическом пучке дейтронов, когда  $V = V_{\text{av}}$ , а наличие третьего слагаемого в этой формуле позволяет учесть в (3) разогрев дейтронов мишени вследствие лазерного воздействия. Никаких ограничений на значения скоростей  $V_{\text{av}}$  и  $V_T$  в (2) не накладывается. Поскольку при предполагаемых значениях физических параметров моделируемых объектов вероятность реакции ожидается весьма малой, для создания условий наблюдения динамики нейтронов в формуле (3) введен коэффициент искусственного увеличения вероятности реакции  $A$ , на который при определении реального выхода нейтронов делится количество нейтронов, полученных в расчете.

Вычисленная по формуле (3) вероятность сравнивается со случайным числом  $\xi$  из интервала 0–1, и если она меньше этого числа, то осуществляется переход к следующему дейтрону. В противном случае начинает разыгрываться акт рождения нейтрона с энергией 2.45 МэВ. Сначала находится ближайший к первичному дейтрон, относительная кинетическая энергия которого близка к энергии, использованной при вычислении вероятности. Затем запускается нейтрон из точки центра масс первичного и ближайшего дейтронов. В системе центра масс нейтрон запускается со скоростью, соответствующей энергии 2.45 МэВ, и под углом, равномерно распределенным от 0 до  $2\pi$  рад [11]. После запуска вычисляется траектория движения ней-

трона до ее пересечения с границей расчетной области, где фиксируются его параметры. Считается, что нейтрон внутри расчетной области ни с чем не взаимодействует.

Из точки запуска нейтрона также запускается макрочастица, моделирующая ион  ${}^3\text{He}^{2+}$ . Ее импульс вычисляется исходя из условий соблюдения закона сохранения импульса в описываемом акте.

## 3. Моделирование эмиссии нейтронов при лазерном воздействии на мишень из дейтерированного полиэтилена

Для тестирования блока эмиссии нейтронов был проведен расчет облучения мишени из дейтерированного полиэтилена фемтосекундным лазерным импульсом, соответствующий расчету из работы [7]. Параметры расчетной области, мишени и лазерного импульса были взяты максимально приближенными к параметрам, используемым в [7]. Расчет проводился при помощи двумерной XZ-версии PIC-кода КАРАТ, краткое описание физической модели которого приведено, например, в [9].

Расчетная область представляла собой квадрат по осям  $x$  и  $z$  со стороной 20 мкм. Шаг сетки в обоих направлениях был равен 20 нм. Лазерный импульс запускался с левой границы расчетной области и распространялся в положительном направлении оси  $z$ . Граничные условия для электрических и магнитных полей на левой и правой границах расчетной области обеспечивали ввод и вывод излучения. Граничные условия на верхней и нижней границах расчетной области соответствовали условиям на идеально проводящей поверхности. Для макрочастиц все границы расчетной области являлись поглощающими.

Мишень представляла собой слой дейтерированного полиэтилена  $(\text{CD}_2)_n$  толщиной  $l_0 = 4$  мкм и шириной  $d_0 = 12$  мкм, занимающий область от  $z = 5$  мкм до  $z = 9$  мкм и от  $x = 4$  мкм до  $x = 16$  мкм. Поскольку энергия движущейся частицы в поле моделируемого лазерного импульса на много порядков превышает энергию связи электронов в твердом теле мишени, мишень моделировалась как однородная бесстолкновительная плазма с твердотельной плотностью, соответствующей плотности дейтерированного полиэтилена  $\rho_{\text{PE}} = 1.105$  г/см<sup>3</sup>. Плазма состояла из электронов с концентрацией  $n_e = 1.64 \times 10^{23}$  см<sup>-3</sup>, ионов углерода  $\text{C}^{2+}$  с массой  $12m_p$  и концентрацией  $n_C = 4.11 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup> и дейтронов  $\text{D}^+$  с массой  $2m_p$  и концентрацией  $n_d = 8.22 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, где  $m_p$  – масса протона.

