

04

## Экспериментальная регистрация индикатрисы рассеянного лазерного излучения от плазмы на многоканальной мощной лазерной установке нового поколения

© Л.М. Лавров, Е.В. Поздняков, В.М. Ямщиков, А.С. Мокеев, М.А. Ямщикова

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Нижегородская обл., Россия  
E-mail: feynman94@yandex.ru

Поступило в Редакцию 18 августа 2025 г.

В окончательной редакции 9 октября 2025 г.

Принято к публикации 5 ноября 2025 г.

На многоканальной мощной лазерной установке нового поколения зарегистрирована индикатриса рассеянного лазерной плазмой излучения. Плоские мишени облучались лазерным импульсом с длиной волны 532 нм, энергией 2.1–3.65 кДж и длительностью 3–5 нс. Индикатриса определена в диапазоне углов от 2 до 90° от вектора нормали к поверхности мишени. Показано, что при интенсивности  $\leq 2.6 \cdot 10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2$  боковое рассеяние (в области углов больше 45°) отсутствует, а регистрируется рассеяние назад в виде двойного конуса. При интенсивности  $\geq 3.4 \cdot 10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2$  появляется заметное боковое рассеяние, направленное перпендикулярно плоскости поляризации.

**Ключевые слова:** индикатриса рассеянного излучения, лазерная плазма, фотобумага.

DOI: 10.21883/0000000000

Несмотря на недавний прорыв в достижении лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) [1,2], наличие нелинейных процессов в лазер-плазменных взаимодействиях рассматривается как один из факторов, препятствующих эффективному зажиганию термоядерной реакции в ЛТС [3,4]. Например, вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) и вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) [5] приводят к потере лазерной энергии и к снижению эффективности нагрева плазмы.

Теоретические исследования нелинейных процессов в лазерной плазме, проведенные в 70–90-х годах прошлого века [6], в основном были сосредоточены на стимулированном обратном комбинационном рассеянии (обратное ВКР) и ВРМБ, которые направлены назад в фокусирующую оптику. Работы, посвященные исследованию рассеяния излучения в боковые направления с углами отклонения выше 45° от нормали к поверхности мишени, было ограниченное количество по следующим причинам: 1) экспериментальные сложности получения диаграммы направленности в широком диапазоне углов, поскольку для этого необходимо использовать большое количество приемников излучения, что накладывает дополнительные требования на конструкцию камеры и на методики измерения [4]; 2) возникновение бокового рассеяния наблюдалось на мощных лазерных установках, позволяющих получать величину произведения  $I_0 L$  выше  $10^{17} \text{ Вт}\cdot\text{мкм}/\text{см}^2$  (здесь  $I_0$  — пороговое значение потока лазерного излучения [ $\text{Вт}/\text{см}^2$ ],  $L$  — характерный размер плазмы [ $\text{мкм}$ ]) [7,8]. Это достигается только на современных высокогенергетических установках, используемых в экспериментах по ЛТС, где обеспечивается

требуемая плотность мощности ( $10^{14}–10^{15} \text{ Вт}/\text{см}^2$ ) при достаточно большом размере пятна (больше 500 мкм) и наносекундной длительности. Такие условия могут быть достигнуты на многоканальной мощной лазерной установке нового поколения [9].

В качестве примера, иллюстрирующего состояние исследований рассеяния в боковые направления, которые были выполнены еще в 80-х годах прошлого века, можно привести работу [10]. В этой публикации авторы используют  $\sim 10$  фотоприемников, что недостаточно для получения подробной информации об индикатрисе рассеянного излучения с высоким разрешением и в широком диапазоне углов. Также в указанной работе не зафиксировано поперечное рассеяние, распространяющееся в направлении углов, близких к 90°, из-за отсутствия в этой области углов фотоприемников. При этом зарегистрированная рассеянная световая энергия составляет  $\sim 1\%$  от лазерной энергии, в то время как в настоящей работе величина рассеяния составляет  $\sim 30\%$ .

В работе [11] впервые экспериментально наблюдалось распространение излучения из плазмы в области углов 75–90°, которое было названо поперечным рассеянием. Впоследствии поперечное рассеяние, получившее в иностранной литературе название „tangential side scatter“, исследовали в экспериментах с прямым облучением плоской мишени с использованием одного либо нескольких пучков [4,7].

