

УДК 533.95

## Квазинейтральность протонного пучка, ускоренного релятивистским лазерным импульсом

С.Н. Андреев<sup>1</sup>, В.П. Тараканов<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Московский политехнический университет  
107023, г. Москва, ул. Большая Семеновская, 38

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН  
125412, г. Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

Поступила в редакцию 26.01.2022 г.

Приведены результаты численного исследования процесса формирования квазинейтрального пучка протонов и электронов при взаимодействии сверхинтенсивного лазерного импульса с алюминиевой мишенью со слоем протонов на тыльной поверхности. Показано, что время установления состояния квазинейтральности более чем в пять раз превышает длительность лазерного импульса.

*Ключевые слова:* пучок протонов, сверхинтенсивный лазерный импульс, метод «частица в ячейке», квазинейтральность; proton beam, super-intense laser pulse, PIC simulation, quasi-neutrality.

### Введение

Динамика различных типов полярных сияний, обусловленных возбуждением атомов и молекул верхней атмосферы Земли потоками заряженных частиц с последующим излучением в различных областях спектра, тесно связана с плазменной структурой магнитосферы Земли и протекающими в ней процессами. Поэтому изучение различных характеристик полярных сияний дает возможность определить область их магнитосферного источника и на базе этих знаний исследовать динамические процессы в системе «солнечный ветер – магнитосфера – ионосфера» (см. обзор [1] и литературу в нем).

Интенсивные потоки протонов солнечного ветра, вызывающие так называемые протонные полярные сияния, привлекают внимание ученых уже несколько десятилетий [2–4]. Развитие космической техники позволило достаточно подробно исследовать пространственное распределение и характеристики протонных потоков при запусках ракет и спутников. Были созданы аналитические и расчетные модели, позволяющие описать поведение потоков протонов в атмосфере с учетом влияния магнитного поля Земли, а также различных неупругих процессов, включая возбуждение и ионизацию атомов, перезарядку протонов и пр. [5].

Стоит отметить, что прямые экспериментальные исследования взаимодействия авроральных пучков с атмосферой Земли очень затратны, поэтому разумной альтернативой им становятся лабораторные

исследования взаимодействия пучков протонов с газообразными и плазменными мишенями в лазерных экспериментах.

Пучки протонов, формирующиеся при воздействии сверхинтенсивных лазерных импульсов на твердотельные мишени, помимо фундаментального, представляют большой интерес и для различных приложений, таких как радиография или лазерная медицина. Бомбардировка протонными пучками вторичных мишеней может инициировать в них ядерные реакции, перспективные с точки зрения термоядерной энергетики [6].

Для получения протонных пучков с параметрами, оптимизированными под конкретное приложение, необходимо знать, как зависят их свойства от параметров лазерного импульса и мишени. Экспериментальным и теоретическим исследованиям таких пучков посвящено множество статей и обзоров (см., например, [7] и литературу в ней). Однако важнейшему вопросу о квазинейтральности протонного пучка посвящено всего несколько работ. В частности, в [8] экспериментально доказано, что пучок протонов является квазинейтральным, что обеспечивает его ламинарность и низкую расходимость. Временная динамика формирования квазинейтрального пучка протонов не была исследована.

В настоящей работе при помощи численного моделирования методом «частица в ячейке» (PIC – particle in cell) исследуются свойства протонных пучков, формируемых при воздействии сверхинтенсивных лазерных импульсов различной интенсивности на алюминиевую мишень, тыльная сторона которой покрыта слоем, содержащим протоны. Особое внимание уделяется исследованию временной динамики установления квазинейтральности пучка протонов.

\* Андреев Степан Николаевич (andreev\_stepan@mail.ru); Владимир Павлович Тараканов (karat8tarak@gmail.com).

## 1. Постановка задачи

Численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с алюминиевой мишенью, на тыльной поверхности которой находится слой протонов, проводилось при помощи двухмерной XZ-версии PIC – кода KARAT [9].

На рис. 1 представлена схема численного эксперимента. Размер расчетной области: 40 (по оси Z) на 60 мкм (по оси X). Все границы расчетной области прозрачны для электромагнитного излучения и макрочастиц, моделирующих электроны и ионы плазмы.

