

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВЕРХТОНКИХ МИШЕНЕЙ

© 2025 г. А. А. Бушухин^{а*}, К. В. Сафронов^а, С. А. Горохов^а, В. А. Флегентов^а,
Д. О. Замураев^а, А. Л. Шамраев^а, С. Ф. Ковалёва^а, Н. А. Фёдоров^а, А. В. Потапов^а

^аФГУП “Российский федеральный ядерный центр-Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики” (РФЯЦ-ВНИИТФ) им. акад. Е. И. Забабахина, Снежинск, Россия

*e-mail: dep5@vniitf.ru

Поступила в редакцию 29.11.2024 г.

После доработки 09.01.2025 г.

Принята в публикацию 12.01.2025 г.

Приведены результаты по лазерному ускорению протонов из алюминиевых мишеней толщиной 6 мкм и сверхтонких алмазоподобных углеродных пленок толщиной 100 нм при их облучении фемтосекундными лазерными импульсами с пиковой интенсивностью до $5 \cdot 10^{20}$ Вт/см². Показано, что уменьшение толщины мишеней с 6 мкм до 100 нм не приводит к существенному изменению максимальных энергий протонов, однако способствует увеличению углового выхода и коэффициента конверсии лазерной энергии. Данный эффект обусловлен ростом количества протонов в низкоэнергетической части спектров, что отразилось на двукратном росте коэффициента конверсии.

Ключевые слова: ультракороткие лазерные импульсы, релятивистская интенсивность, лазер-плазменное ускорение протонов, времяпролетный метод, двойное плазменное зеркало

DOI: 10.31857/S0367292125010075, EDN: DWWBNC

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные мощные лазерные установки с ультракороткой длительностью импульса позволяют генерировать излучение, которое при взаимодействии с веществом способно создавать квазиэлектростатические поля с напряженностями выше 1 ТВ/м [1]. Это значение более чем в 10^4 раз превышает напряженности полей, реализующихся в современных радиочастотных ускорителях заряженных частиц. В связи с этим многие исследователи рассматривают возможность применения ультракоротких лазеров для создания малогабаритных ускорителей следующего поколения. Предполагается, что такие ускорители найдут применение в различных научных областях, от исследований теплой плотной плазмы [2, 3] до моделирования пучков заряженных частиц, присутствующих в космическом пространстве [4].

При интенсивностях лазерного излучения 10^{19} – 10^{21} Вт/см² с длительностью импульса порядка десятков фемтосекунд ускорение ионов до энергий ~ 40 МэВ/нуклон происходит в тонком дебаевском слое разделения зарядов по нормали к мишени (англ. *target normal sheath acceleration*, *TNSA*) [5, 6]. Данный слой сформирован облаком “горячих” электронов, ускоренных лазерным из-

лучением из образованной предплазмы с лицевой стороны мишеней. Для мишеней толщиной менее 100 нм начинают преобладать другие механизмы [7–10], позволяющие получать лазер-ускоренные протонные пучки с энергиями до 100 МэВ [11–15].

Использование сверхтонких мишеней требует строгого контроля над отношением интенсивности основного лазерного импульса к интенсивности спонтанной усиленной люминесценции, т. е. за уровнем контраста лазерной установки. Это отношение должно быть не хуже $10^{10} : 1$ за 1 пс до прихода основного импульса. В противном случае облучаемая мишень может быть разрушена до прихода основного импульса.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты ускорения протонов лазерными импульсами с пиковой интенсивностью более 10^{20} Вт/см² из мишеней толщиной 6 мкм и 100 нм. Показана слабая зависимость максимальных энергий протонов от материала и толщины облучаемых мишеней. При энергии лазерного излучения $E_{las} = 0.8$ Дж максимальные энергии протонов достигают ~ 5 МэВ. Было продемонстрировано увеличение углового выхода протонов при использовании в качестве мишеней алмазоподобных углеродных пленок толщиной 100 нм за счет увеличе-

ния количества протонов в низкоэнергетической части спектра.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования выполнены на Ti:Sa фемтосекундной лазерной установке 100 ТВт класса. Лазерные импульсы с длиной волны 800 нм, энергией до 2 Дж и длительностью 27 ± 2 фс направлялись по нормали к мишени посредством внеосевого параболического зеркала $f/2.5$ с фокусным расстоянием 160 мм. Пиковая интенсивность лазерного излучения на поверхности мишени достигала $5 \cdot 10^{20}$ Вт/см² при 50% содержании энергии в фокальном пятне диаметром 3 мкм. Схема экспериментов приведена на рис. 1.

