17 апреля 2025 г. 22:59 1st draft
Журнал технической физики, 2025, том 95, вып. 4

04

Результаты экспериментов по исследованию диаграммы направленности рассеянного лазерной плазмой излучения на установке „Искра-5“

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

РФЯЦ-ВНИИЭФ,
607190 Саров, Нижегородская обл., Россия
e-mail: feynman94@yandex.ru

Поступило в Редакцию 18 апреля 2024 г.
В окончательной редакции 6 ноября 2024 г.
Принято к публикации 6 ноября 2024 г.

На установке Искра-5 проведены исследования зависимости направленности рассеянного лазерной плазмой излучения от плотности мощности лазерного излучения с длиной волны $1.315\,\mu$m на мишени, от размеров и формы фокального пятна. Показано, что при плотности мощности от $2 \cdot 10^{13}$ до $2 \cdot 10^{14}$ W/cm^2 интегральная (в 4π) величина потерь на рассеяние составляет $\sim 50\,\%$ от энергии накачки при различных формах фокального пятна и его размерах в диапазоне от 0.2 до 14 mm. При этом характер диаграммы направленности существенно зависит от интенсивности излучения, формы, размеров фокального пятна и направленности вектора поляризации.

Ключевые слова: диаграмма направленности, нелинейное рассеяние, фотобумага, лазерная плазма.

DOI: 10.61011/JTF.2025.04.60003.136-24

Введение

Роль нелинейных процессов в лазер-плазменных взаимодействиях в последнее время широко исследуется во многих лабораториях мира. Этот интерес связан с тем, что ряд нелинейных процессов, возникающих в лазерной плазме, приводит к негативным последствиям, существенно осложняя возможность достижения эффективного зажигания в экспериментах, связанных с лазерно-термоядерным синтезом [1,2]. К числу таких последствий можно отнести нелинейное рассеяние лазерного излучения плазмой, приводящее к потерям лазерного излучения и опасности нарушения симметрии сжатия капсулы с $D-T$-смесью.

Процессы нелинейного рассеяния излучения лазерной плазмой изучаются уже более 50 лет, тем не менее количественного совпадения теории и эксперимента пока не наблюдается [2]. Обусловлено это, по-видимому, следующими обстоятельствами. Во-первых, вклад в рассеяние излучения в неоднородной плазме одновременно дают несколько механизмов, каждый из которых имеет свои специфические особенности и имеет различные диаграммы направленности. Во-вторых, используемые приемники излучения в большей части не обладают требуемой пространственной и угловой селекцией. В-третьих, существует сложность экспериментальных исследований, связанная с тем, что лазерное излучение, взаимодействуя с плазмой, частично трансформируется в широкий частотный спектр, включающий в себя гармоники и субгармоники греющего излучения, а также комбинации плазменных частот с лазерным излучением [2]. Это приводит к необходимости использования фотоприемников с широким спектральным диапазоном.

Несмотря на обширные теоретические исследования, проведенные ранее, основной интерес исследователей был сосредоточен на изучении вынужденного рассеяния Мандельштамма–Брюллиена, связанное со взаимодействием лазерного излучения (ЛИ) с ионно-звуковой волной и приводящее к рассеянию лазерного излучения назад в фокусирующую оптику, и на стимулированном комбинационном рассеянии (ВКР) назад [1,2], возникающем за счет взаимодействия ЛИ с плазменными волнами и приводящем к рассеянию энергии в виде излучения. Это связано, в первую очередь, с экспериментальной сложностью измерений рассеянной энергии в боковые направления. В то же время результаты работ [1,2] показывают возможности появления значительного по величине бокового рассеяния в области углов $45^\circ-90^\circ$ при диаметре фокального пятна больше продольного (в направлении греющего излучения) размера плазмы.

Обширный экспериментальный материал и его теоретический анализ, проведенный в 90-е годы прошлого столетия, результаты которого приведены в обзоре [3], получены на основе использования относительно низкоэнергетических лазерных установок с короткой (субнано-секундной) длительностью импульсов и с острой фокусировкой лазерного излучения в фокальные пятна диаметром $50-100\,\mu$m. При этом продольный и поперечные размеры образующейся плазмы не превышают величины $150-200\,\lambda$, где λ — длина волны накачки. При таких величинах масштаба плазмы нелинейные процессы в условиях конвективной неустойчивости не создают достаточно интенсивные потоки рассеянного

излучения в боковые (в области углов свыше 45°) направления [1,4].

