

05

Расчет разлета мишени для задач оптимизации лазерного ускорения ионов

© М.А. Ракитина¹, А.В. Брантов¹, С.И. Глазырин^{1,2}

¹ Физический институт имени Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия

² Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,
127030 Москва, Россия

e-mail: rakitinama@lebedev.ru

Поступила в редакцию 01.12.2022 г.

В окончательной редакции 09.01.2023 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

На текущий момент значительная часть экспериментов по взаимодействию мощных коротких лазерных импульсов с твердотельными мишенями сталкивается с проблемой модификации мишени под действием предимпульса наносекундной длительности. В настоящей работе проведена серия гидродинамических расчетов облучения мишени наносекундным лазерным импульсом, описывающая возникающие при разлете мишени профили плотности плазмы в зависимости от параметров лазерного предимпульса/дополнительного импульса. Полученные результаты могут позволить улучшить эффективность ускорения ионов при взаимодействии коротких лазерных импульсов с профилированной плазменной мишенью.

Ключевые слова: преплазма, лазерно-плазменное взаимодействие, разлет плазмы, лазерное ускорение ионов.

DOI: 10.21883/OS.2023.02.55004.20-23

1. Введение

Эксперименты по генерации пучков высокоэнергетичных ионов при взаимодействии лазерных импульсов с различными мишенями вызывают значительный интерес в связи с возможностью их практических применений для диагностических целей, создания и исследования вещества в экстремальных состояниях, инициирования ядерных реакций для получения медицинских изотопов и нейтронов [1,2]. Лазерный импульс облучает мишень, как правило тонкую фольгу, ускоряя электроны около фронтальной поверхности мишени до релятивистских скоростей. Значительная часть ускоренных электронов проходит сквозь мишень и создает электростатическое поле разделения заряда, ускоряющее ионы с тыльной поверхности мишени. В описанной схеме (называемой в англоязычной литературе TNSA [1,2]) от эффективности нагрева электронов, которая во многом определяется характеристиками возникающей на передней поверхности мишени преплазмы, зависит и эффективность ускорения ионов [3–8].

Плазменный профиль на фронте мишени может возникать из-за существования предимпульса, связанного с конечным контрастом короткого фемтосекундного лазерного импульса [6], а также создаваться специально путем воздействия дополнительного, как правило, наносекундного импульса, синхронизированного с основным импульсом [4]. Было предсказано, что довольно резкие градиенты плотности в районе ее критического значения (порядка $4\text{--}6\ \mu\text{m}$) оптимальны для ускорения ионов [4,5,7,8]. Отметим, что наличие преплазмы

приводит к изменению оптимальной толщины мишени для ускорения ионов [3], что может быть связано с разрушением тыльной стороны мишени, приводящей к уменьшению энергии ускоренных ионов [9]. Также при помощи регулировки предимпульса можно управлять направлением пучка ускоренных протонов, как показано в [6].

Таким образом, контроль разлета мишени и создание преплазмы с высоким градиентом плотности на облучаемой стороне (порядка $4\text{--}6\ \mu\text{m}$) может значительно увеличивать эффективность лазерного ускорения ионов, если при этом удастся избежать разрушения тыльной стороны мишени. В данной работе проведена серия гидродинамических расчетов, показывающих зависимость профиля преплазмы разлетающейся мишени от плотности энергии облучающих наносекундных лазерных импульсов и предсказывающая возможность получения оптимальных градиентов плотности.

2. Постановка задачи

Цель проведения расчетов — исследования профиля плотности плазмы при облучении мишени лазерным импульсом наносекундной длительности. В расчетах использовались лазерные импульсы с интенсивностями от 10^8 до 10^{13} W/cm², длительностью от 1 до 5 ns (полуширина временной гауссовой огибающей импульса, время прихода максимума $t_0 = 10$ ns) и радиусом фокусировки от 3 до $18\ \mu\text{m}$ (характерный радиус в поперечном гауссовом распределении интенсивности).

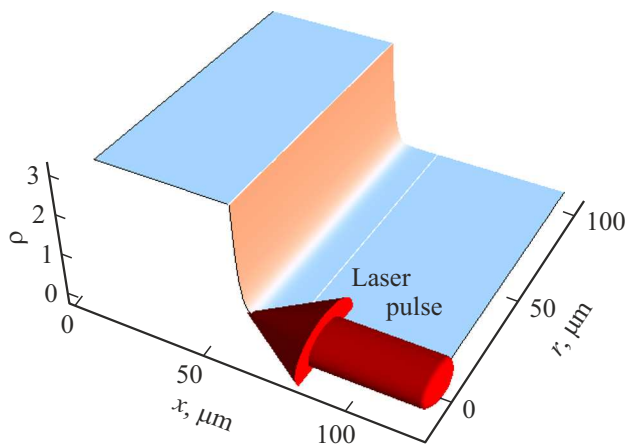


Рис. 1. Схема моделирования. Поверхностью показана величина плотности $\rho(r, x)$. Лазерный импульс падает в направлении оси X , что отмечено красной стрелкой, и имеет гауссов профиль по радиусу.

