

# Моделирование ускорения протонов при облучении майларовой мишени фемтосекундными лазерными импульсами

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

*Методом крупных частиц проведено моделирование ускорения протонов при воздействии фемтосекундного плоскополяризованного лазерного импульсного излучения на майларовые мишени различной толщины и при разных углах падения излучения на мишень. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными, полученными в недавних экспериментах, показало их хорошее соответствие. Найдено оптимальное значение угла падения ( $45^\circ$ ), при котором энергия протонов достигает своего абсолютного максимума.*

**Ключевые слова:** лазерное ускорение частиц, PIC-метод, тонкопленочная мишень.

## 1. Введение

Взаимодействие сверхинтенсивного лазерного излучения с веществом широко исследуется как экспериментально, так и теоретически (см., напр., обзоры [1–3]).

Наиболее адекватным методом исследования процессов, протекающих при взаимодействии фемто- и пикосекундных лазерных импульсов с различными мишенями, представляется моделирование методом PIC (Particle In Cell). Для численного исследования релятивистских лазерно-плазменных процессов нами применялась двухмерная плоская версия полностью релятивистского электродинамического PIC-кода КАРАТ [4], определенными удобствами которого являются возможность использования кода на персональных компьютерах и развитый графический интерфейс, позволяющий проводить предварительный анализ результатов в процессе расчета.

Несмотря на ограниченные вычислительные возможности персональных компьютеров, существует широкий круг связанных с взаимодействием сверхинтенсивного лазерного излучения с веществом задач, которые удастся исследовать при помощи указанного кода в его одномерной или двухмерной модификациях, и, как будет показано ниже, результаты моделирования оказываются в хорошем согласии с экспериментальными данными.

В качестве тестовой задачи мы выбрали недавнюю работу [5], в которой экспериментально исследовалось ускорение протонов при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов, имеющих рекордный контраст (более  $10^{10}$ ), с майларовыми пленками различной толщины. В работе [5] было экспериментально продемонстри-

ровано, что при отсутствии преплазмы на фронтальной поверхности мишени ускорение протонов как с фронтальной, так и с тыльной поверхности мишени происходит практически с одинаковой эффективностью.

Проведенное в настоящей работе моделирование данной задачи кодом КАРАТ подтвердило основные выводы работы [5] не только качественно, но количественно, а также позволило получить дополнительные сведения о зависимости характеристик ускоренных протонов от угла падения лазерного импульса.

## 2. Краткое описание физической модели кода КАРАТ

В основе кода лежит трехмерная самосогласованная электродинамическая модель, индуцированные электрические  $\mathbf{E}$  и магнитные  $\mathbf{B}$  поля в которой находятся из уравнений Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{J}$  – плотность тока. Поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  удовлетворяют различным граничным условиям в зависимости от типов границ счетной области, в том числе идеально проводящих поверхностей, поверхностей с конечной проводимостью, открытых границ. Ввод внешнего электромагнитного импульса, в частности лазерного импульса, осуществляется путем реализации соответствующих типу волны граничных условий. Система (1), (2) решается конечно-разностным методом (FDTD) на прямоугольной сетке со сдвигом в пространстве и во времени.

В настоящей задаче плотность тока в каждой точке системы определяется только в рамках PIC-метода:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_s Q_s \mathbf{v}_s, \quad (3)$$

где  $\mathbf{v}_s$  – скорость макрочастицы с номером  $s$ ;  $Q_s$  – часть

С.Н.Андреев, А.А.Рухадзе. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38;

e-mail: andreevsn@an.gpi.ru, rukh@ipl.gpi.ru

В.П.Тараканов. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, Ижорская ул., 13/19;

e-mail: karat@tarak.msk.ru

Б.П.Якутов. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: Boris\_Yakutov@mail.ru

заряда макрочастицы с номером  $s$  в данной элементарной ячейке;  $\Delta V$  – объем элементарной ячейки.