В экспериментах использовались мишени из алюминиевых фольг толщиной 6 мкм, а также сверхтонкие пленки из алмазоподобного углерода (англ. *diamond-like carbon*, *DLC*) толщиной 100 нм. Выбор толщины сверхтонких мишеней обусловлен технологическими ограничениями по их изготовлению. На рис. 2 приведена схема установки мишеней на алюминиевый держатель. Для наведения рабочего излучения на поверхность мишеней, расположенных на одном радиусе, с использованием ю-

тировочного лазера применялись отражающие зеркала.

В экспериментах по генерации протонов из мишеней толщиной 100 нм была применена система на основе двойного плазменного зеркала, использование которой привело к улучшению уровня временного контраста лазерной установки до 10^4 раз [16–20]. В ее основе лежит использование эффекта самоиндуцированной плазменной заслонки. Лазерное излучение фокусируется на отражающей поверхности, изготовленной из диэлектрического материала с низким коэффициентом отражения лазерного излучения $\sim 10^{-3}$. При взаимодействии с предимпульсом с интенсивностью, превышающей порог ионизации для данного материала, за несколько пикосекунд до прихода основного лазерного импульса на поверхности зеркала образуется тонкий плазменный слой. Если электронная плотность образованной твердотельной плазмы совпадает с критической плотностью для длины волны падающего лазерного излучения, происходит резкое увеличение коэффициента отражения до значений, близких к 1. В результате происходит увеличение контраста лазерной установки на величину, равную отношению коэффициентов отражения плазмы и диэлектрика. Типичные схемы устройства данной системы широко описаны в литературе [16–20].

Одним из недостатков используемой системы повышения контраста является ее относительно низкая энергетическая эффективность, характеризующая долю отраженной от зеркала энергии падающего лазерного излучения. Данный эффект обусловлен рассеянием и поглощением лазерного излучения образованной плазмой. В описываемых экспериментах энергетическая эффективность системы двойных плазменных зеркал достигает 60%. Стоит также отметить, что эксперименты по лазерно-плазменному ускорению протонов из алюминиевых фольг толщиной 6 мкм проводились без использования данной системы, т. е. с более низким уровнем контраста лазерного излучения.

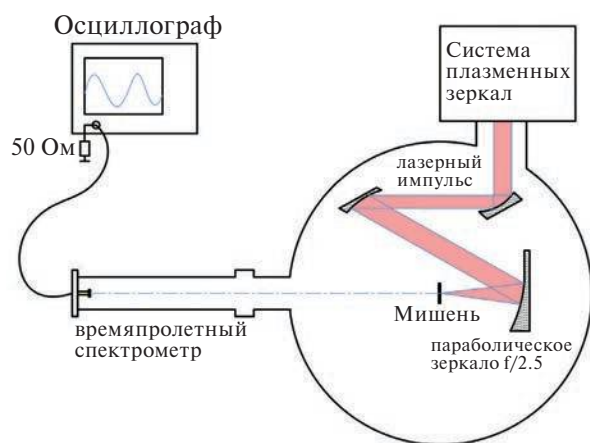


Рис. 1. Схема постановки экспериментов.

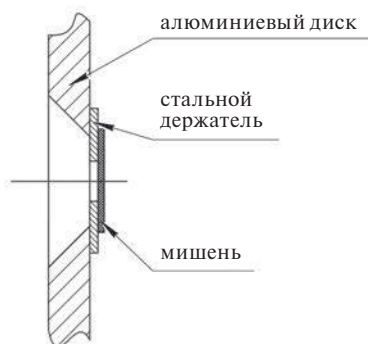
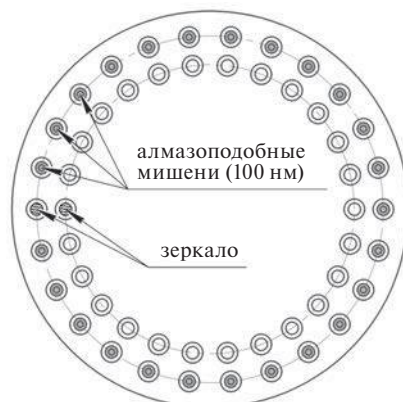


Рис. 2. Схема установки мишеней на алюминиевый диск.