Мишень имеет плоскую геометрию и заполнена однородным веществом с нормальной плотностью ρ_0 (для алюминия $\rho_0 = 2.7 \text{ g/cm}^3$). Лазерный импульс падает по нормали к поверхности, что приводит к ее нагреву, испарению и разлету в вакуум. Используемый в численном моделировании гидродинамический код эйлерового типа (подробности физических моделей, реализованных в коде, описаны ниже) не позволяет описывать вакуумное состояние напрямую, поэтому вместо вакуума задается низкоплотная среда (для упрощения с тем же уравнением состояния, что и вещество мишени). При достаточно низкой плотности ρ_1 такое окружение не оказывает влияния на динамику разлета самой мишени, что напрямую проверяется дальнейшим понижением плотности окружающей среды: от ее плотности результат не зависит. В расчетах ниже использовалось значение $\rho_1 = 2 \cdot 10^{-5} \rho_0$. Еще одна модификация постановки, связанная с требованием численных алгоритмов: переход между мишенью и окружающим низкоплотным веществом должен быть плавным, поэтому в области перехода плотность задается меняющейся по экспоненте. При $x > x_0$

$$\rho(x) = \rho_1 + (\rho_0 - \rho_1) \exp(-(x - x_0)/\delta),$$

где $x_0 = 50 \text{ μm}$ — положение границы мишени, $\delta = (0.5-1) \text{ μm}$ — малое значение толщины перехода. Важно следить, чтобы размер переходной области δ был много меньше, чем дальнейшие масштабы разлета плазмы, в этом случае формирующаяся плазменная корона не зависит от δ , что также явно проверяется в расчетах. Начальная температура мишени задавалась на уровне 0.01 eV , при котором давление в мишени пренебрежимо мало по сравнению с давлением в области лазерного поглощения. Начальная постановка выбрана таким образом, чтобы дополнительные параметры, помимо вещества мишени и ее начальной плотности, не

оказывали влияния на дальнейшую динамику разлета мишени. Схема постановки задачи приведена на рис. 1.

Моделирование проводилось при помощи гидродинамического кода FRONT, который решал систему уравнений двухтемпературной гидродинамики [10]. Тепловой поток рассчитывался по Спитцеру–Харму с использованием константы ограничения теплопереноса (в наших расчетах 0.15), а ионизация — при помощи равновесной модели ионизации Саха. Уравнение на интенсивность решалось совместно с уравнениями гидродинамики, т.е. на каждом численном шаге по времени проводилось интегрирование вдоль луча уравнения на интенсивность при текущих профилях плотности и температуре. Коэффициент поглощения k определялся обратнотормозным механизмом. Большая часть расчетов была проведена для алюминиевой мишени. Также использовались титановая и углеродная мишени. Расчеты проводились в трехмерной геометрии (в rx -цилиндрической геометрии с симметрией по углу).

3. Результаты разлета мишени

На рис. 2 показаны профили плотности плазмы во время прихода на алюминиевую мишень максимума лазерного импульса с энергией 5 (a, b) и 0.05 mJ (c, d) и длительностью 5 ns , импульс сфокусирован в горячее пятно с радиусом 10 (a, c) и 5 μm (b, d). Из рис. 2 видно, что при увеличении энергии лазерного импульса становятся менее видны различия в профилях плотности при условии, что вложенная энергия одна и та же.

При интенсивностях $I > 10^{11} \text{ W/cm}^2$ для $\tau = 5 \text{ ns}$ ударные волны, бегущие внутрь мишени, приводят к существенному уплотнению профиля плотности плазмы (возникает область пика) и сдвигу плотных слоев мишени вовнутрь. Так, если при плотности энергии $\sim 10^2 \text{ J/cm}^2$ алюминиевая мишень сдвигается вовнутрь на 5 μm (рис. 2, d), то при плотности энергии $\sim 10^4 \text{ J/cm}^2$ сдвиг достигает значения в 20 μm (рис. 2, b). Также стоит отметить, что характерные градиенты сохраняются при смещении из центра на расстояние до 7 μm в поперечном направлении при пятне фокусировки 10 μm .