Мишень облучалась вдоль нормали к ее поверхности лазерным импульсным излучением с линейной поляризацией и следующими параметрами: длина волны  $\lambda = 1$  мкм, размер гауссова пятна облучения  $r_0 = 3$  мкм с центром в точке  $x = 10$  мкм, длительность импульса  $\tau_0 = 160$  фс. Интенсивность лазерного импульса изменялась во времени в соответствии с формулой  $I(t) = I_0 \sin^2(\pi t / \tau_0)$ , где  $I_0 = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Поскольку расчет проводился в двумерной геометрии, третье измерение (вдоль оси  $y$ ) оставалось формально незадействованным. По этой причине такие параметры, как полная энергия лазерного излучения, кинетическая энергия частиц, выход нейтронов и др., определялись на единицу длины (1 см) вдоль оси  $y$ . Полагая вслед за авторами [7], что пятно импульса лазерного излучения является круглым, введем размерный множитель  $\sqrt{\pi} r_0 = 5.3 \times 10^{-4}$  см для пересчета размерности указанных величин в их естественную

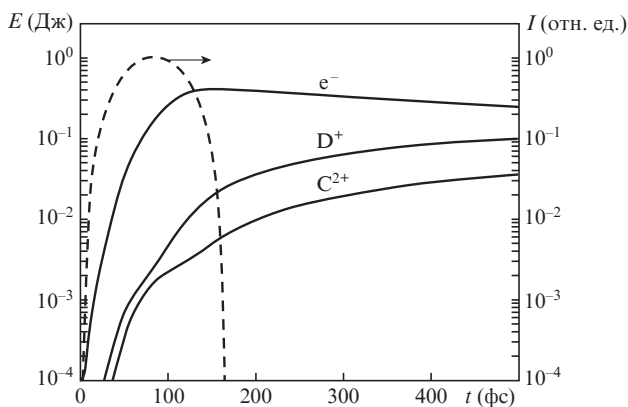


Рис.1. Полные кинетические энергии электронов ( $e^-$ ), дейтронов ( $D^+$ ) и ионов углерода ( $C^{2+}$ ) в зависимости от времени. Штриховая кривая – временной профиль интенсивности лазерного импульса.

размерность. В частности, в этом случае полная энергия падающего лазерного излучения  $E_{\text{las}} = \pi r_0^2 I_0 \tau_0 / 2 = 2.26$  Дж, а полное число дейтронов  $N_d = n_d l_0 d_0 \sqrt{\pi} r_0 = 2.1 \times 10^{13}$ .

На рис.1 приведены полученные при моделировании зависимости полных кинетических энергий электронов ( $e^-$ ), дейтронов ( $D^+$ ) и ионов углерода ( $C^{2+}$ ) от времени. Для сравнения штриховой линией показан временной профиль интенсивности лазерного импульса (в относительных единицах по оси ординат). Момент времени  $t = 0$  соответствует приходу лазерного импульса на поверхность мишени.

Как видно из рис.1, полная кинетическая энергия электронов достигает своего максимума на заднем фронте лазерного импульса, после чего начинает уменьшаться. Энергия ионов увеличивается со временем и выходит на насыщение спустя примерно 0.5 пс после окончания лазерного импульса. В момент времени  $t = 240$  фс, в который заканчивается расчет в работе [7], полная кинетическая энергия дейтронов составляла 47 мДж (что примерно в 2.3 раз больше, чем в работе [7]), а к моменту  $t = 800$  фс достигала 115 мДж. При этом эффективность преобразования лазерного излучения в кинетическую энергию дейтронов была равна 5%. Максимальная энергия отдельного дейтрона превышала 11 МэВ (в работе [7] – 8 МэВ). Таким образом, согласно расчету дейтроны набирают примерно в пять раз большую кинетическую энергию, чем в работе [7], но за большее время. Отметим, что на относительно большую длительность процесса ускорения ионов после окончания лазерного импульса указывалось ранее, например в работах [12, 13].

Рассмотрим подробнее особенности ускорения дейтронов при облучении мишени. На рис.2 приведено распределение  $z$ -компонент скоростей дейтронов в момент времени  $t = 250$  фс. В результате лазерного воздействия на мишень формируются три потока дейтронов: дейтроны, движущиеся с фронтальной поверхности мишени навстречу лазерному импульсу (обозначены цифрой 1), дейтроны, движущиеся в глубь мишени (2) и дейтроны, движущиеся с тыльной поверхности мишени в направлении распространения лазерного импульса (3).