Одним из наиболее распространенных методов регистрации лазер-ускоренных протонных пучков является использование радиохромных пленок (англ. *Radiochromic Films, RCF*) [6, 11–14, 21, 22]. Однако он обладает рядом существенных недостатков, таких как одноразовость использования пленок и необходимость вскрытия вакуумной камеры после каждого выстрела для замены регистрирующего детектора.

В рамках проводимых исследований для регистрации пучков протонов был применен время-пролетный метод. В качестве регистратора в спектрометре выступал полупроводниковый кремниевый фотодиод. Преимуществами данного метода являются оперативность получения экспериментальных данных без необходимости нарушения вакуума, а также простота в их обработке.

Времяпролетный спектрометр (ВПС) был установлен по нормали к плоскости мишени на расстоянии 1519 мм. Для защиты от тяжелых ионов входная диафрагма детектора диаметром 1 мм была закрыта алюминиевым фильтром толщиной 6 мкм, отсекающим протоны с энергией менее 600 кэВ. Регистрация сигналов с ВПС производилась посредством осциллографа с частотой дискретизации 5 ГС/с. Временное разрешение спектрометра составило (3.3 ± 0.1) нс, что соответствует энергетическому разрешению 0.6 МэВ для протонов с энергиями 5 МэВ.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3 приведены характерные спектры протонов, восстановленные по сигналам с ВПС. Были также получены зависимости максимальных энергий E_{\max} и углового выхода F_p протонов от энергии лазерного излучения для Al мишеней толщиной 6 мкм, а также сверхтонких пленок толщиной

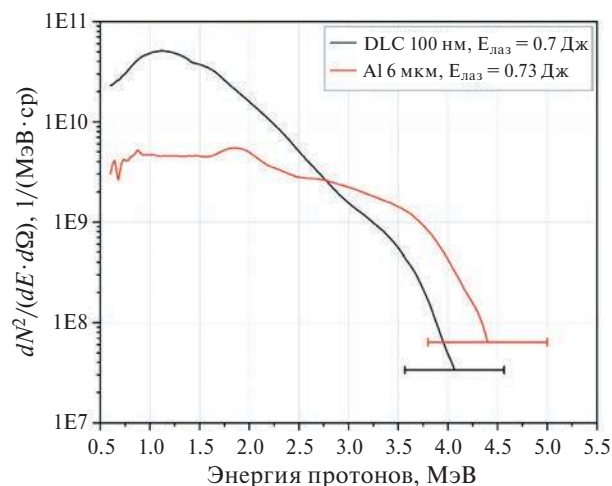


Рис. 3. Характерные спектры протонов в экспериментах с алюминиевыми мишенями и сверхтонкими пленками.

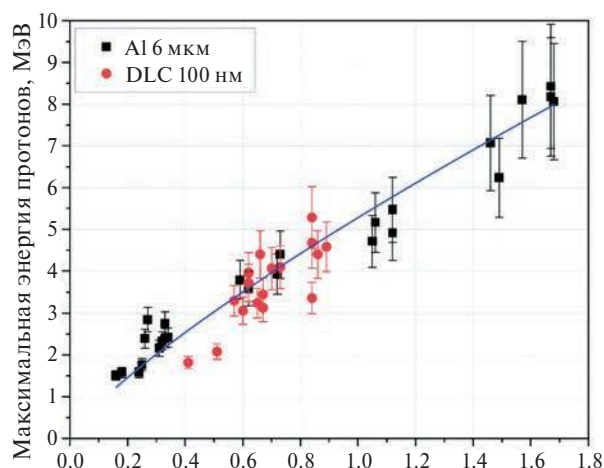


Рис. 4. Зависимость максимальных энергий протонов от энергии лазерного излучения на мишени.