В случае острой фокусировки ЛИ, когда продольный размер плазмы превышает фокальный размер пучка, наименьший порог для развития нелинейного рассеяния имеет обратное по отношению к лазерному пучку направление, так что основная часть рассеяния происходит назад. Это позволяет осуществлять регистрацию рассеянного назад излучения с помощью имеющейся системы фокусировки, что упрощает схему экспериментов. При этом для регистрации излучения, идущего в боковые направления, обычно используется небольшое количество фотоприемников, устанавливаемых под углом $30^\circ-45^\circ$ к оптической оси. В случае наклонного падения лазерного излучения на мишень проводятся также измерения энергии зеркально отраженного излучения.

Для определения диаграммы направленности рассеянного излучения обычно используют калориметры или фотоэлектронные приборы, которые устанавливают в определенных местах внутри камеры взаимодействия [5,6]. С целью увеличения углового диапазона регистрации предложено [1,7] использовать волоконные световоды, выводящие рассеянное излучение из камеры взаимодействия на фотоприемники. Используя даже относительно большое количество таких регистраторов, невозможно получить картину рассеяния в широком диапазоне углов с высоким пространственным разрешением. Как отмечается в работе [1], для получения более детальной картины рассеяния в широком диапазоне углов необходимо использовать специально сконструированную камеру взаимодействия, содержащую большое количество световодов (200 и более). В случае применения ограниченного количества фотоприемников для оценки величины энергии излучения, рассеянной во все направления, проводят экстраполяцию полученных результатов на 4π [6], считая, что рассеяние происходит изотропно или в соответствии с законом Ламберта. Это может не соответствовать картине нелинейного рассеяния, наблюдаемой в ряде работ [8–10]. Об этом ранее сообщалось в работе [9]. Если индикатриса рассеянного излучения является существенно анизотропной, то такой подход к определению величины рассеянной энергии может привести к значительным ошибкам и неверному пониманию физики лазер-плазменных процессов.

С повышением мощности лазерных установок и с увеличением длительности импульсов ЛИ до $3-10$ ns в условиях фокусировки в пятна миллиметрового размера создаются условия для интенсивного рассеяния лазерного излучения в боковые направления [8,9], в том числе в области углов $75^\circ-90^\circ$. Наиболее сложная картина рассеяния образуется в случае возникновения ряда нелинейных процессов в плазме при достаточно высокой плотности мощности лазерного импульса. Для их понимания большое значение имеет знание диаграммы направленности рассеянного излучения, по которой можно судить о механизмах рассеяния и о местах их возникновения в плазме.

Целью настоящей работы является определение диаграммы направленности рассеянного из лазерной плазмы излучения и оценка энергетических потерь на рассеяние с помощью методики, изложенной в работах [9,11].

1. Методика измерений

Эксперименты по измерению нелинейного рассеяния производились на установке Искра-5 с использованием иодного лазера [12] на длине волны $1.315\,\mu$m с мишенями из различных материалов (медь, цинк, германий) при различных размерах фокальных пятен.

Для построения пространственной картины рассеяния излучения из плазмы в телесном угле $\sim 4\pi$ использовалась засвеченная и проявленная фотобумага (ФБ) [9,11]. С ее помощью можно регистрировать излучение в широком диапазоне частот от УФ до ИК области при пороговой величине плотности энергии $0.05\,\mathrm{J/cm^2}$, требуемой для образования видимого ожога. С целью количественного определения величины рассеянной энергии в различных направлениях была выполнена калибровка чувствительности ФБ. Описание методики калибровки чувствительности ФБ приведена в работе [11], где показано, что динамический диапазон регистрации плотности энергии равен 10 при длительности излучения ~ 1 ns.

Пространственное разрешение методики определяется качеством ФБ и для используемых образцов составляет 100 штрихов в одном миллиметре. К достоинствам такого метода регистрации рассеянного излучения также следует отнести нечувствительность к помехам, простота и доступность применения.