Поскольку электроны могут иметь релятивистские скорости, для описания движения макрочастиц используется релятивистское уравнение движения заряженной частицы в электромагнитном поле

$$\frac{d\mathbf{p}_s}{dt} = Q \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_s \times \mathbf{B} \right). \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{p}_s$  – импульс макрочастицы, причем

$$\mathbf{p}_s = m_p \mathbf{v}_s \gamma; \quad \gamma = \frac{1}{(1 - \mathbf{v}_s^2/c^2)^{1/2}}; \quad (5)$$

$m_p = \eta m$  – масса макрочастицы;  $Q = \eta q$  – ее заряд;  $m$  и  $q$  – масса и заряд реальных плазменных частиц (электронов и ионов);  $\eta$  – параметр укрупнения.

Уравнения (1)–(5) составляют полную систему, позволяющую самосогласованно описывать динамику частиц и генерируемых ими электромагнитных полей.

Суть PIC-метода состоит в том, что масса и заряд макрочастиц могут на порядки превышать массу и заряд реальных плазменных частиц (электронов и ионов), и тем не менее, при выполнении определенных условий, результаты PIC-моделирования с высокой степенью точности совпадают с результатами реального эксперимента и аналитическими решениями. Действительно, в уравнение движения (4) масса и заряд макрочастицы входят в виде отношения. По этой причине динамика макрочастиц не отличается от динамики реальных плазменных частиц. Однако при определении плотности тока  $\mathbf{J}$  заряд макрочастицы входит в формулу (3) явно, и величина параметра укрупнения  $\eta$  может влиять на результаты моделирования.

При PIC-моделировании лазерно-плазменных процессов на персональном компьютере основным ограничением является количество макрочастиц, используемых в расчете, которое в настоящее время не может значительно превышать  $10^7$ . Для достижения максимальной точности расчета (когда количество макрочастиц максимально) параметр укрупнения будет изменяться в зависимости от начальной конфигурации и размера плазменной мишени. Далее будет исследовано влияние параметра укрупнения на результаты моделирования.

### 3. Постановка задачи

На рис.1 показан пример расчетной области взаимодействия лазерного импульса длительностью 65 фс с тонкой майларовой ( $C_8H_{10}O_4$ ) пленкой, соответствующий описанному в работе [5] эксперименту. Размер расчетной области был равен  $40 \times 40$  мкм, шаг сетки по каждой оси – 57 нм. Время расчета составляло 900 фс.

Лазерное импульсное излучение с длиной волны  $\lambda = 790$  нм имело гауссов профиль как во времени, так и в пространстве (в плоскости  $xz$ ) с шириной на полувысоте 65 фс и 8 мкм соответственно. Интенсивность лазерного излучения в максимуме составляла  $I_0 = 5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Мишень моделировалась как плазма в рамках PIC-модели. Определенным аргументом в пользу такого допущения служит то, что энергия движения частиц в поле моделируемого лазерного импульса на много порядков превышает энергию связи электронов в твердом теле мишени.

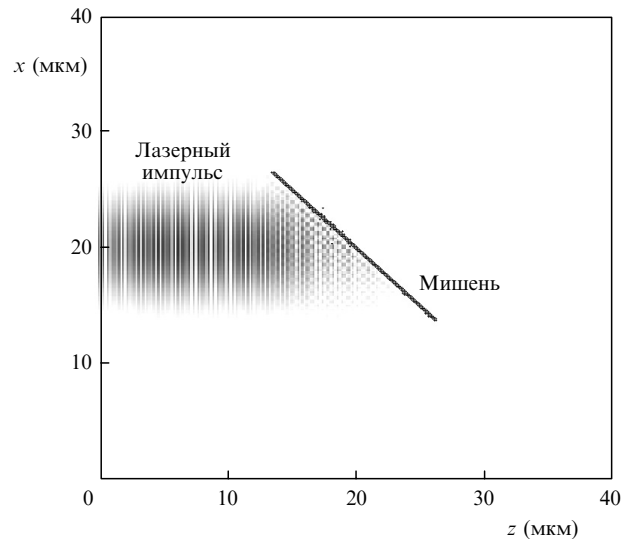


Рис.1. Расчетная область взаимодействия лазерного импульса (проекция магнитного поля на ось  $y$ ) с пленкой в момент времени  $t = 90$  фс.