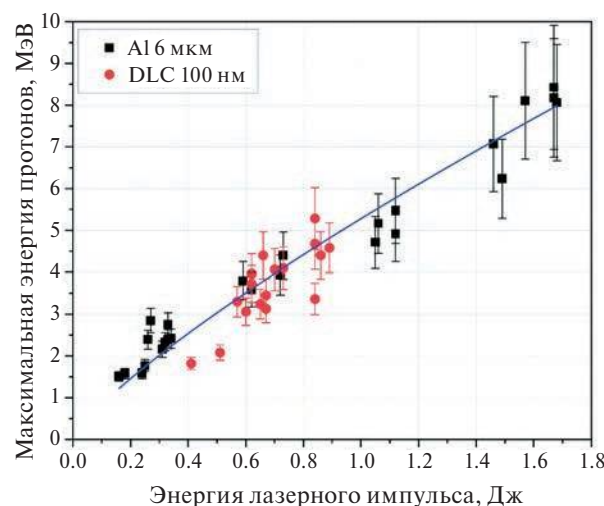


Рис. 5. Зависимость углового выхода протонов с энергиями более 600 кэВ от энергии лазерного излучения на мишени.

100 нм (рис. 4 и 5). Значения углового выхода F_p были вычислены путем интегрирования протонных спектров по энергии (от 0.6 МэВ до E_{\max})

$$F_p = \int_{0.6}^{E_{\max}} \frac{d^2N(E)}{dE d\Omega} dE, \quad (1)$$

где $d^2N/(dE d\Omega)$ — дифференциальный энергетический спектр, нормированный на телесный угол детектора, E — энергия протонов (МэВ).

При энергии лазерного излучения на мишени ~ 1.6 Дж получены пучки протонов с энергиями до (8.4 ± 1.5) МэВ и угловым выходом $\sim 10^{11}$ ср $^{-1}$. В экспериментах со сверхтонкими мишенями энергия лазерного излучения на мишени не превышала 0.86 Дж. В результате зарегистрированы протоны с энергиями до (5.3 ± 0.7) МэВ и угловым выходом $6 \cdot 10^{10}$ ср $^{-1}$. В предыдущих экспериментах нами была показана независимость параметров протонов от материала облучаемой мишени

с близкими значениями атомного номера Z [23], что позволяет проводить прямое сравнение полученных результатов.

Стоит отметить, что зависимость максимальных энергий протонов от энергии лазерного излучения для двух типов мишеней имеет характер, близкий к линейному $E_{\max} \sim (E_{las})^{0.8}$, и находится в согласии с результатами других авторов [24, 25].

Из рис. 4 видно, что уменьшение толщины мишеней не привело к изменению максимальных энергий протонов. Данный эффект может быть объяснен различным уровнем контраста лазерного излучения. В экспериментах с алюминиевыми фольгами более низкий уровень контраста приводит к образованию на лицевой поверхности мишеней тонкого слоя предплазмы, увеличивающей эффективность поглощения лазерной энергии горячими электронами, формирующими ускоряющий слой на ее тыльной стороне [26]. Оценим зарегистрированные в экспериментах максимальные энергии протонов со значениями, которые дает классическая теория разлета плазмы в вакуум [27]

$$E_{\max} = 2Z_i T_h [\ln(2\tau)]^2, \quad (2)$$

где $Z_i = 1$ — заряд протонов, T_h — температура горячих электронов, которая оценивается из пондеромоторного потенциала $T_h = mc^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1 \right) \approx 3.9 \text{ МэВ}$ [28], где $a_0 = 12$ — безразмерная амплитуда лазерного поля для пиковой интенсивности в наших экспериментах. Величина τ может быть вычислена как

$$\tau = \frac{t_{acc}}{\sqrt{2e_N}} \sqrt{\frac{4\pi Z_i n_{e0} e^2}{m_i}} = 1.373. \quad (3)$$

Здесь $t_{acc} = 1.3t_{las} = 35 \text{ фс}$ [29] — время ускорения протонов, $e_N = 2.718$, e — заряд электрона, m_i — масса протона, n_{e0} — начальная плотность электронов на тыльной поверхности мишени

$$n_{e0} = \frac{\eta E_{las}}{ct_{las} \pi r^2 k_B T_h} = 4.8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}, \quad (4)$$

где $\eta = 0.5$ — эффективность поглощения энергии электронами, $E_{las} = 1 \text{ Дж}$ — энергия лазерного импульса в фокальном пятне диаметром $r_{las} = 3 \text{ мкм}$, r — радиус протонного источника, который вычисляется по формуле $r = r_{las} + d \tan(10^\circ)$ [29], $d = 6 \text{ мкм}$ — толщина мишени, $t_{las} = 27 \text{ фс}$ — длительность лазерного импульса, k_B — постоянная Больцмана.