Продольные профили плотности плазмы, получаемые в ходе гидродинамического моделирования, можно описывать при помощи двух экспонент с характерными градиентами в следующем виде (в центре лазерного луча, $r = 0$):

$$n(x) = n_1 \theta(x_c - x) \exp(-x/L_1) + n_0 \theta(x - x_c) \times \exp(-(x - x_c)/L_0).$$

Данное приближение, хотя и довольно грубое, является наиболее удобным для дальнейшего моделирования и позволяет описать поведение профиля плотности плазмы в околосредней области и в области низкоплотной плазмы. Здесь точка, отвечающая переходу между двумя характерными градиентами, x_c , соответствует

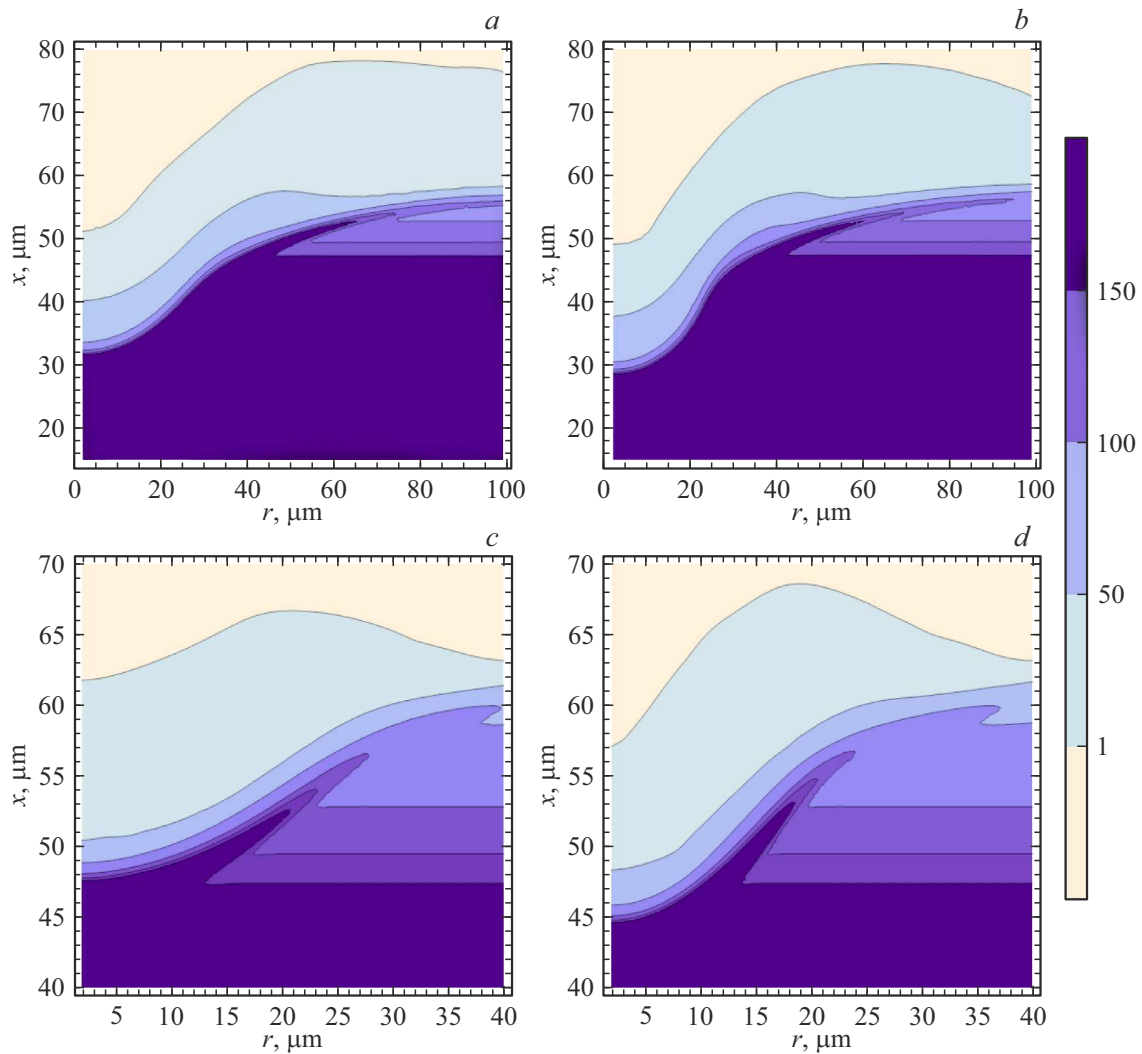


Рис. 2. Профили электронной плотности плазмы, n/n_c , полученные при облучении алюминиевой мишени лазерным импульсом длительностью 5 ns с энергией 5 (a, b) и энергией 0.05 mJ (c, d) при пятне фокусировки 10 (a, c) и 5 μm (b, d) в момент времени 10 ns (момент прихода на мишень максимума импульса).