Для получения достаточно большого поперечного размера плазмы при обеспечении плотности мощности ЛИ, превышающей $\sim 10^{12}\,\mathrm{W/cm^2}$ (пороговая плотность мощности для достижения нелинейных процессов для $\lambda = 1.315\,\mu$m), использовалась фокусировка лазерного излучения на мишени в виде узкой линии (строчки) длиной $2-14$ mm и шириной $170-200\,\mu$m. Это позволяло при энергии излучения $150-200$ J с длиной волны $\lambda = 1.315\,\mu$m в импульсе с длительностью 350 ps достигать требуемой плотности мощности ЛИ.

С целью моделирования экспериментов, связанных с лазерно-термоядерным синтезом при длительности ЛИ несколько наносекунд, на установке Искра-5, у которой длительность лазерного импульса 0.4 ns, использовался предимпульс, опережающий основной импульс на $2-7$ ns. Это делается для обеспечения пространственного масштаба плазменного образования в направлении ЛИ.

Оптическая схема экспериментов по исследованию нелинейного рассеяния приведена на рис. 1. Камера взаимодействия *7* имела цилиндрическую форму диаметром 500 mm и длиной 1100 mm. Давление остаточного газа в ней не превышало величины 10^{-2} Pa. Для формирования фокального пятна в виде строчки

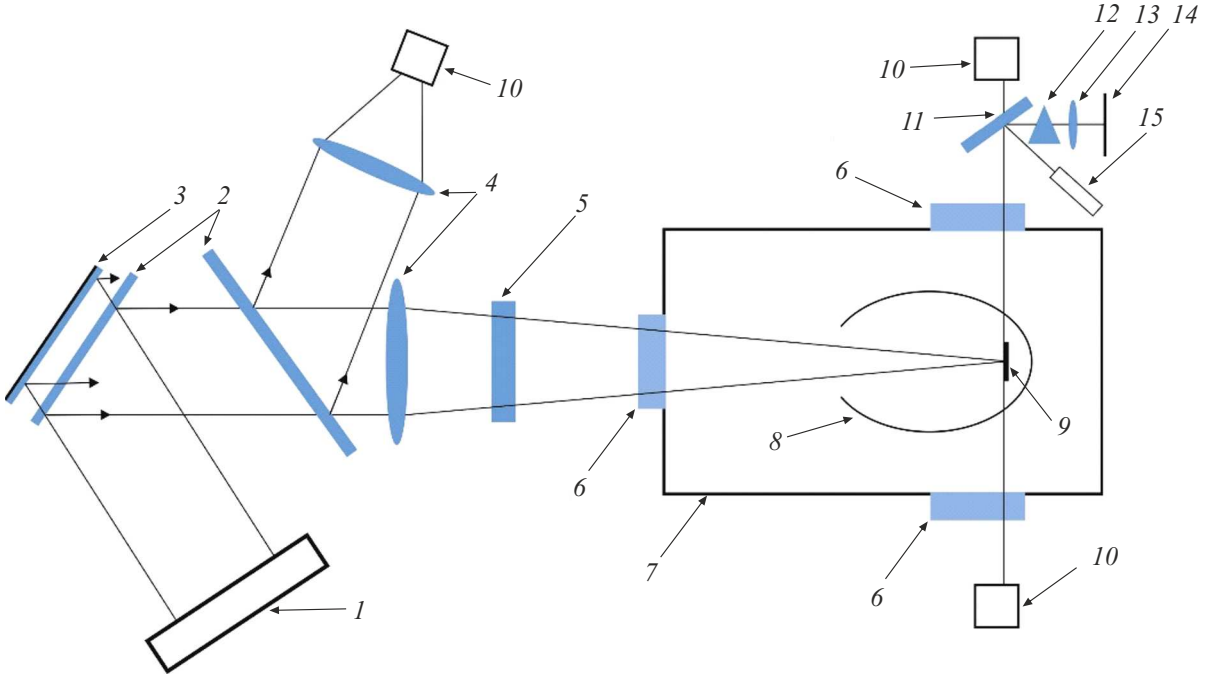

Рис. 1. Оптическая схема измерений (вид сверху): *1* — генератор лазерного импульса; *2* — плоские пластины из стекла; *3* — зеркало; *4* — сферические линзы; *5* — цилиндрическая линза; *6* — окна камеры; *7* — камера взаимодействия; *8, 14* — ФБ; *9* — мишень; *10* — калориметры; *11* — оптический клин; *12* — призма; *13* — фокусирующая линза; *15* — фотодиод.