В последние годы было подтверждено [12], что в экспериментах на NIF возникает боковое рассеяние из-за больших размеров фокального пятна лазера и высокой лазерной интенсивности. Поэтому необходимо

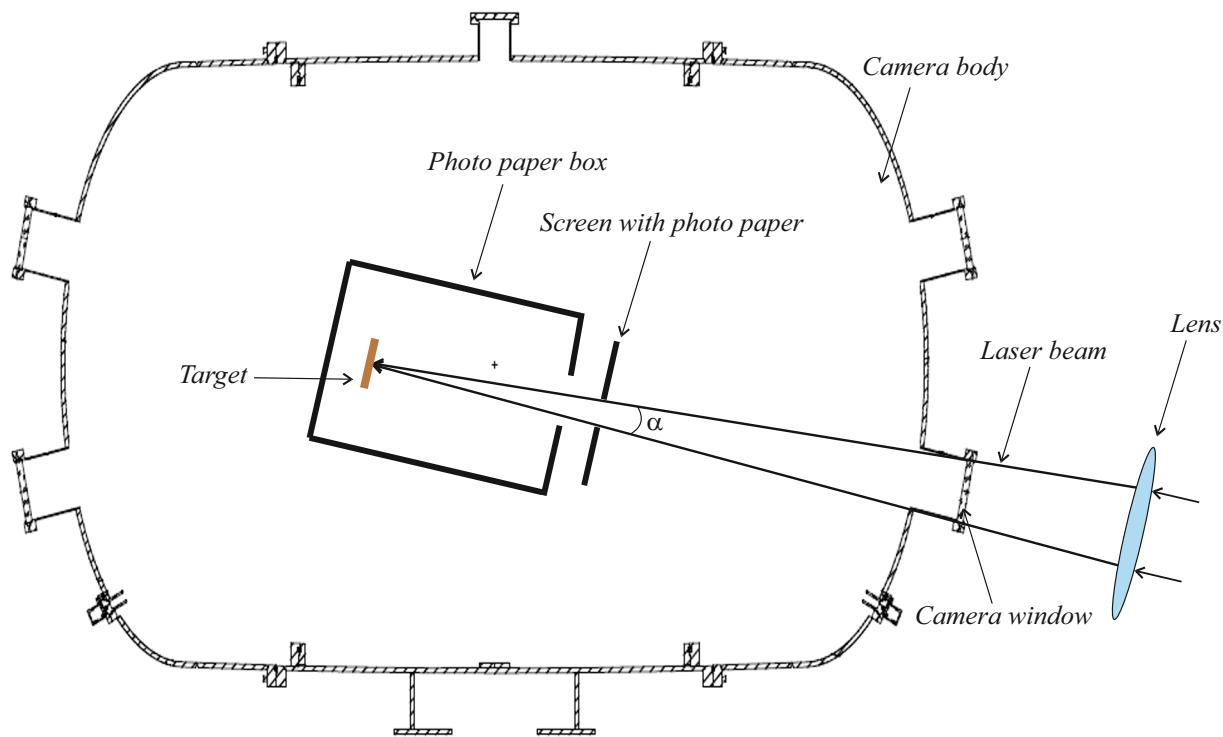


Рис. 1. Схема эксперимента.

более полное понимание этого процесса, из-за которого возникает дополнительная потеря энергии. В настоящее время в исследовательский арсенал внедряются новые методы диагностики, позволяющие проводить измерения под различными углами наблюдения вплоть до  $90^\circ$  [4]. Однако в полной мере получить диаграмму направленности рассеянного излучения в широком диапазоне углов до сих пор не удавалось.

Роль поляризации лазерного излучения (ЛИ) в формировании диаграммы направленности рассеянного излучения в литературе практически не обсуждается. В работе [4] наблюдалось, что боковое рассеяние направлено перпендикулярно плоскости поляризации, однако целенаправленных исследований по выяснению роли поляризации в процессе рассеяния ЛИ не проводилось. В работе [13] экспериментально исследовалось взаимное влияние направления векторов поляризации двух лазерных пучков, сфокусированных в общее пятно на мишени, на величину рассеянной энергии в фокусирующую оптику.