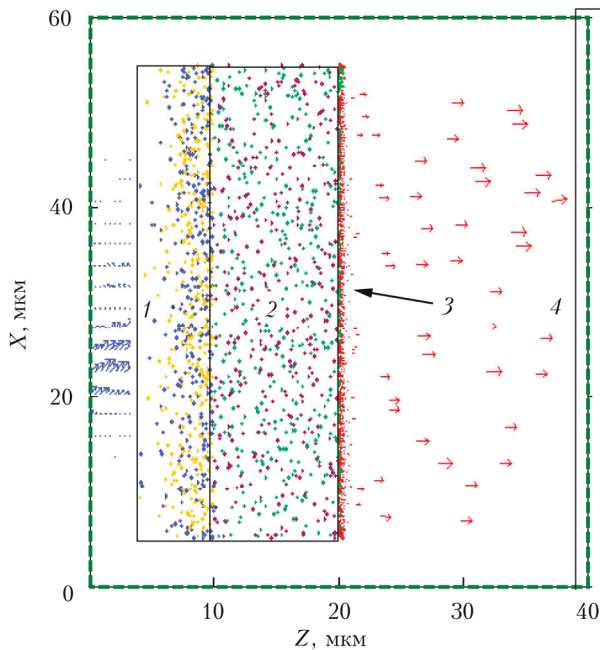


Рис. 1. Схема расчетной области: 1 – область предплазмы; 2 – алюминиевая мишень; 3 – слой протонов; 4 – правая граница расчетной области; синие стрелки – распределение вектора Пойнтинга падающего лазерного излучения, красные – протоны, ускоренные с тыльной поверхности мишени (цв. рисунок см. <http://iao.ru/ru/content/vol.35-2022/iss.13>)

Мишень 2 представляет собой прямоугольную область толщиной 10 мкм (по оси Z) и шириной 50 мкм (по оси X), заполненную плазмой из макрочастиц, моделирующих электроны  $e^-$  и ионы алюминия  $Al^+$  с постоянной концентрацией  $n = 10n_{cr} = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , где  $n_{cr} = 1,1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  – критическая концентрация для длины волны падающего лазерного излучения 1 мкм. Перед мишенью располагается слой алюминиевой предплазмы 1 толщиной 6 мкм и шириной 50 мкм, состоящий из электронов  $e^-$  и ионов алюминия  $Al^+$ . Профиль концентрации плазмы вдоль оси Z возрастает по экспоненциальному закону от  $1,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  на левой границе области предплазмы до  $2,2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  у поверхности алюминиевой мишени. В поперечном направлении (вдоль оси X) профиль концентрации предплазмы не меняется. На тыльной поверхности мишени на-

ходится слой 3 толщиной 0,2 и шириной 50 мкм, состоящий из электронов  $e^-$  и протонов  $p^+$  с концентрацией  $n = 10 \cdot 10^{22}$ . Расстояние по оси Z от протонного слоя на тыльной поверхности мишени до правой границы расчетной области составляет 20 мкм.

Лазерный импульс с длиной волны 1 мкм и гауссовым профилем по времени и пространству с шириной на полувысоте 1 пс и 10 мкм соответственно падал на мишень под углом  $30^\circ$  к нормали к ее поверхности. Лазерный импульс в максимуме интенсивности достигал мишени к моменту времени  $t = 2$  пс. Расчеты проводились для интенсивностей лазерного импульса  $I = 1 \cdot 10^{18}$ ,  $2 \cdot 10^{18}$  и  $4 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ .

## 2. Результаты моделирования

Воздействие лазерного импульса на мишень приводит к разогреву электронов предплазмы, которые, проходя через алюминиевую мишень, создают на ее тыльной поверхности квазистатическое электрическое поле [10]. Амплитуда электростатического поля в рассматриваемом случае может достигать значений порядка  $10^{10} \text{ В/см}$  и выше. Протоны, находящиеся на тыльной поверхности мишени, ускоряются этим полем в направлении, перпендикулярном поверхности мишени, и формируют слабо расходящийся пучок. Максимальная энергия протонов в пучке зависит от интенсивности лазерного импульса и может достигать 5 МэВ при интенсивности  $I = 4 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . В то же время часть протонов не приобретает кинетической энергии, оставаясь на тыльной поверхности мишени.