Подставляя полученные значения в формулу (2), получаем оценку максимальных энергий протонов на уровне $\sim 8 \text{ МэВ}$ при пиковой интенсивности лазерного излучения. Полученное значение находится в согласии с полученными экспериментальными данными, приведенными на рис. 4. Таким образом, можно заключить, что в случае алюминиевых мишеней без применения системы

плазменных зеркал эффекты разделения зарядов на тыльной поверхности мишеней играют доминирующую роль в процессе ускорения протонов.

В случае со сверхтонкими мишенями более высокий уровень контраста приводит к образованию более плотного слоя предплазмы, который препятствует эффективному поглощению энергии лазерного излучения электронами. Сравнимые максимальные энергии протонов в данном случае достигаются за счет двухступенчатого ускорения: кулоновского взрыва на лицевой поверхности мишени и *TNSA* на тыльной. Первый механизм ускорения реализуется за счет образования положительно заряженной полости под действием давления света, выталкивающего электроны [30–32]. Толщина этой полости определяется балансом между кулоновскими силами и давлением света, что, в конечном итоге, приводит к кулоновскому взрыву и ускорению протонов. При достижении тыльной поверхности мишени дальнейшее ускорение протонов происходит по нормали к мишени за счет механизма *TNSA*.

Из данных, приведенных на рис. 5, видно, что уменьшение толщины облучаемых мишеней привело к увеличению углового выхода протонов до 5 раз. Данный результат обусловлен возросшим количеством протонов с энергиями менее 2.5 МэВ. При сравнении полученных результатов используется предположение о неизменности углового расхождения протонного пучка при снижении толщины мишеней до 100 нм. Рост углового выхода протонов без изменения их максимальных энергий при уменьшении толщины мишеней наблюдался ранее в наших экспериментах на пикосекундной лазерной установке [33].

Наблюдаемый эффект может быть обусловлен частичным разрушением сверхтонких мишеней в результате реализации двухступенчатого механизма ускорения, сопровождающегося кулоновским взрывом на лицевой поверхности мишени. Аналогичный результат получен в работе [34] при облучении алюминиевых мишеней толщиной 500 нм.

Был вычислен коэффициент конверсии лазерной энергии в энергию протонов K_{conv} , как отношение энергетического содержания в протонном пучке к энергии лазерного импульса:

$$K_{conv} = (E_{las})^{-1} \int_{0.6}^{E_{\max}} E \frac{d^2 N(E)}{dE d\Omega} dE. \quad (5)$$

Аналогично формуле (1) интегрирование спектров проводилось по энергиям протонов в диапазоне от 0.6 МэВ до E_{\max} . Для энергии лазерного импульса на мишени $E_{las} \sim 0.7 \text{ Дж}$ коэффициент конверсии лазерной энергии в протоны с энергиями более 600 кэВ, который достигает $K_{conv} = 1.13 \text{ \%}$ /ср при энергетическом содержании в протонном пуч-

ке 8 мДж/ср при облучении сверхтонких мишеней и $K_{conv} = 0.48$ %/ср при энергетическом содержании в протонном пучке 3.4 мДж/ср для случая 6 мкм Al.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На фемтосекундной лазерной установке были проведены эксперименты по лазер-плазменному ускорению протонов из алюминиевых мишеней толщиной 6 мкм и алмазоподобных углеродных пленок толщиной 100 нм при интенсивностях лазерного излучения до $5 \cdot 10^{20}$ Вт/см². Были зарегистрированы пучки протонов с энергиями до 8.4 МэВ и угловым выходом $\sim 10^{11}$ ср⁻¹. При уменьшении толщины мишеней с 6 мкм до 100 нм не наблюдалось увеличения максимальных энергий протонов. Это объясняется различием в уровне контраста лазерного излучения и механизмах ускорения. В случае сверхтонких мишеней ускорение протонов происходит в два этапа: кулоновский взрыв на лицевой поверхности мишени и последующее ускорение по механизму *TNSA* на ее тыльной стороне.