Целью настоящей работы является регистрация индикатрисы рассеянного из лазерной плазмы излучения в широком диапазоне углов, а также оценка энергетических потерь на рассеяние с помощью методики, изложенной в [14].

Эксперименты по исследованию рассеяния лазерного излучения от плазмы проводились на стенде много-канальной мощной лазерной установки нового поколения [9] с использованием одного лазерного канала.

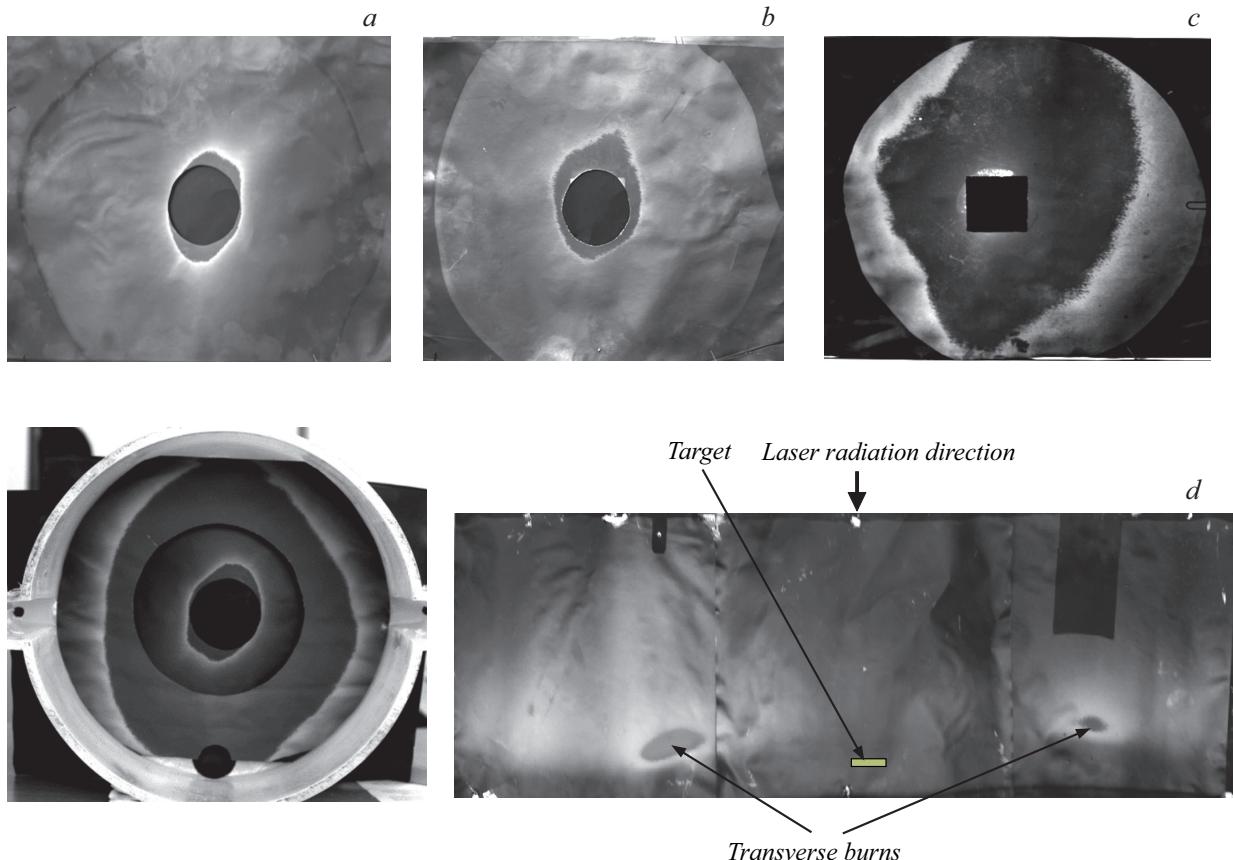
Излучение имеет длину волны  $\lambda = 532 \text{ nm}$ , энергию в импульсе  $E = 2.1\text{--}3.65 \text{ kJ}$  и длительность  $\tau = 3\text{--}5 \text{ ns}$ . Размер фокального пятна контролировался с помощью камеры-обскуры и составлял  $\sim 500 \mu\text{m}$ . Использовалась плоская медная мишень, расположенная перпендикулярно падающему излучению и имеющая размеры в длину  $20 \text{ mm}$ , в ширину  $17 \text{ mm}$  и в толщину  $2 \text{ mm}$ .