На рис. 2. приведена средняя кинетическая энергия протонов  $E_p$  в зависимости от времени при различных значениях интенсивности лазерного импульса. Видно, что максимум средней кинетической энергии протонов достигается при  $t = 3$  пс, с запаздыванием на  $\sim 1$  пс относительно максимума воздействия лазерного импульса на мишень. Максимум средней кинетической энергии протонов нелинейно зависит от интенсивности лазерного

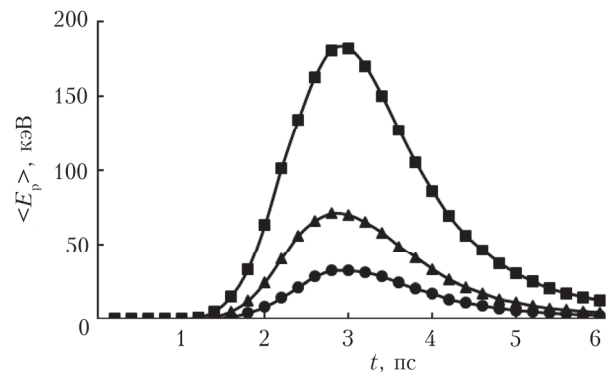


Рис. 2. Зависимость от времени средней кинетической энергии протонов при  $I = 1 \cdot 10^{18}$  (кружки),  $2 \cdot 10^{18}$  (треугольники) и  $4 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$  (квадраты)

излучения и описывается скейлингом  $\langle E_p \rangle = 4,14x^2 + 28,7x - 2,08$  кэВ, где  $x$  — интенсивность лазерного импульса в единицах  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Потенциал электростатического поля вблизи тыльной поверхности мишени со временем уменьшается, что приводит к уменьшению средней энергии протонов, которая к моменту времени  $t = 6$  пс составляет не более 10% от максимальной величины. Еще одна причина уменьшения средней кинетической энергии протонов — их уход на границы расчетной области с последующим исключением из расчетов.

Результаты моделирования показали, что ускорение протонов происходит не только в области «пятна» лазерного импульса, но и на всей тыльной поверхности мишени, длина которой в нашем расчете в шесть раз превышает диаметр «пятна»  $d = 10$  мкм. Это происходит из-за того, что «горячие» электроны, создающие ускоряющее электростатическое поле на тыльной поверхности мишени, совершая колебательные движения и многократно проходя сквозь мишень и обратно, покрывают своими траекториями практически весь объем мишени, а не только область лазерного воздействия [11].

Большинство протонов двигаются перпендикулярно мишени в положительном направлении оси  $Z$ , формируя пучок, угол разлета которого не превышает  $15\text{--}20^\circ$ . Из эксперимента [8] известно, что подобный протонный пучок обладает высокой степенью ламинарности и распространяется на относительно большие расстояния без изменений поперечного размера. Причиной такого поведения может быть квазинейтральность пучка, в котором кулоновские силы расталкивания одноименно заряженных протонов компенсированы силами притяжения со стороны электронов, движущихся вместе с протонами.

Для выяснения особенностей формирования пучка протонов, ускоренных с тыльной поверхности алюминиевой мишени, были вычислены токи электронов и протонов, падающих на правую границу расчетной области (4 на рис. 1). На рис. 3 приведена зависимость от времени тока протонов, падающего на правую границу расчетной области, при различных интенсивностях лазерного импульса.

Верно, что чем выше интенсивность лазерного импульса, тем быстрее протоны попадают на правую границу расчетной области (ток протонов  $I_p$  становится больше нуля) и тем раньше достигается максимум протонного тока. Действительно, для  $I = 1 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> максимальный протонный ток  $I_{p,\max} = 7$  МА/см достигается при  $t = 3,8$  пс; для  $I = 2 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>  $I_{p,\max} = 14$  МА/см достигается при  $t = 3,6$  пс; для  $I = 4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>  $I_{p,\max} = 31$  МА/см достигается при  $t = 3,4$  пс (размерность тока МА/см определяется двухмерностью постановки задачи).