Конструкция модели соответствует используемой в реальных экспериментах [5]. В начальный момент мишень представляла собой однократно ионизованную плазменную область шириной 18 мкм и толщиной  $h = 80 - 800$  нм, состоящую из электронов  $e^-$  и ионов трех видов: протонов  $p^+$  с концентрацией  $n_{p^+} = 50 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, ионов углерода  $C^+$  с концентрацией  $n_{C^+} = 40 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> и ионов кислорода  $O^+$  с концентрацией  $n_{O^+} = 20 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, что соответствовало плотности майлара  $\rho = 1.4$  г/см<sup>3</sup>. Мишень была повернута на  $45^\circ$  относительно направления распространения лазерного импульса.

В применяемой в данной задаче двухмерной плоской версии кода КАРАТ, в которой используется декартова система координат  $xz$  (т. е. отсутствует зависимость от  $y$ ), вместо параметра укрупнения  $\eta$  берется пропорциональный ему параметр  $M = 0.33 \times 10^{-10} \eta$  (Merging factor). Максимальное число макрочастиц каждого сорта в нашем случае не могло превышать  $1.2 \times 10^6$  (полное число частиц  $7.2 \times 10^6$ ), поэтому минимальное значение  $M$  определялось максимальной концентрацией ионов каждого сорта в плазменной области, а также ее площадью. В настоящем исследовании ширина плазменной области не изменялась, а толщина  $h$  варьировалась. Поэтому для каждого значения  $h$  выбиралось минимальное значение  $M_{\min}(h)$ , обеспечивающее максимально возможную (для данного  $h$ ) точность расчета. Так, при изменении  $h$  от 80 нм до 0.8 мкм величина  $M_{\min}(h)$  изменялась от 0.3 до 2.

### 4. Результаты моделирования

Перейдем к обсуждению результатов моделирования. На рис.2 приведены зависимости от времени максимальных кинетических энергий протонов, ускоренных лазерным импульсом и движущихся в областях левее фронтальной поверхности мишени и правее тыльной поверхности мишени (см. рис.1). Толщина мишени  $h = 80$  нм, параметр  $M_{\min}(h) = 0.3$ . Из рис.2 видно, что процесс набора энергии протонами занимает не менее 1 пс. Поскольку выход энергии протонов на насыщение – процесс весьма длительный, для экономии вычислительного времени мы заканчивали расчет в момент времени  $t = 900$  фс, при этом изменение энергий протонов за последние

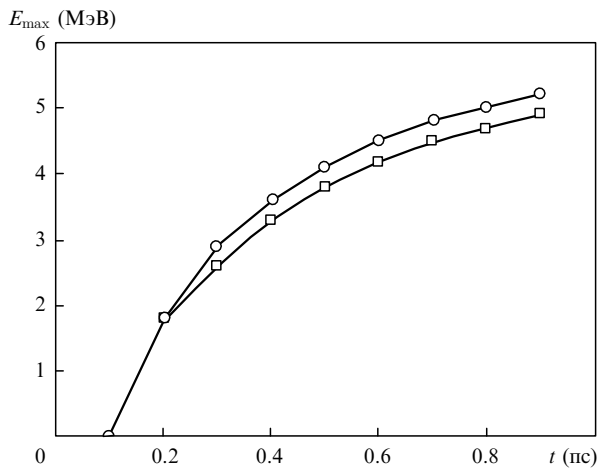


Рис.2. Временные зависимости максимальных кинетических энергий протонов с фронтальной (□) и тыльной (○) поверхностями мишени.