Для построения пространственной картины рассеяния излучения из плазмы в телесном угле  $\sim 2\pi$  использовалась калиброванная фотобумага (ФБ) [14]. С ее помощью можно регистрировать излучение в широком диапазоне частот от УФ- до ИК-области при пороговой величине плотности энергии, требуемой для образования видимого ожога, составляющей  $0.05 \text{ J/cm}^2$ .

Описание методики калибровки чувствительности ФБ приведено в работе [14], где показано, что динамический диапазон регистрации плотности энергии равен 10 при длительности излучения  $\sim 1 \text{ ns}$ .

Оптическая схема экспериментов по исследованию нелинейного рассеяния приведена на рис. 1. Фокусировка ЛИ на мишень осуществлялась с помощью линзы с фокусным расстоянием  $f = 7 \text{ m}$ . Лазерный пучок на входе в линзу имеет размер  $330 \times 330 \text{ mm}$ . Давление остаточного газа в камере не превышало величины  $10^{-5} \text{ mm Hg}$ .

Регистрация рассеянного излучения в диапазоне углов от  $12$  до  $90^\circ$  производилась с помощью ФБ, расположенной по внутренней поверхности цилиндрического бокса, внутренние размеры которого были следующими:



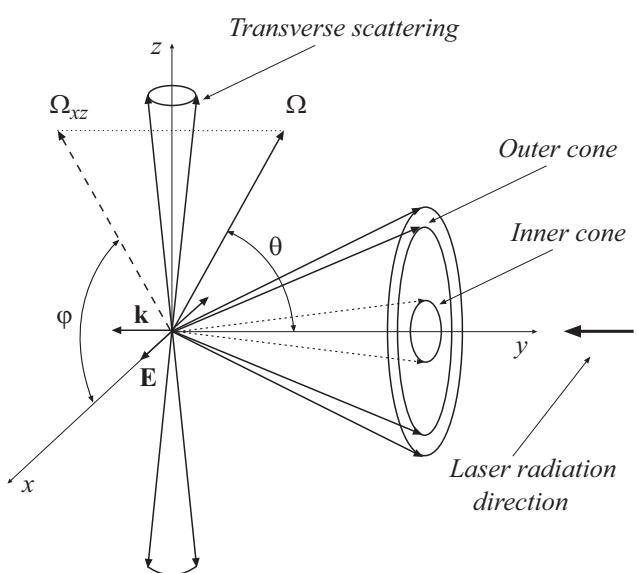
**Рис. 2.** Ожоги на фотобумаге: *a–c* — расположенной на экране (на расстоянии 84 см от мишени); *d* — расположенной со стороны фокусирующей оптики (в торце бокса на расстоянии 40 см от мишени и на экране на расстоянии 84 см от мишени) и на боковой поверхности цилиндра (в развертке). *a* —  $E = 2.1 \text{ kJ}$ ,  $\tau = 4.1 \text{ ns}$ ,  $I = 2.6 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , поперечного рассеяния нет; *b* —  $E = 3.2 \text{ kJ}$ ,  $\tau = 4.3 \text{ ns}$ ,  $I = 3.8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , поперечное рассеяние есть; *c* —  $E = 3.65 \text{ kJ}$ ,  $\tau = 5.4 \text{ ns}$ ,  $I = 3.4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , поперечное рассеяние есть; *d* —  $I = 3.4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , поперечное рассеяние есть.

диаметр 34 см, длина 45 см. Мишень внутри бокса располагалась на его оси и находилась на расстоянии 5 см от заднего торца.