Облучение сверхтонких мишеней привело к увеличению углового выхода протонов до 5 раз за счет роста их количества в низкоэнергетической части спектра. Наблюдаемый эффект может быть объяснен частичным разрушением мишеней на начальной стадии ускорения протонов. Коэффициент конверсии лазерной энергии в энергию протонов достигает 0.48 %/ср для мишеней толщиной 6 мкм и 1.13 %/ср для алмазоподобных углеродных пленок толщиной 100 нм при сопоставимой энергии лазерного импульса, составляющей примерно 0.7 Дж.

Протонные пучки, характеризующиеся повышенным содержанием низкоэнергетических частиц, могут представлять интерес для исследований свойств материалов субмикронной толщины при изохорическом нагреве до температур порядка 10^{10} эВ [2, 3].

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Badziak J.* // J. Phys.: Confer. Ser. 2017. V. 959. P. 012001.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/959/1/012001>
2. *Feldman S., Dyer G., Kuk D., Ditmire T.* // Phys. Rev. E. 2017. V. 95. P. 031201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.95.031201>
3. *Dyer G.M., Bernstein A.C., Cho B.I., Osterholz J., Grigsby W., Dalton A., Shepherd R., Ping Y., Chen H., Widmann K., Ditmire T.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 015002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.015002>
4. *Hidding B., Karger O., Königstein T., Pretzler G., Manahan G.G., McKenna P., Gray R., Wilson R., Wiggins S.M., Welsh G.H., Beaton A., Delinikolas P., Jaroszynski D.A., Rosenzweig J.B., Karmakar A., Ferlet-Cavrois V., Costantino A., Muschitiello M., Daly E.* // Sci. Rep. 2016. V. 7. P. 42354.
<https://doi.org/10.1038/srep42354>
5. *Wilks S.C., Langdon A.B., Cowan T.E., Roth M., Singh M., Hatchett S., Key M.H., Pennington D., MacKinnon A., Snavely R.A.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 542.
<https://doi.org/10.1063/1.1333697>
6. *Poole P.L., Obst L., Cochran G.E., Metzkes J., Schlenvoigt H.-P., Prencipe I., Kluge T., Cowan T., Schramm U., Schumacher D.W., Zeil K.* // New J. Phys. 2018. V. 20. P. 013019.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/aa9d47>
7. *Esirkepov T., Borghesi M., Bulanov S.V., Mourou G., Tajima T.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 175003.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.175003>
8. *d'Humieres E., Lefebvre E., Gremillet L., Malka V.* // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 062704.
<https://doi.org/10.1063/1.1927097>
9. *Yin L., Albright B.J., Hegelich B.M., Fernandez J.C.* // Laser Part. Beams. 2006. V. 24. P. 291.
<https://doi.org/10.1017/S0263034606060459>
10. *Macchi A., Borghesi M., Passoni M.* // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. P. 751.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.751>
11. *Higginson A., Gray R.J., King M., Dance R.J., Williamson S.D.R., Butler N.M.H., Wilson R., Capdessus R., Armstrong C., Green J.S., Hawkes S.J., Martin P., Wei W.Q., Mirfayzi S.R., Yuan X.H., Kar S., Borghesi M., Clarke R.J., Neely D., McKenna P.* // Nature Commun. 2018. V. 9. P. 724.
<https://doi.org/10.1038/s41467-018-03063-9>
12. *Dover N.P., Ziegler T., Assenbaum S., Bernert C., Bock S., Brack F.E., Cowan T.E., Ditter E.J., Garten M., Gaus L., Goethel I., Hicks G.S., Kiriya H., Kluge T., Koga J.K., Kon A., Kondo K., Kraft S., Kroll F., Lowe H.F., Metzkes N.J., Miyatake T., Najmudin Z., Puschel T., Rehwald M., Reimold M., Sakaki H., Schlenvoigt H.P., Shio-kawa K., Umlandt M.E.P., Schramm U., Zeil K., Nishiuchi M.* // Light Sci. Appl. 2023. V. 12. P. 71.
<https://doi.org/10.1038/s41377-023-01083-9>
13. *Wagner F., Deppert O., Brabetz C., Fiala P., Kleinschmidt A., Poth P., Schanz V.A., Tebartz A., Zielbauer B., Roth M., Stohlker T., Bagnoud V.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 166. P. 205002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.205002>
14. *Liu Z., Gao Y., Wu Q., Pan Z., Liang Y., Song T., Xu T., Shou Y., Zhang Y., Chen H., Han Q., Hua C., Chen X., Xu S., Mei Z., Wang P., Peng Z., Zhao J., Chen S., Zhao Y., Yan X., Ma W.* // Phys. Plasmas. 2024. V. 31. P. 053106.
<https://doi.org/10.1063/5.0195634>