100 фс не превышало 5 %. Максимальные значения энергий протонов, летящих с фронтальной и тыльной поверхностей мишени, составляли 4.9 и 5.2 МэВ соответственно, что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента в [5].

Как указывалось в работе [5], отсутствие области препазмы из-за высокого контраста лазерного импульса приводит к тому, что протоны с фронтальной и тыльной сторон мишени набирают приблизительно одинаковую энергию. Этот факт подтверждается настоящим расчетом, в котором разность энергий протонов с двух сторон от мишени в момент времени  $t = 900$  фс не превышает 6 %. Динамика ускорения протонов при взаимодействии лазерного импульса с более толстыми мишенями, рассматриваемыми в настоящей работе, качественно не изменяется.

На рис.3 приводятся максимальные кинетические энергии протонов с фронтальной и тыльной сторон мишени в зависимости от ее толщины  $h$ . Сплошной кривой показаны экспериментальные данные, приведенные в [5]. Расчеты проводились при нескольких значениях  $M$  с целью изучения влияния указанного параметра на результаты моделирования. Как видно из рис.3, эти результаты удовлетворительно совпадают с результатами эксперимента при  $M \leq 0.75$ , причем большие значения энергии при постоянном  $h$  соответствуют меньшим значениям  $M$ . Заметим, что данная зависимость стремится к насыщению. Например, на рис.3,а в расчетах с толщиной мишени  $h = 0.1$  мкм при изменении  $M$  от 2 до 0.75 энергия протона возросла от 3.4 до 4.4 МэВ, а при изменении от 0.4 до 0.3 – от 5 до 5.1 МэВ. Таким образом, влияние параметра укрупнения макрочастиц на результаты PIC-моделирования ослабевает при увеличении их полного числа.

Несмотря на имеющиеся различия кинетических энергий протонов, рассчитанных при разных значениях  $M$ , формы зависимостей этих энергий от толщины мишени оказываются похожими: они имеют максимум при толщине  $h \approx 0.2$  мкм. На экспериментальных зависимостях [5] также имеет место максимум энергии, но при  $h \approx 0.1$  мкм, что, с учетом экспериментальной ошибки, может считаться хорошим соответствием результатов расчета и эксперимента.

Для сопоставления зависимостей, полученных при  $M = 0.3, 0.4, 0.75$  и 2, соответствующие значения кинети-

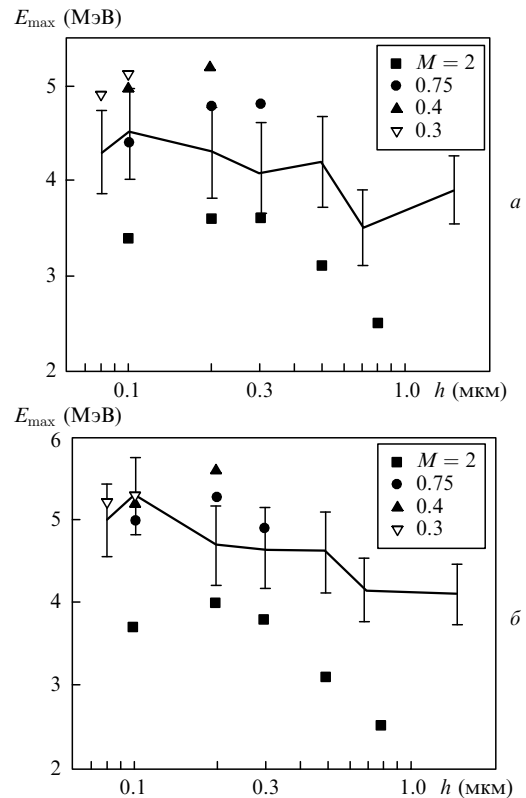


Рис.3. Зависимости максимальной энергии протонов с фронтальной (а) и тыльной (б) поверхностями мишени от ее толщины  $h$  при различных значениях параметра  $M$ ; сплошная линия – результаты эксперимента [5].