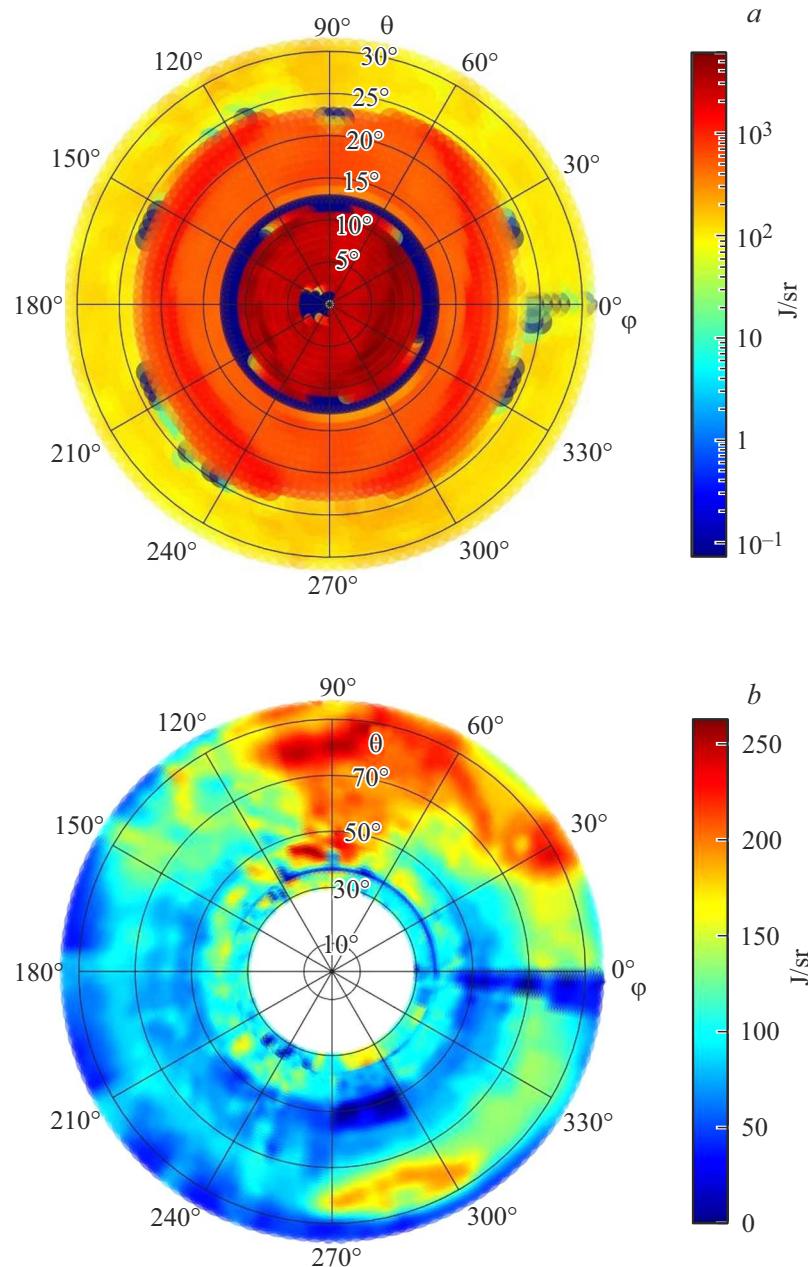
Для регистрации рассеянного излучения в области углов от 2 до 12° использовался экран с ФБ, отстоящей на расстояние 84 см от мишени.

При потоке лазерного излучения  $I$ , равном  $2.6 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , не наблюдались видимые ожоги на фотобумаге, расположенной на боковой стенке цилиндрического бокса, что указывает на отсутствие поперечного рассеяния. В то же время, как это видно на рис. 2, наблюдались сильные ожоги на ФБ, расположенной на экране, установленном напротив мишени на расстоянии 84 см от нее.