использовалась комбинация из сферической *4* и цилиндрической *5* линз. За счет изменения расстояния между ними устанавливалась требуемая длина строчки. Путем вращения цилиндрической линзы вокруг оси можно изменять направление строчки. В проводимых экспериментах вектор поляризации был перпендикулярен направлению строчки.

Для получения предимпульса перед отражающим зеркалом *3* устанавливалась плоская пластина *2*. В качестве мишени *9* использовались стеклянные пластинки размером 10×20 mm и толщиной 2 mm, на поверхность которых напылялся слой меди (германия или цинка) толщиной $1.5-2\,\mu$m. Мишень располагалась в камере взаимодействия на специальном подвесе, позволяющем осуществлять точную юстировку по положению и по углу. При этом плоскость мишени относительно пучка устанавливалась по нормали в вертикальном направлении и поворачивалась на 3.5° в правую (со стороны мишени) сторону, чтобы избежать попадания отраженного пучка обратно в усилитель. Измерение величины рассеянной энергии в боковые направления и в фокусирующую оптику осуществлялось с помощью калориметров *10* и ФБ *8*.

Для измерения спектрального состава излучения, идущего вдоль строчки, использовался призменный спектрограф и спектрограф с дифракционной решеткой *12*. Рассеянное излучение, провзаимодействовав со спектральным прибором *12*, фокусировалось с помощью линзы *13* на фотобумагу *14*, оставляя на ней ожог.

ФБ *8* располагалась по внутренней поверхности цилиндра диаметром 190 mm и длиной 200 mm. Для вывода излучения, идущего вдоль строчки, в цилиндре и ФБ были проделаны отверстия.

Типичная картина рассеяния излучения в боковые направления, полученная в экспериментах с предимпульсом и со строчкой длиной 14 mm при плотности мощности $(2-5)\cdot 10^{13}$ W/cm^2, приведена на рис. 2.

Как видно на рис. 2, *a*, в направлении строчки (зона *A*) излучение, идущее в диапазоне углов 75°–90° к оптической оси, на расстоянии 100 mm от мишени создает равномерный ожог на ФБ в виде пятна размером ~ 30 mm. В зоне *B* с углом $\sim 55°$ к оптической оси распределение излучения носит линейчатый характер в виде узких радиальных полос, радиус кривизны которых определяется их расстоянием до осевой линии, проходящей вдоль строчки. Вид радиальных полос в зоне *B* представлен на рис. 2, *b*. На рис. 2, *a* радиальных полос не видно, так как из-за высокой интенсивности рассеянного излучения они слились в единый ожог. При углах меньше 40° в зоне *C* распределение имеет равномерный характер.

В горизонтальной плоскости в угловом распределении рассеянного излучения достаточно четко выявляется направленность под углами $\sim 30°$, 55° и 75°–90°. В вертикальном направлении угловой размер рассеянного излучения зависит от длины строчки и при ее длине 14 mm составляет $\sim 15°$. С уменьшением длины строчки