ческих энергий протонов с фронтальной поверхности мишени были умножены на коэффициенты 0.86, 0.88, 1 и 1.3, а значения кинетических энергий протонов с тыльной поверхности мишени – на коэффициенты 0.94, 0.96, 1 и 1.35. В результате этой процедуры «приведения» значения кинетических энергий протонов с фронтальной поверхности мишени при толщине  $h = 0.1$  мкм для всех  $M$  совпадали друг с другом (аналогично для протонов с тыльной стороны). Полученные «приведенные» при  $h = 0.1$  мкм зависимости показаны на рис.4 для кинетических энергий протонов с фронтальной и тыльной сторон мишени. Видно, что все зависимости с хорошей степенью точности попадают на одну кривую, которая, в свою очередь, удовлетворительно описывает экспериментальные данные в рассматриваемом диапазоне толщин мишени. Таким образом, предложенная процедура «приведения» позволяет получать достаточно точные количественные результаты в широком диапазоне толщин мишени.

Рассмотрим теперь вопрос о зависимости максимальной кинетической энергии протонов от угла падения  $\theta$  лазерного импульса на майларовую мишень при  $h = 0.1$  мкм и  $M = 0.75$ . На рис.5 приводятся максимальные кинетические энергии протонов с фронтальной и тыльной сторон мишени, а также модуль их разности в зависимости от  $\theta$ . Из рис.5 видно, что максимальная энергия протонов достигается при угле падения, близком к  $\theta = 45^\circ$ . При уменьшении  $\theta$  максимальная энергия заметно уменьшается: при нормальном падении ( $\theta = 0$ ) энергия протонов с фронтальной стороны равна 1.9 МэВ, а с тыльной – 2.6 МэВ, что почти в 2 раза меньше, чем при  $\theta = 45^\circ$ . Кроме того, при уменьшении угла  $\theta$  возрастает (выходя

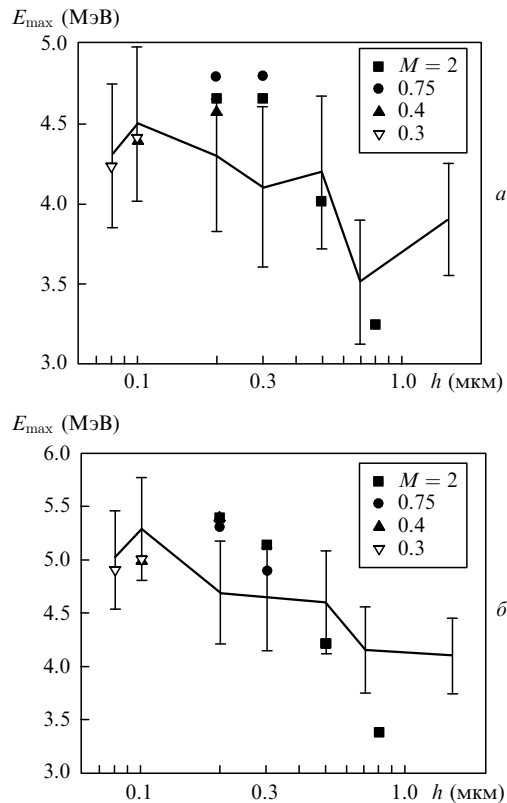


Рис.4. Зависимости приведенной максимальной энергии протонов с фронтальной (а) и тыльной (б) поверхностей мишени от ее толщины  $h$  при различных значениях параметра  $M$ ; сплошная линия – результаты эксперимента [5].