Начиная с величины потока  $I = 3.4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  и выше возникло сильное поперечное рассеяние. При этом произведение  $I$  на характерный размер плазменного образования (2000  $\mu\text{m}$ , которая получается из произведения характерной скорости разлета лазерной плазмы на длительность лазерного импульса) дает величину  $\sim 10^{17} \text{ W}\cdot\mu\text{m}/\text{cm}^2$ , что согласуется с работами [7,8]. В центре экрана имелось круглое отверстие диаметром 60 mm или квадрат 50 × 50 mm для пропускания лазер-



**Рис. 3.** Диаграмма направленности рассеянного излучения.



**Рис. 4.** Индикатриса рассеянного лазерной плазмой излучения (в  $\text{J/sr}$ ),  $I = 3.4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ . *a* — в диапазоне углов  $\theta$  от 0 до  $30^\circ$ , *b* — в диапазоне углов  $\theta$  от  $30$  до  $90^\circ$ .

ного пучка. На фотографиях ожогов, представленных на рис. 2, *a*–*c*, это отверстие закрыто черной бумагой.

На рис. 2, *d* представлены фотографии ожогов на фотобумаге, расположенной на торцевой стенке бокса и на экране (совмещенный вид), а также внутри бокса (развернутая боковая поверхность цилиндра), в условиях возникновения поперечного рассеяния.

На приведенных фотографиях ожогов видно, что индикатриса рассеяния излучения имеет несколько выделенных направлений.

1. Диаграмма направленности излучения, рассеянного в сторону фокусирующей оптики, имеет вид двух конусов с углами раствора, отсчитываемыми от нормали к

поверхности мишени. При этом угол внутреннего конуса растет в диапазоне от 6 до  $20^\circ$  с увеличением энергии лазерного излучения от 2.1 до 3.65 kJ. В то же время угол внешнего конуса мало меняется с изменением энергии лазерного излучения, а его угловой размер составляет  $\sim 30$ – $40^\circ$ .

2. При интенсивности ЛИ выше  $3.4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  появляются сильные ожоги в направлении, перпендикулярном лазерному пучку и вектору поляризации (поперечное рассеяние), как это видно на рис. 2, *d*.

На основании полученной в экспериментах картины ожогов на фотобумаге построена схематичная диаграмма направленности, которая представлена на рис. 3.

На рис. 3 символом  $\mathbf{k}$  обозначен волновой вектор лазерного излучения,  $\mathbf{E}$  — вектор электрического поля лазерной волны, совершающий линейные колебания в плоскости  $xy$ ,  $\Omega$  — вектор направления распространения рассеянного излучения,  $\Omega_{xz}$  — проекция вектора  $\Omega$  на плоскость  $xz$ ,  $\theta$  (зенитный угол) — угол между осью  $u$  и вектором  $\Omega$ ,  $\varphi$  (азимутальный угол) — угол между  $\Omega_{xz}$  и осью  $x$ . Результаты экспериментов [15] показывают, что направление поперечного рассеяния не связано с геометрией пучка в фокальной области, а во всех случаях перпендикулярно плоскости поляризации.

Используя полученные ожоги на фотобумаге и результаты калибровки ее чувствительности, изложенные в работе [14], можно определить величину энергии, рассеянную в различные направления (индикатрису). На рис. 4 представлена индикатриса, полученная при лазерном импульсе с  $E = 3.65 \text{ kJ}$  и  $\tau = 5.4 \text{ ns}$ . Угол  $\theta$  отсчитывается от вектора нормали к поверхности мишени и является зенитным углом,  $\varphi$  — азимутальный угол. Индикатриса представлена на рис. 4, *a* и *b*.

На рис. 4, *a* отчетливо видны два конуса. Это соответствует картине ожогов, приведенных на рис. 2, *d*. Первый конус лежит в диапазоне углов  $\theta$  от 2 до  $11^\circ$  (угол раствора конуса от 4 до  $22^\circ$ ). Второй конус лежит в диапазоне углов от 13 до  $23^\circ$  (угол раствора конуса от 26 до  $46^\circ$ ).

На рис. 4, *b* видно два выделенных направления распространения излучения, соответствующие поперечному рассеянию. Первое направление соответствует углу  $\varphi = 90^\circ$  и углам  $\theta$  от 45 до  $90^\circ$ . Второе направление практически диаметрально противоположно первому направлению и соответствует углу  $\varphi = 285^\circ$  и углу  $\theta = 80^\circ$ . Это согласуется с картиной ожогов, приведенной на рис. 2, *d*.