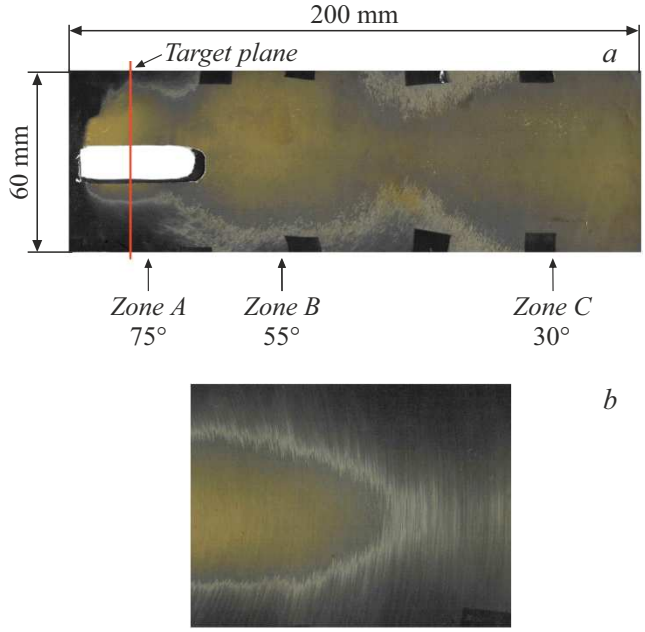

Рис. 2. Ожоги на фотобумаге: *a* — характер распределения излучения на левой (со стороны мишени) части экрана в экспериментах со строчкой длиной 14 mm; *b* — распределение излучения в виде узких радиальных полос.

до 2 mm угол рассеяния в вертикальном направлении увеличивается до 25°.

Характер картины рассеяния, приведенной на рис. 2, существенно не изменялся с уменьшением длины строчки в диапазоне от 14 до 3 mm. Однако при снижении длины строчки наблюдалось уменьшение силы ожога в зонах *A* и *B*. Качественное изменение картины рассеянного излучения возникло при уменьшении длины строчки до 2 mm, когда произошло смыкание всех областей ожогов. При длине строчки 1.5 mm и ширине 0.5 mm возникло излучение в направлении, перпендикулярном строчке, и картина рассеяния стала более равномерной в горизонтальной плоскости в области углов от 45° до 70°, однако еще далекой от закона Ламберта.

При плотности мощности ЛИ на мишени свыше $2 \cdot 10^{12}$ W/cm^2 отчетливо регистрировался ожог от рассеянного назад в сторону фокусирующей системы излучения в виде конуса, как это представлено на рис. 3.

Как видно на рис. 3, величина пороговой плотности мощности ЛИ с длиной волны 1.315 μm, требуемая для возникновения нелинейного рассеяния назад, составляет $1.4 \cdot 10^{12}$ W/cm^2. При плотности мощности свыше $2 \cdot 10^{12}$ W/cm^2 характер диаграммы направленности назад рассеянного плазмой излучения приобретает вид конуса, угловой размер которого увеличивается от 30° до 55° с ростом плотности мощности ЛИ от $2 \cdot 10^{12}$ до $2 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 на мишени.

Характер диаграммы направленности рассеяния в горизонтальной плоскости при постоянной величине задержки предимпульса зависит от плотности мощности ЛИ на мишени, и динамика ее изменения представлена на рис. 4. Необходимо отметить, что приведенная выше картина динамики рассеяния соответствует экспериментам с длиной строчки 14 mm. С уменьшением длины строчки порог возникновения бокового рассеяния в области углов 75°–90° увеличивается. Так, при длине строчки 8 mm боковое рассеяние возникает при плотности мощности ЛИ свыше $1.2 \cdot 10^{13}$ W/cm^2, в то время, как при длине строчки 14 mm этот порог составляет $9 \cdot 10^{12}$ W/cm^2. С уменьшением длины строчки до 3.5 mm боковое излучение появляется при плотности мощности ЛИ равной $4 \cdot 10^{13}$ W/cm^2. Как уже отмечалось выше, порог возникновения рассеяния назад в виде конуса не зависит от размеров и формы фокального пятна и соответствует величине $2 \cdot 10^{12}$ W/cm^2.

Необходимо также отметить, что характер диаграммы направленности рассеянного излучения в существенной мере зависит от взаимной направленности строчки и вектора поляризации. В условиях проведения экспериментов на установке Искра-5 вектор поляризации всегда был направлен вертикально, так что при горизонтальном положении строчки их направления были взаимно перпендикулярны. В этом случае основная часть бокового рассеянного излучения распространялась в горизонтальной плоскости перпендикулярно вектору поляризации. В случае вертикального направления строчки боковое рассеянное излучение также распространялось перпендикулярно вектору поляризации. Проведенные эксперименты показывают, что основное влияние на характер диаграммы рассеяния оказывает направление вектора поляризации, а не положение строчки. Полученный результат подтверждает выводы работы [10], где также показано, что боковое рассеяние направлено перпендикулярно плоскости поляризации лазера.