Как видно из рис.2, ускоренной оказывается лишь малая часть дейтронов – на фронтальной и тыльной поверхностях мишени, в то время как основная масса дейтронов в ее объеме остается холодной (средняя кинетическая энергия дейтронов мишени к моменту времени  $t = 250$  фс составляет всего 13 кэВ). Более того, только дейтроны

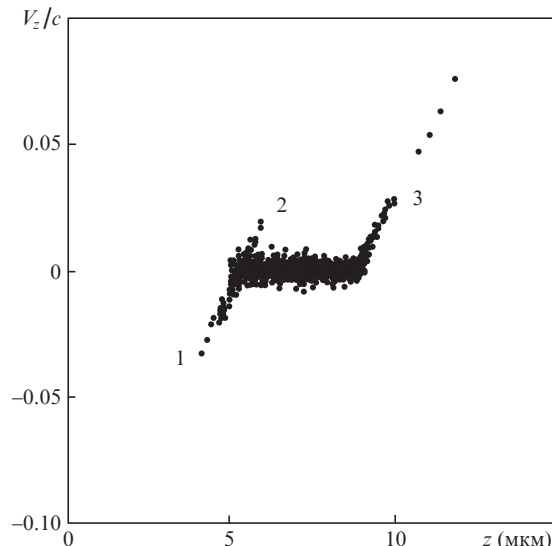


Рис.2. Распределение  $z$ -компонент скоростей дейтронов в момент времени  $t = 250$  фс.

группы 2, двигаясь в объеме мишени, могут эффективно участвовать в  $D-D$ -реакции с холодными дейтронами мишени, тогда как дейтроны из групп 1 и 3, несмотря на их большую энергию, не могут дать заметного вклада в выход нейтронов.

В работе [14] и во множестве последующих работ (см., напр., [13] и цитируемую там литературу) было показано, что основным механизмом, приводящим к ускорению ионов в глубь мишени, является световое давление лазерного импульса при его отражении от поверхности мишени. Из анализа функций распределения дейтронов по энергиям, полученных в настоящем расчете, следует, что в объеме мишени доля быстрых дейтронов с энергиями, превышающими 300 кэВ, достигала 0.5% от общего количества дейтронов. Таким образом, число быстрых дейтронов в объеме мишени, эффективно участвующих в  $D-D$ -реакциях, равнялось  $\sim 10^{11}$ . Отметим, что аналогичная оценка количества быстрых дейтронов при сходных параметрах лазерного импульса и мишени приведена в [15, 16]. В работе [7] количество дейтронов с энергией, превышающей 1 МэВ, оценивается примерно в  $10^{11}$ .

При движении дейтронов сквозь объем мишени осуществлялись акты  $D-D$ -реакций, в результате которых рождение нейтронов происходило в соответствии с моделью, описанной в разд.2 настоящей работы. На рис.3 приведены зависимости от времени суммарных потоков нейтронов  $F$  на левую и правую, а также на верхнюю и нижнюю границы расчетной области.

Как видно из рис.3, нейтроны начинают попадать на границы расчетной области спустя примерно 300 фс после окончания воздействия лазерного импульса на мишень. В течение 1 пс потоки нейтронов нарастают, достигая максимума, а затем уменьшаются практически до нуля в течение следующих 1.5 пс. При этом суммарный поток нейтронов на левую и правую границы оказался несколько больше (в 1.1 раза), чем поток на верхнюю и нижнюю границы расчетной области, что согласуется с результатами работ [4–7], в которых указывалось на анизотропию эмиссии нейтронов при сверхинтенсивном лазерном воздействии на дейтерированные мишени.

В работе [7] исследования зависимости выхода нейтронов от интенсивности и длительности лазерного импуль-

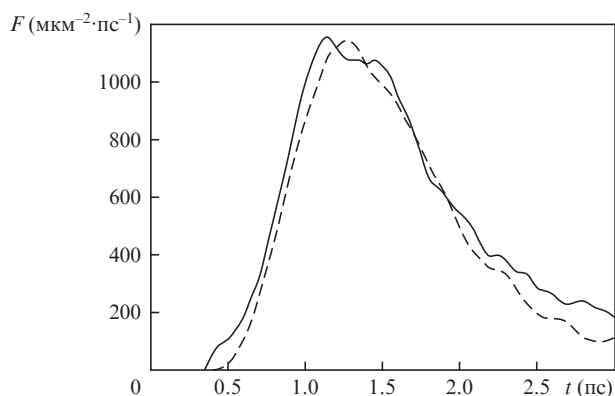


Рис.3. Зависимости суммарных потоков нейтронов от времени: сплошная кривая – потоки на левую и правую границы расчетной области, штриховая кривая – потоки на верхнюю и нижнюю ее границы.