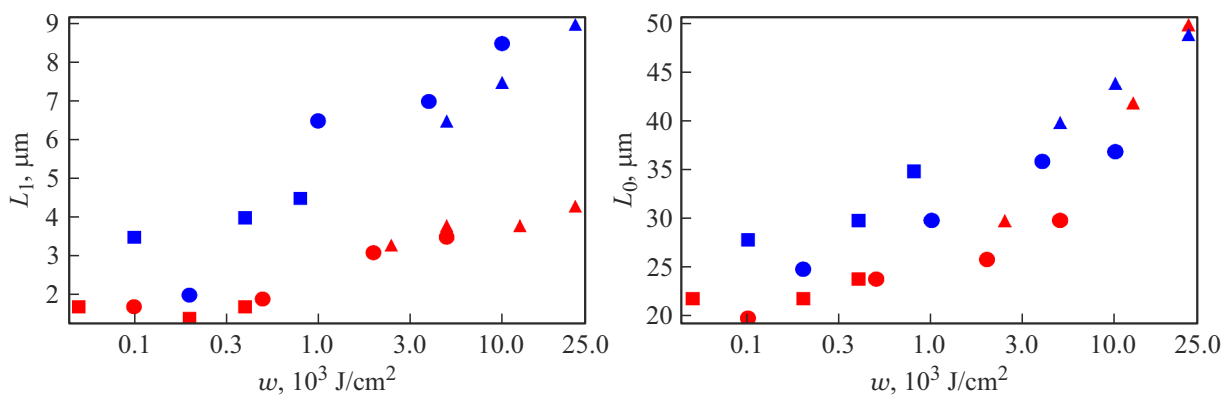


Рис. 3. Зависимость градиента плотности плазмы (полученного из формулы для приближенного описания) от плотности энергии w лазерного импульса в районе критической плотности (L_1 , левая панель) и для докритической низкоплотной плазмы (L_0 , правая панель) в момент прихода максимума импульса (показано красным цветом) и после полного прохождения импульса (показано синим цветом) при длительности импульса 5 (квадраты), 3 (треугольники) и 2 ns (круги).

координате плотности, меняющейся от $0.3n_c$ до $0.1n_c$ по мере возрастания интенсивности импульса, n_c — критическая плотность.

Характерные градиенты (рис. 3) рассчитаны в двух случаях — на момент полного прохождения лазерного импульса (показано синим цветом), что соответствует постановке задачи с использованием дополнительного лазерного импульса, и на момент прихода максимума интенсивности (показано красным цветом), что соответствует постановке задачи с предимпульсом. Из рис. 3 видно, что для околокритической плазмы скорость роста характерного градиента в момент прихода максимума интенсивности замедляется с увеличением вложенной энергии. Для низкоплотной докритической плазмы видно, что характерный градиент плотности продолжает увеличиваться с ростом вложенной энергии, но становится менее зависим от длительности и интенсивности лазерного импульса для одних и тех же значений плотности энергии.

Также были проведены исследования зависимости плотности плазмы от материала мишени, начального профиля плотности, длительности и интенсивности лазерного импульса при разных плотностях энергии. Рассматривались мишени из углерода, титана и алюминия, плотность энергии менялась от 10^2 до 10^5 J/cm². Вычислено, что для рассматриваемых параметров лазерных импульсов при плотностях энергии, превышающих 10^4 J/cm², профили плотности разлетевшейся плазмы в районе критической плотности практически не зависят от начального профиля плотности, интенсивности и длительности импульса при одних и тех же значениях его энергии. Также профиль плотности плазмы слабо зависит от материала мишени вследствие быстрой ионизации. Для плотностей энергий, меньших пороговой, мишень из углерода разлетается сильнее, а мишень из титана несколько слабее мишени из алюминия.