Схематично направленность рассеянного излучения в горизонтальной плоскости при фокусировке ЛИ в горизонтальную строчку длиной 14 mm, при наличии предимпульса и при плотности мощности свыше 10^{13} W/cm^2 приведена на рис. 5.

При фокусировке ЛИ в круглое пятно диаметром 0.2 mm без предимпульса при плотности мощности $\sim 10^{15}$ W/cm^2 получалась картина ожогов на ФБ, представленная на рис. 6. Отверстие в середине нижней части изображения ФБ выполнено для ввода держателя мишени, а отверстия слева и справа — для вывода рассеянного излучения, идущего вдоль строчки на калориметры. Боковое рассеяние происходит в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации, и направлено под углом $\sim 50°$. Достаточно интенсивное рассеяние в виде конуса происходит также назад в сторону фокусирующей оптики (рис. 3).

С использованием метода сканирования ожога, полученного на ФБ, и на основании результатов калибровки ее чувствительности к действию светового излу-

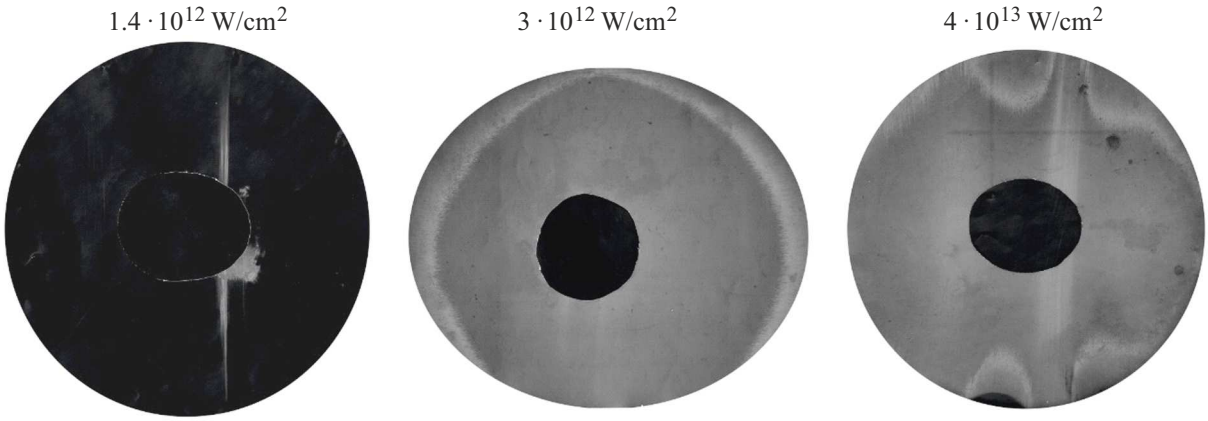

Рис. 3. Картины ожогов на ФБ, размещенной в плоскости, перпендикулярной лазерному пучку при различной плотности мощности на мишени.

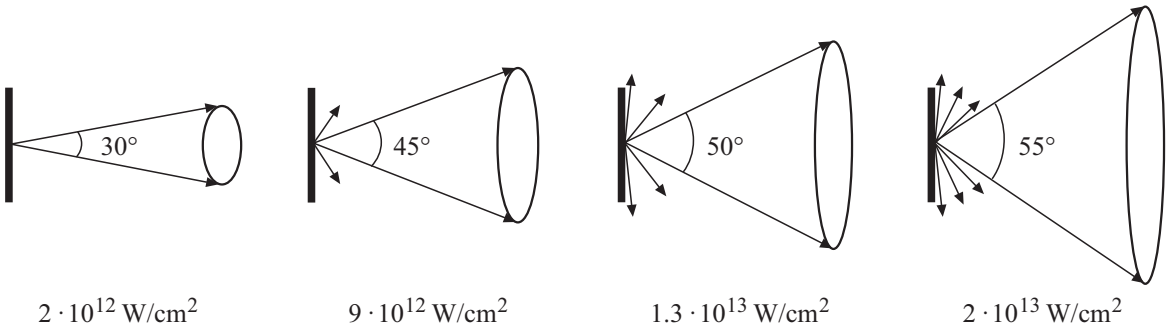

Рис. 4. Динамика изменения диаграммы направленности рассеянного излучения с ростом плотности мощности ЛИ на мишени при длине строчки 14 mm.