са при постоянной площади пятна облучения показали, что выход нейтронов определяется энергией падающего лазерного импульса  $E_{\text{las}}$ . Такая зависимость приведена на рис.4.

Видно, что результаты настоящего расчета хорошо соответствуют результатам расчета [7] и известным экспериментальным данным в широком (0.2–10 Дж) диапазоне энергий падающего лазерного импульса. Нарастающее с увеличением лазерной энергии при  $E_{\text{las}} > 10$  Дж различие в выходах нейтронов, полученных в настоящем расчете и в работе [7], связано, по-видимому, с разными подходами к моделированию D–D-реакций. В используемом нами «дискретном» подходе предполагается, что высокоэнергетичный дейтрон в акте D–D-реакции исчезает, тогда как в работе [7] дейтрон продолжает вносить вклад в нейтронный выход, двигаясь в объеме мишени вплоть до своей полной остановки вследствие ионизационных потерь. При малых (менее 300 кэВ) энергиях дейтронов, когда сечение D–D-реакции стремится к нулю, оба подхода дают схожие результаты, однако с ростом

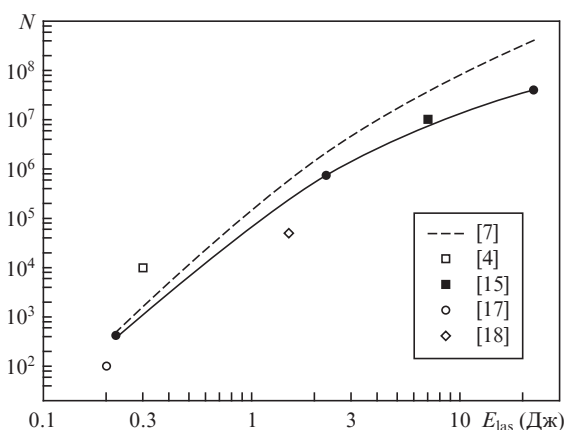


Рис.4. Зависимость выхода нейтронов  $N$  от энергии падающего лазерного импульса  $E_{\text{las}}$ . Сплошная кривая с черными точками – результаты моделирования кодом KARAT, полученные при интенсивностях падающего лазерного импульса  $10^{19}$ ,  $10^{20}$  и  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> (остальные параметры расчета при этом не изменялись), штриховая кривая – результаты моделирования в работе [7], точки – результаты экспериментов по лазерному облучению мишеней из дейтерированного полиэтилена  $(\text{CD}_2)_n$ , проведенные в работах [4, 15, 17, 18].

энергии дейтронов и сечения D–D-реакции подход, используемый в работе [7], дает больший выход нейтронов, чем настоящий расчет.

Необходимо отметить, что условия экспериментов [4, 15, 17, 18] значительно различаются как по интенсивности и длительности лазерного импульса, так и по наличию предплазмы на поверхности мишени. Поскольку предплазма оказывает существенное влияние на динамику ускорения ионов на фронтальной поверхности мишени [13], выход нейтронов должен зависеть от ее параметров. Действительно, в работе [7] указывается, что наличие предплазмы с характерной длиной 0.1–0.3 мкм приводит к увеличению выхода нейтронов по сравнению со случаем ее отсутствия, однако дальнейшее увеличение характерной длины предплазмы заметно снижает выход нейтронов. Вероятно, именно этим можно объяснить уменьшение выхода нейтронов в работе [17] по сравнению с данными настоящего расчета и работы [7].