4. Заключение

Проведенные исследования показали, что при интенсивностях, превышающих 10^{10} W/cm², и плотностях энергии выше 10^4 J/cm² профиль разлетевшейся плазмы в районе критической плотности определяется в основном значением плотности вложенной энергии. Характерные градиенты профиля плотности плазмы увеличиваются с ростом плотности лазерной энергии, при этом рост характерных градиентов околокритической плазмы замедляется при достаточно высоких плотностях энергии ($\sim 10^4$ J/cm²). Именно плотность энергии $\sim 3 \cdot 10^3 - 10^4$ J/cm² позволяет получить градиент в районе критической плотности на уровне (4–6) μm , который является оптимальным для ускорения ионов [7,8]. При этом задержка мощного фемтосекундного импульса не должна превышать 3–5 ns после прихода на мишень наносекундного импульса пока градиент сохраняет необходимое значение. Надо использовать мишени с

толщиной порядка 10–20 μm , тыльная сторона которых не будет разрушена при данной плотности энергии, несмотря на сдвиг мишени [11]. Здесь стоит отметить, что дальнейшее увеличение вложенной энергии приводит к необходимости использования более толстых мишеней, чтобы избежать их разрушения, что снижает эффективность ускорения ионов фемтосекундными импульсами [1,2]. Таким образом, полученные профили плотности плазмы в дальнейшем могут использоваться для оптимизации ускорения протонов мощным фемтосекундным лазерным импульсом, например, с целью создания компактного источника нейтронов.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной поддержке Федеральной научно-технической программы развития синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры на 2019–2027 г. от 29.09.2021 № 2021-951-ФП5-3, соглашение № 075-15-2021-1361 от 07.10.2021 с Минобрнауки России.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] H. Daido, M. Nishiuchi, A. S. Pirozhkov. *Rep. Prog. Phys.*, **75** (5), 056401 (2012). DOI: 10.1088/0034-4885/75/5/056401
- [2] A. Macchi, M. Borghesi, M. Passoni. *Rev. Mod. Phys.*, **85** (2), 751 (2013). DOI: 10.1103/RevModPhys.85.751
- [3] M. Kaluza, J. Schreiber, M.I.K. Santala, G.D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, K.J. Witte. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (4), 045003-1 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.045003
- [4] P. McKenna, D.C. Carroll, O. Lundh, F. Nürnberg, K. Markey, S. Bandyopadhyay, D. Batani, R.G. Evans, R. Jafer, S. Kar, D. Neely, D. Pepler, M.N. Quinn, R. Redaelli, M. Roth, C.-G. Wahlström, X.H. Yuan, M. Zepf. *Laser and Particle Beams*, **26** (4), 591 (2008). DOI: 10.1017/S0263034608000657
- [5] A. Yogo, H. Daido, A. Fukumi, Z. Li, K. Ogura, A. Sagisaka, A.S. Pirozhkov. *Phys. Plasmas*, **14** (4), 043104 (2007). DOI: 10.1063/1.2721066
- [6] A. Yogo, H. Kiriya, M. Mori, T.Zh. Esirkepov, K. Ogura, A. Sagisaka, S. Orimo, M. Nishiuchi, A.S. Pirozhkov, H. Nagatomo, Y. Nakai, T. Shimomura, M. Tanoue, A. Akutsu, H. Okada, T. Motomura, S. Kondo, S. Kanazawa, S.V. Bulanov, P.R. Bolton, H. Daido. *Eur. Phys. J. D.*, **55**, 421 (2009). DOI: 10.1140/epjd/e2009-00045-5
- [7] L.A. Gizzi, E. Boella, L. Labate, F. Baffigi, P.J. Bilbao, F. Brandi, G. Cristoforetti, A. Fazzi, L. Fulgentini, D. Giove, P. Koester, Da. Palla, P. Tomassini. *Sci Rep.*, **11**, 13728 (2021). DOI: 10.1038/s41598-021-93011-3
- [8] A.A. Andreev, R. Sonobe, S. Kawata, S. Miyazaki, K. Sakai, K. Miyauchi, T. Kikuchi, K. Platonov, K. Nemoto. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **48**, 1605 (2006). DOI: 10.1088/0741-3335/48/11/003

- [9] J. Fuchs, C.A. Cecchetti, M. Borghesi, T. Grismayer, E. d'Humières, P. Antici, S. Atzeni, P. Mora, A. Pipahl, L. Romagnani, A. Schiavi, Y. Sentoku, T. Toncian, P. Audebert, O. Willi. *Phys. Rev. Lett.*, **99** (1), 015002 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.015002
- [10] S.I. Glazyrin, A.V. Brantov, M.A. Rakitina, V.Yu. Bychenkov. *High Energy Density Phys.*, **36**, 100824 (2020). DOI: 10.1016/j.hedp.2020.100824
- [11] D. Batani, R. Jafer, M. Veltcheva, R. Dezulian, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, K. Osvay, C.-G. Wahlström, D.C. Carroll, P. McKenna, A. Flacco, V. Malka. *New J. Phys.*, **12**, 045018 (2010). DOI: 10.1088/1367-2630/12/4/045018