На рис. 4 показан суммарный ток протонов и электронов на правую границу расчетной области  $I_p + I_e$  в зависимости от времени при  $I = 1 \cdot 10^{18}$ ,

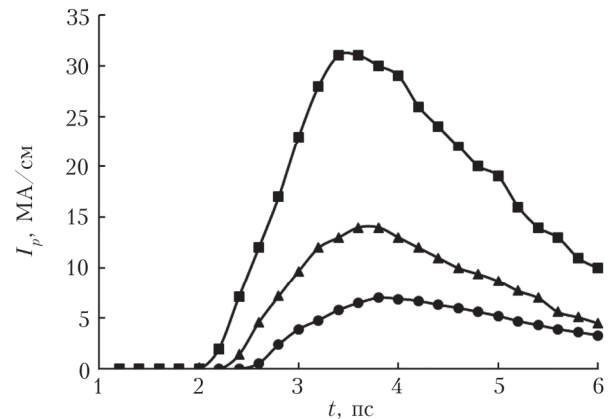


Рис. 3. Зависимость от времени тока протонов на правую границу расчетной области при  $I = 1 \cdot 10^{18}$ ,  $2 \cdot 10^{18}$  и  $4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>; обозначения кривых см. на рис. 2

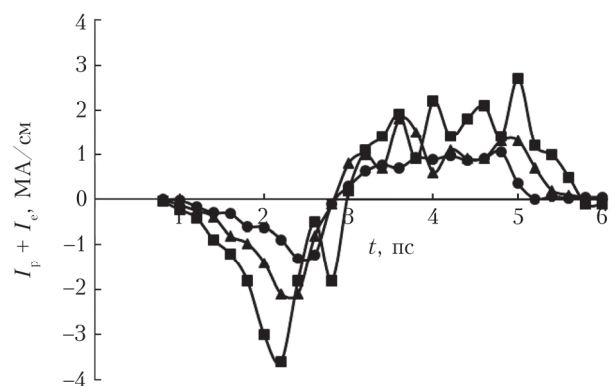


Рис. 4. Зависимость от времени суммарного тока протонов и электронов на правую границу расчетной области при  $I = 1 \cdot 10^{18}$ ,  $2 \cdot 10^{18}$  и  $4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>; обозначения кривых см. на рис. 2

$2 \cdot 10^{18}$  и  $4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. В начале лазерного воздействия он принимает отрицательные значения (в токе преобладают электроны), затем меняет знак (преобладает протонный ток), однако при  $t > 5,5$  пс суммарный ток практически обращается в ноль, что свидетельствует о достижении состояния квазинейтральности пучка заряженных частиц, ускоренных в результате лазерного воздействия на мишень. При увеличении интенсивности лазерного импульса максимальные отклонения от нуля суммарного тока увеличиваются как в отрицательную, так и в положительную стороны, однако эти отклонения не превышают по абсолютной величине 10–15% от максимальных значений протонного тока. Таким образом, можно заключить, что время установления состояния квазинейтральности пучка заряженных частиц более чем в пять раз превышает длительность лазерного импульса 1 пс.

На рис. 5 приведены энергетические спектры протонов, падающих на правую границу расчетной области в интервале времени  $t$  от 2,4 до 6 пс при  $I = 1 \cdot 10^{18}$ ,  $2 \cdot 10^{18}$  и  $4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Как видно из графиков, с ростом интенсивности лазерного импульса увеличивается количество ускоренных протонов, падающих на правую границу

расчетной области, а также их максимальная энергия. Так, при  $I = 1 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> максимальная энергия протонов в пучке  $E_{p, \max} = 3,3$  МэВ, а при  $I = 4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>  $E_{p, \max} = 5,2$  МэВ. Однако большинство протонов в пучке имеют энергию не более 1 МэВ.

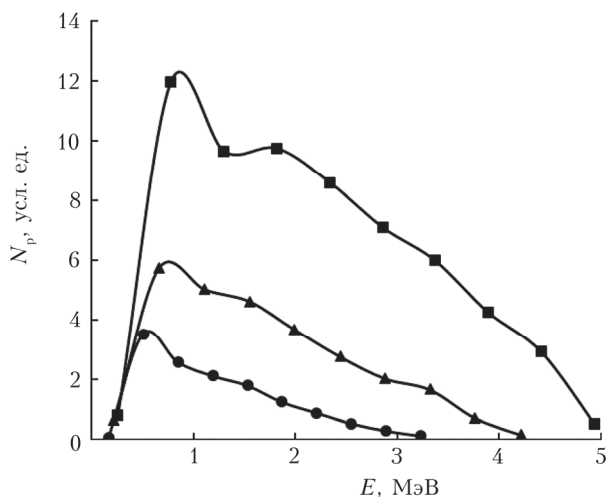


Рис. 5. Энергетические спектры протонов, попадающих на правую границу расчетной области  $I = 1 \cdot 10^{18}$ ,  $2 \cdot 10^{18}$  и  $4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>; обозначения кривых см. на рис. 2

В случае попадания на вторичные мишени как газовые, так и конденсированные пучки протонов способны инициировать ядерные реакции и другие неупругие процессы, моделирование которых выходит за рамки настоящего исследования.