#### 4. Случай слоистой мишени из дейтерированного полиэтилена

В работе [7] указывалось, что эффективность эмиссии нейтронов заметно возрастает в случае облучения сверхинтенсивным лазерным импульсом тонкой двухслойной мишени, состоящей из золотой фольги, на тыльную поверхность которой нанесен слой дейтерия. Образующийся в результате лазерного воздействия направленный поток дейтронов бомбардировал поверхность второй, «толстой», мишени из дейтерированного полиэтилена и приводил к эмиссии нейтронов в ходе D–D-реакций. Аналогичные направленные потоки дейтронов образуются и в рассмотренном выше случае (см. потоки 1 и 3 на рис.2), однако они не приводят к эмиссии нейтронов, поскольку не взаимодействуют с покоящимися дейтронами мишени или со встречными потоками дейтронов. Обеспечить необходимое взаимодействие потоков дейтронов позволяет использование слоистых мишеней.

На рис.5,а показана схема расчетной области при облучении сверхинтенсивным лазерным импульсом слоистой мишени из дейтерированного полиэтилена. Параметры лазерного импульса и мишени в точности соответствуют случаю, рассмотренному в разд.3, за исключением того, что мишень разделена на восемь одинаковых слоев толщиной 0.5 мкм, отстоящих на 0.5 мкм друг от друга в положительном направлении оси  $z$ . Интенсивность лазерного импульса  $I_0 = 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>.

На рис.5,б приведено распределение  $z$ -компонент скоростей дейтронов в слоистой мишени в момент времени  $t = 250$  фс. Видно, что потоки дейтронов, аналогичные потокам 1 и 3 на рис.2, формируются теперь в каждом слое мишени. Поток дейтронов с фронтальной поверхности первого (слева) слоя навстречу падающему лазерному импульсу, практически не отличающийся от потока 1 на рис.2, по-прежнему не дает вклада в эмиссию нейтронов. При этом поток дейтронов с тыльной поверхности последнего слоя, тоже не дающий вклада в выход нейтронов, стал существенно меньше соответствующего ему потока 3 на рис.2. Таким образом, наличие слоев в мишени позволило перераспределить потоки дейтронов таким образом, что количество ускоренных дейтронов, движущихся внутри слоистой мишени, значительно возросло.

Из проведенного расчета следует, что выход нейтронов при облучении слоистой мишени вырос в 2.8 раза по



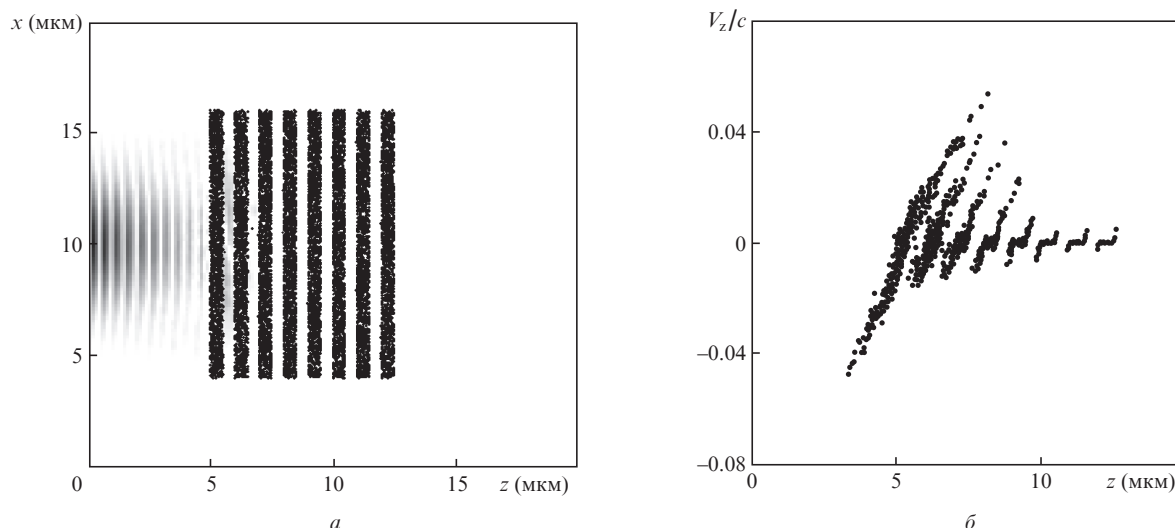


Рис.5. Схема расчетной области (а) и распределение z-компонент скоростей дейтронов в момент времени  $t = 250$  фс (б) при облучении сверхинтенсивным лазерным импульсом слоистой мишени из дейтерированного полиэтилена.