15. Ziegler T., Gothel I., Assenbaum S., Bernert C., Brack F.E., Cowan T.E., Dover N.P., Gaus L., Kluge T., Kraft S., Kroll F., Metzkes-Ng J., Nishiuchi M., Prencipe I., Puschel T., Rehwald M., Reimold M., Schlenvoigt H.P., Umlandt M.E.P., Vescovi M., Schramm U., Zeil K. // *Nature Phys.* 2024. V. 20. P. 1211.
<https://doi.org/10.1038/s41567-024-02505-0>
16. Levy A., Ceccotti T., D'Oliveira P., Reau F., Perdrix M., Quere F., Monot P., Bougeard M., Lagadec H., Martin P. // *Optics Letters.* 2007. V. 32. P. 310.
<https://doi.org/10.1364/ol.32.000310>
17. Kim I.J., Choi I.W., Janulewicz K.A., Lee J. // *J. Optical Society of Korea.* 2009. V. 13 (1). P. 15.
<https://doi.org/10.3807/JOSK.2009.13.1.015>
18. Du D., Liu X., Korn G., Squier J., Mourou G. // *Appl. Phys. Lett.* 1994. V. 64. P. 3071.
<https://doi.org/10.1063/1.111350>
19. Kim I.J., Choi I., Lee S.K., Janulewicz K.A., Sung J.H., Yu T.J., Kim H.T., Yun H., Jeong T.M., Lee J. // *Appl. Phys. B.* 2011. V. 104(1). P. 81.
<https://doi.org/10.1007/s00340-011-4584-2>
20. Mikhailova J.M., Buck A., Borot A., Schmidt K., Sears C., Tsakiris G.D., Krausz F., Veisz L. // *Opt. Lett.* 2011. V. 36. P. 3145.
<https://doi.org/10.1364/OL.36.003145>
21. Higginson A., Wilson R., Goodman J., King M., Dance R.J., Butler N.M.H., Armstrong C.D., Notley M., Carroll D.C., Fang Y., Yuan X.H., Neely D., Gray R.J., McKenna P. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2021. V. 63. P. 114001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac2035>
22. Padda H., King M., Gray R.J., Powell H.W., Gonzalez-Izquierdo B., Stockhaussen L.C., Wilson R., Carroll D.C., Dance R.J., MacLellan D.A., Yuan X.H., Butler N.M.H., Capdessus R., Borghesi M., Neely D., McKenna P. // *Phys. Plasmas.* 2016. V. 23. P. 063116.
<https://doi.org/10.1063/1.4954654>
23. Сафронов К.В., Вихляев Д.А., Владимиров А.Г., Гаврилов Д.С., Горохов С.А., Какишин А.Г., Лобода Е.А., Лыков В.А., Мокичева Е.С., Потанов А.В., Пронин В.А., Сапрыкин В.Н., Толстоухов П.А., Чефонов О.В., Чижков М.Н. // *Физика Плазмы.* 2010. Т. 36. С. 478.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X10050119>
24. Zeil K., Kraft S.D., Bock S., Bussmann M., Cowan T.E., Kluge T., Metzkes-Ng J., Richter T., Sauerbrey R., Schramm U. // *New J. Phys.* 2010. V. 12. P. 045015.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/4/045015>
25. Fourmaux S., Buffechoux S., Albertazzi B., Capelli D., Levy A., Gnedyuk S., Lecherbourg L., Lasselonde P., Payeur S., Anitici P., Pepin H., Marjoribanks R.S., Fuchs J., Kieffer J.C. // *Phys. Plasmas.* 2013. V. 20. P. 013110.
<https://doi.org/10.1063/1.4789748>
26. Carrie M., Lefebvre E., Flacco A., Malka V. // *Nuclear Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2010. V. 620 (1). P. 36–40.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.01.056>
27. Mora P. // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 185002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.185002>
28. Wilks S.C., Kruer W.L. // *IEEE J. Quantum Electron.* 1997. V. 33 (11). P. 1954.
<https://doi.org/10.1109/3.641310>
29. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. // *Reports Prog. Phys.* 2012. V. 75. P. 056401.
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/75/5/056401>
30. Levy D., Andriyash I.A., Haessler S., Kaur J., Ouillé M., Flacco A., Kroupp E., Malka V., Lopez-Martens R. // *Phys. Rev. Accelerated Beams.* 2022. V. 25. P. 093402.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.25.093402>
31. Bychenkov V.Yu., Singh P.K., Ahmed H., Kokoee K.F., Scullion C., Jeong T.W., Hadjisolomou P., Alejo A., Kar S., Borghesi M., Ter-Avetisyan S. // *Phys. Plasmas.* 2017. V. 24. P. 010704.
<https://doi.org/10.1063/1.4975082>
32. Ter-Avetisyan S., Varmazyar P., Singh P.K., Son J.G., Fule M., Bychenkov V.Yu., Farkas B., Nelissen K., Mondal S., Papp D., Borzsonyi A., Csontos J., Lecz Z., Somoskoi T., Toth L., Andriy V., Margaron D., Necas A., Mourou G., Szabo G., Osavay K. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2023. V. 65. P. 085012.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/acde0a>
33. Сафронов К.В., Вихляев Д.А., Владимиров А.Г., Гаврилов Д.С., Горохов С.А., Какишин А.Г., Лобода Е.А., Лыков В.А., Мокичева Е.С., Потанов А.В., Пронин В.А., Сапрыкин В.Н., Толстоухов П.А., Чефонов О.В., Чижков М.Н. // *Письма в ЖЭТФ.* 2008. Т. 88. С. 830. Safronov K.V., Vikhlaev D.A., Vladimirov A.G., Gavrilov D.S., Gorokhov S.A., Kakshin A.G., Loboda E.A., Lykov V.A., Mokicheva E.S., Potapov A.V., Pronin V.A., Saprykin V.N., Tolstoukhov P.A., Chefonov O.V., Chizhkov M.N. // *Plasma Phys. Rep.* 2010. V. 36. P.443
<https://doi.org/10.1134/S0021364008230033>
34. Green J.S., Robinson A.P.L., Booth N., Carroll D.C., Dance R.J., Gray R.J., MacLellan D.A., McKenna P., Murphy C.D., Rusby D., Wilson L. // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104. P. 214101.
<https://doi.org/10.1063/1.4879641>

INCREASING THE EFFICIENCY OF LASER ACCELERATION OF PROTONS USING ULTRA-THIN TARGETS

A. A. Bushukhin^{a,*}, K. V. Safronov^a, S. A. Gorokhov^a, V. A. Flegentov^a, D. O. Zamuraev^a, A. L. Shamraev^a,
S. F. Kovaleva^a, N. A. Fedorov^a, and A. V. Potapov^a

^a*Russian Federal Nuclear Center—Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics,
Snezhinsk, Chelyabinsk oblast, 456770 Russia*

**e-mail: dep5@vniitf.ru*

The results of laser acceleration of protons from aluminum targets 6 μm thick and ultra-thin diamond-like carbon films 100 nm thick when they are irradiated with femtosecond laser pulses with a peak intensity of up to $5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ are presented. It is shown that decreasing the target thickness from 6 μm to 100 nm does not lead to a significant change in the maximum proton energies, but contributes to an increase in the angular yield and the laser energy conversion coefficient. This effect is due to an increase in the number of protons in the low-energy part of the spectra, which is reflected in a twofold increase in the conversion coefficient.

Keywords: ultrashort laser pulses, relativistic intensity, laser-plasma acceleration of protons, time-of-flight method, double plasma mirror