С помощью полученной индикатрисы определены величины энергии, рассеянной в различные направления и в телесном угле  $2\pi$ : 1) во внутренний конус рассеялось  $325 \text{ J}$ ; 2) во внешний конус —  $233 \text{ J}$ ; 3) в боковые направления —  $502 \text{ J}$ ; 4) в телесный угол  $2\pi$  рассеялось  $1060 \text{ J}$  (29 % от энергии лазерного импульса). При этом не учитывалась величина энергии, идущей в фокусирующую оптику. Полученная величина потерь на рассеяние лазерного излучения хорошо согласуется с результатами работ [11, 15–18].

В работе [4] картина поперечного рассеяния качественно и количественно соответствует картине поперечного рассеяния, полученной в настоящей работе. Однако следует отметить, что в индикатрисе, полученной в работе [4], не наблюдалось рассеяния излучения в виде конусов.

В настоящее время в научной литературе относительно мало информации о механизмах возникновения и формирования бокового и поперечного рассеяния, что не позволяет однозначно сделать вывод о полученной индикатрисе. Тем не менее отметим теоретическую работу [19], в которой расчетным путем определены факторы, влияющие на процесс возникновения ВКР

под большими углами ( $45 < \theta \leq 90^\circ$ ). Показано, что такое рассеяние связано с возникновением в разреженной плазме периодической модуляции электронной плотности, вызванной пондеромоторными силами. Для подтверждения предложенной модели необходимо наличие детальной картины рассеяния в широком диапазоне углов.

В представленной работе впервые получена диаграмма направленности рассеянного из лазерной плазмы излучения с высоким пространственным разрешением и в широком диапазоне телесных углов ( $\sim 2\pi$ ).

С помощью картины ожогов на фотобумаге и с использованием результатов калибровки ее чувствительности получена индикатриса рассеяния. Показано, что существенная часть рассеянной энергии идет в обратном направлении в виде двух конусов и в направлении, перпендикулярном плоскости поляризации. С использованием полученной индикатрисы показано, что 29 % лазерной энергии преобразуется в энергию рассеянного излучения.

Определен порог интенсивности лазерного излучения, равный  $\sim 3 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , при котором возникает заметное поперечное рассеяние в области углов  $75$ – $90^\circ$  в направлении, перпендикулярном плоскости поляризации.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] H. Abu-Shawareb and Indirect Drive ICF Collaboration, Phys. Rev. Lett., **129** (7), 075001 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.075001
- [2] D. Kramer, Phys. Today, Iss. 2, 1213a (2022). DOI: 10.1063/PT.6.2.20221213a
- [3] R.L. Berger, C.A. Thomas, K.L. Baker, D.T. Casey, Phys. Plasmas, **26** (1), 012709 (2019). DOI: 10.1063/1.5079234
- [4] K. Glize, X. Zhao, Y.H. Zhang, C.W. Lian, S. Tan, F.Y. Wu, C.Z. Xiao, R. Yan, Z. Zhang, X.H. Yuan, J. Zhang, Phys. Plasmas, **30** (12), 122706 (2023). DOI: 10.1063/5.0180607
- [5] И.Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики* (Наука, М., 1989).
- [6] В.Т. Тихончук. Квантовая электроника, **18** (2), 151 (1991). [V.T. Tikhonchuk, Sov. J. Quantum Electron., **21** (2), 133 (1991).]
- [7] G. Cristoforetti, L. Antonelli, S. Atzeni, F. Baffigi, F. Barbato, D. Batani, G. Boutoux, A. Colaitis, J. Dostál, R. Dudzak, L. Juha, P. Koester, A. Marocchino, D. Mancelli, P. Nicolai, O. Renner, J. Santos, A. Schiavi, M. Škorić, M. Šmid, P. Straka, L. Gizzi, Phys. Plasmas, **25** (1), 012702 (2018). DOI: 10.1063/1.5006021
- [8] M.J. Rosenberg, A.A. Solodov, J.F. Myatt, W. Seka, P. Michel, M. Hohenberger, R.W. Short, R. Epstein, S.P. Regan, E.M. Campbell, T. Chapman, C. Goyon, J.E. Ralph, M.A. Barrios, J.D. Moody, J.W. Bates, Phys. Rev. Lett., **120** (5), 055001 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.055001