сравнению с рассмотренным выше случаем сплошной мишени и составил  $2.1 \times 10^6$  нейтронов. Увеличилась также и анизотропия углового распределения нейтронов: отношение суммарного потока нейтронов на левую и правую границы к потоку на верхнюю и нижнюю границы расчетной области составило 1.22.

Стоит отметить, что параметры слоистой мишени, такие как количество слоев, их толщина, расстояние между слоями, очевидно, существенно влияют на динамику дейтронов и эмиссию нейтронов. Действительно, при уменьшении количества слоев и расстояния между ними слоистая мишень по структуре будет приближаться к сплошной мишени и выход нейтронов уменьшится. С другой стороны, увеличение количества слоев и расстояния между ними приведет к снижению эффективной концентрации дейтронов в мишени и, следовательно, к уменьшению вероятности D–D-реакции (см. формулу (3)). Таким образом, существует набор параметров мишени, при котором выход нейтронов максимален. Представляет несомненный интерес исследование зависимости эмиссии нейтронов от параметров мишени с целью оптимизации выхода и углового распределения нейтронов.

### 5. Заключение

В настоящей работе проведено моделирование эмиссии нейтронов при облучении мишеней из дейтерированного полиэтилена сверхинтенсивными лазерными импульсами на основе оригинального метода, в котором вероятность акта D–D-реакции вычисляется из первых принципов на каждом шаге по времени для каждого дейтрона. Использование данного метода позволило рассчитать пространственно-временные характеристики нейтронного импульса, формирующегося при лазерном облучении мишени из дейтерированного полиэтилена, длительность которого более чем на порядок превысила длительность лазерного

импульса и составила  $\sim 3$  пс. Полный выход нейтронов хорошо соответствует экспериментальным данным [4, 15, 17, 18] в диапазоне энергий падающего лазерного импульса 0.2–10 Дж.

Рассмотрена эмиссия нейтронов при взаимодействии встречных пучков дейтронов, образующихся при облучении сверхинтенсивным лазерным импульсом слоистой мишени из дейтерированного полиэтилена. Показано, что при облучении слоистой мишени из-за перераспределения потоков дейтронов выход нейтронов существенно (в 2.8 раза) увеличивается по сравнению со случаем сплошной мишени из дейтерированного полиэтилена при прочих равных условиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (грант № МК-6184.2010.2).

1. Norreys P.A. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **40**, 175 (1998).
2. Madison K.W. et al. *Phys. Plasmas*, **11**, 270 (2004).
3. Fritzler S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 165004 (2002).
4. Hilscher D. et al. *Phys. Rev. E*, **64**, 016414 (2001).
5. Izumi N. et al. *Phys. Rev. E*, **65**, 036413 (2002).
6. Toupin C., Lefebvre E., Bonnaud G. *Phys. Plasmas*, **8**, 1011 (2001).
7. Petrov G.M., Davis J. *Phys. Plasmas*, **15**, 073109 (2008).
8. Tarakanov V.P. *User's Manual for Code KARAT* (USA, VA: Berkeley Research Associates Inc., 1992).
9. Андреев С.Н., Рухадзе А.А., Тараканов В.П., Якутов Б.П. *Квантовая электроника*, **40**, 64 (2010).
10. Bosch H.S., Hale G.M. *Nucl. Fusion*, **31**, 611 (1992).
11. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. *Некоторые вопросы теории ядра* (М.-Л.: Гостехиздат, 1950).
12. Oishi Y. et al. *Phys. Plasmas*, **12**, 073102 (2005).
13. Андреев С.Н., Тараканов В.П. *Физика плазмы*, **35**, 1094 (2009).
14. Wilks S.C., Kruer W.L., Tabak M., Langdon A.B. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1383 (1992).
15. Disdier L., Garconnet J-P., Malka G., Miquel J-L. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1454 (1999).
16. Беляев В.С. и др. *Ядерная физика*, **72**, 1123 (2009).
17. Pretzler G. et al. *Phys. Rev. E*, **58**, 1165 (1998).
18. Беляев В.С. и др. *ЖЭТФ*, **98**, 1133 (2004).