на насыщение) разность энергий с тыльной и фронтальной сторон, при  $\theta = 0$  достигая 0.7 МэВ. Таким образом, при нормальном падении лазерного импульса энергия протонов с тыльной стороны мишени оказывается существенно выше энергии протонов с фронтальной стороны, даже несмотря на отсутствие преплазмы.

Отметим наконец, что приведенные в работе [5] результаты двухмерного PIC-моделирования посредством кода CALDER [6] также хорошо описывают экспериментальные данные. Однако для получения такого совпадения авторы [5] использовали в расчетах заниженное значение интенсивности лазерного импульса  $I_0 = 3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, а также завышенную концентрацию частиц майларовой мишени (150 критических плотностей), соответствующую плотности  $\rho = 1.9$  г/см<sup>3</sup>. Эти два обстоятельства указывают на то, что PIC-код CALDER, использованный в работе [5], дает завышенные результаты по сравнению с результатами кода KARAT. Для сравнения с [5] нами был проведен расчет для майларовой мишени толщиной 100 нм с  $\rho = 1.9$  г/см<sup>3</sup>,  $I_0 = 3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $M = 0.75$ . Полученные максимальные энергии протонов с фронтальной и тыльной сторон мишени оказались

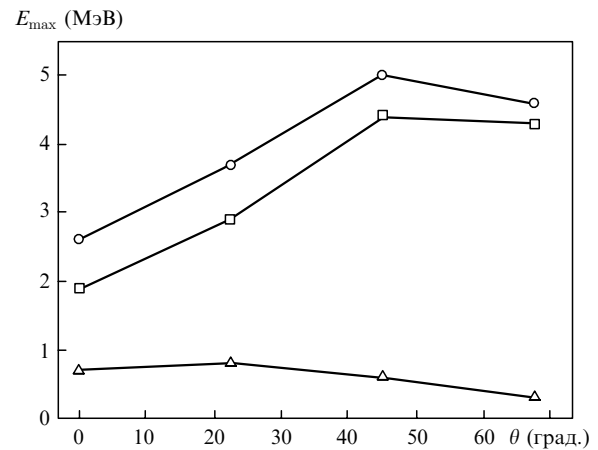


Рис.5. Зависимости максимальных энергий протонов с фронтальной ( $\square$ ) и тыльной ( $\circ$ ) поверхностей мишени, а также модуля их разности ( $\triangle$ ) от угла падения лазерного излучения  $\theta$ .

равны 3.3 и 3.6 МэВ, что более чем на 1 МэВ ниже соответствующих экспериментальных результатов (4.5 и 5.3 МэВ).

## 5. Заключение

Результаты моделирования PIC-кодом KARAT взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с майларовыми мишенями хорошо согласуются с экспериментальными данными. Исследовано влияние параметра укрупнения макрочастиц на результаты моделирования, и показано, что это влияние ослабевает при увеличении полного числа макрочастиц в системе. Исследована зависимость максимальной кинетической энергии протонов от угла падения лазерного импульса на мишень, и получено, что энергия протонов достигает абсолютного максимума при угле падения, равном  $45^\circ$ . Проведено сравнение результатов моделирования при помощи PIC-кода KARAT, с результатами двухмерного PIC-кода CALDER [5]. Показано, что код CALDER дает существенно завышенные значения максимальной кинетической энергии протонов по сравнению с кодом KARAT.

Авторы благодарят В.П.Макарова за внимание к работе и ценные замечания. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-12060).

1. Umstadter D. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, R151 (2003).
2. Pukhov A. *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 47 (2003).
3. Беляев В.С., Крайнов В.П., Лисица В.С., Матафонов А.П. *УФН*, **178**, 823 (2008).
4. Tarakanov V.P. *User's Manual for Code KARAT* (Springfield VA, USA: Berkeley Research Associates, 1992).
5. Seccotti T., Levy A., Popescu H., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 185002 (2007).
6. d'Humieres E., Lefebvre E., Gremillet L., Malka V. *Phys. Plasmas*, **12**, 062704 (2005).