- [9] С.А. Бельков, Б.Г. Зималин, П.Ю. Круглов, А.О. Липатов, А.Н. Маначинский, А.В. Яхлов, Квантовая электроника, **53** (11), 873 (2023). [S.A. Belkov, B.G. Zimalin, P.Yu. Kruglov, A.O. Lipatov, A.N. Manachinskii, A.V. Yakhlov, Bull. Lebedev Phys. Inst., **51** (2), 165 (2024). DOI: 10.3103/S106833562460058X].
- [10] R.P. Drake, R.E. Turner, B.F. Lasinski, K.G. Estabrook, E.M. Campbell, C.L. Wang, D.W. Phillion, E.A. Williams, W.L. Kruer, Phys. Rev. Lett., **53** (18), 1739 (1984). DOI: 10.1103/PhysRevLett.53.1739
- [11] Л.М. Лавров, А.В. Бессараб, Д.И. Марцованко, Ф.А. Стариков, А.А. Андреев, К.Ю. Платонов, Оптика и спектроскопия, **111** (2), 214 (2011). [L.M. Lavrov, A.V. Bessarab, D.I. Martsovenko, F.A. Starikov, A.A. Andreev, K.Yu. Platonov, Opt. Spectrosc., **111** (2), 184 (2011). DOI: 10.1134/S0030400X11080200].
- [12] M.J. Rosenberg, A.A. Solodov, J.F. Myatt, S. Hironaka, J. Sivajeyan, R.K. Follett, T. Filkins, A.V. Maximov, C. Ren, S. Cao, P. Michel, M.S. Wei, J.P. Palastro, R.H.H. Scott, K. Glize, S.P. Reganl, Phys. Plasmas, **30** (4), 042710 (2023). DOI: 10.1063/5.0135603
- [13] I. Barth, N.J. Fisch, Phys. Plasmas, **23** (10), 102106 (2016). DOI: 10.1063/1.4964291
- [14] Л.М. Лавров, Е.В. Поздняков, Е.А. Ульмов, В.М. Ямщикова, М.А. Ямщикова, ПТЭ, № 6, 35 (2023). DOI: 10.31857/S003281622305032 [L.M. Lavrov, E.V. Pozdnyakov, E.A. Ul'mov, V.M. Yamshchikov, M.A. Yamshchikova, Instrum. Exp. Tech., **66** (6), 926 (2023). DOI: 10.1134/S0020441223050329].
- [15] Л.М. Лавров, Е.В. Поздняков, В.М. Ямщикова, М.А. Ямщикова, ЖТФ, **95** (4), 686 (2025). DOI: 10.61011/JTF.2025.04.60003.136-24 [L.M. Lavrov, E.V. Pozdnyakov, V.M. Yamshchikov, M.A. Yamshchikova, Tech. Phys., **70** (4), 642 (2025). DOI: 10.61011/TP.2025.04.61204.136-24].
- [16] R. Sigel, J. de Phys. C6, **38**, C6-35 (1977). DOI: 10.1051/jphyscol:1977605
- [17] Ю.Ю. Протасов, В.В. Христофоров, Вестн. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естеств. науки, **30** (3), 37 (2008).
- [18] Д.А. Борисевичус, В.В. Забродский, С.Г. Калмыков, М.Э. Сасин, Р.П. Сейсян, Письма в ЖТФ, **43** (1), 53 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.01.44089.16254 [D.A. Borisevichus, V.V. Zabrodskii, S.G. Kalmykov, M.E. Sasin, R.P. Seisyan, Tech. Phys. Lett., **43** (1), 67 (2017). DOI: 10.1134/S1063785017010060].
- [19] Z.M. Huang, Qing Wang, R.J. Cheng, X.X. Li, S.Y. Lv, D.J. Liu, Z.Y. Xu, S.T. Zhang, Z.J. Chen, Qiang Wang, C.Z. Xiao, Z.J. Liu, L.H. Cao, C.Y. Zheng, X.T. He, Matter Radiat. Extrem., **10** (5), 057403 (2025). DOI: 10.1063/5.0278141