### Заключение

Проведено численное исследование процесса формирования квазинейтрального пучка протонов при взаимодействии сверхинтенсивного лазерного импульса с алюминиевой мишенью с протонным слоем на тыльной поверхности для интенсивностей лазерного импульса  $I = 1 \cdot 10^{18}$ ,  $2 \cdot 10^{18}$  и  $4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Получены энергетические спектры протонов, попадающих на правую границу расчетной области.

Показано, что в начале лазерного воздействия в пучке преобладают электроны, в результате чего суммарный ток на правую границу расчетной области принимает отрицательные значения, затем меняет знак (в пучке преобладают протоны), а при  $t > 5,5$  пс суммарный ток стремится к нулю, что

свидетельствует о достижении состояния квазинейтральности пучка заряженных частиц, ускоренных в результате лазерного воздействия на мишень.

1. *Feldstein Y.I., Vorobjev V.G., Zverev V.L.* Planetary features of aurorae: Results of the IGY (a review) // *Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.)* 2010. V. 50. P. 413–435.
2. *Гальперин Ю.И., Полуэктов И.А., Собоelman И.И.* О потоке и энергетическом спектре протонов, ответственных за свечение водорода в полярных сияниях // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1966. Т. 6. С. 633–649.
3. *Basu B., Jasperse J.R., Robinson R.M., Vondrak R.R., Evans D.C.* Linear transport theory of auroral proton precipitation: A comparison with observations // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 5920–5932.
4. *Decker D.T., Kozelov B.V., Basu B., Jasperse J.R., Inanov V.E.* Collisional degradation of the proton-H atom fluxes in the atmosphere: A comparison of theoretical techniques // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 26947–26960.
5. *Иванов В.Е., Козелов Б.В.* Прохождение электронных и протонно-водородных пучков в атмосфере Земли. Апатиты: Изд-во КНЦ РАН. 2001. 260 с.
6. *Belyaev V.S., Matafonov A.P., Krainov V.P., Kedrov A.Yu., Zagreev B.V., Rusetsky A.S., Borisenko N.G., Gromov A.I., Lobanov A.V., Lisitsa V.S.* Simultaneous investigation of the nuclear reactions  $^{11}\text{B}(p, \alpha)$  and  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$  as a new tool for determining the absolute yield of alpha particles in picosecond plasmas // *Phys. Atom. Nuclei*. 2020. V. 83. P. 641–650.
7. *Andreev S.N.* First-principle modeling of ionization processes, bremsstrahlung radiation and nuclear reactions in a relativistic laser plasma // *J. Eng. Phys.* 2012. V. 6. P. 44–52.
8. *Cowan T.E., Fuchs J., Ruhl H., Kemp A., Audebert P., Roth M., Stephens R., Barton I., Blazevic A., Brambrink E., Cobble J., Fernández J., Gauthier J.-C., Geissel M., Hegelich M., Kaae J., Karsch S., Le Sage G.P., Letzring S., Manclossi M., Meyroneinc S., Newkirk A., Pépin H., Renard-LeGalloudec N.* Ultralow emittance, multi-meV proton beams from a laser virtual-cathode plasma accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. P. 204801-1–204801-4.
9. *Tarakanov V.P.* Code KARAT in simulations of power microwave sources including Cherenkov plasma devices, vircators, orotron, E-field sensor, calorimeter etc. // *EPJ Web Conf.* 2017. V. 149. P. 04024.
10. *Pukhov A.* Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86, N 16. P. 3562–3565.
11. *Andreev S.N., Tarakanov V.P.* Electron and proton acceleration in superstrong laser field: Simulations and models // *Plasma Phys. Rep.* 2009. V. 35, N 12. P. 1013–1020.

*S.N. Andreev, V.P. Tarakanov. Quasi-neutrality of relativistic laser pulse accelerated proton beam.*

Generation of a quasi-neutral beam of protons and electrons during the interaction of an ultra-high intensity laser pulse with an aluminum target with a layer of protons on the rear surface is studied. It is shown that the time of setting the quasi-neutrality of the proton beam is more than five time longer than the laser pulse duration.