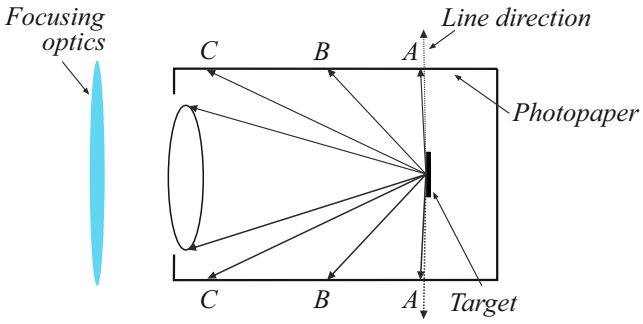

Рис. 5. Основные направления рассеяния излучения в горизонтальной плоскости.

чения [11] определена величина энергии, рассеянной в различных направлениях. Как показали результаты экспериментов, в условиях развитых нелинейных процессов при плотности мощности ЛИ свыше $2 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 величина рассеянной энергии излучения в зону A составляет $\sim 10\,\%$ от энергии накачки, в зону B $\sim 5\,\%$, в зону C $\sim 5\,\%$. С учетом того что рассеяние шло симметрично относительно лазерного пучка, то суммарное боковое рассеяние составляет $\sim 40\,\%$. В сторону фокусирующей оптики рассеялось $\sim 10\,\%$. При плотности мощности ниже $2 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 доля энергии, рассеиваемая в боковые направления, снижается, а идущее излучение назад усиливается. Полученное значение рассеяния в 4π, равное $50\,\%$, соответствует результатам работ [9–11,13–16], в которых приводятся близкие значения величины потерь на рассеяние в лазерплазменных экспериментах.

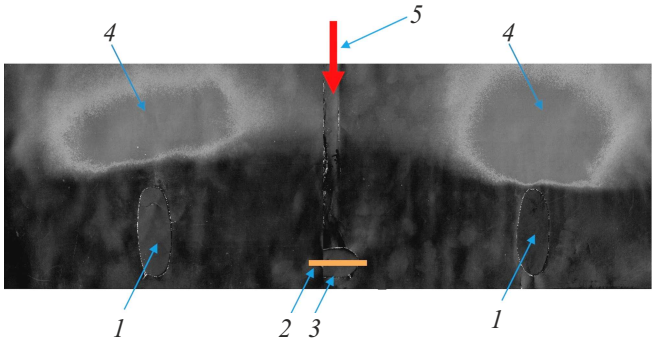

Рис. 6. Развернутая картина изображения ожогов ФБ, размещенной на внутренней поверхности цилиндра, при фокусировке ЛИ в круглое пятно: *1* — отверстия для вывода рассеянного излучения в области углов 75°–90°; *2* — плоская мишень; *3* — отверстия для подвеса мишени; *4* — ожоги в зоне B; *5* — направление распространения ЛИ.

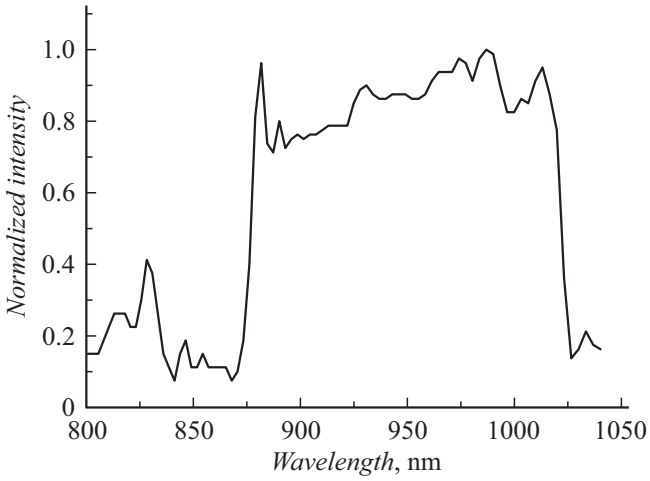

Рис. 7. Спектр рассеянного плазмой излучения от медной мишени в области углов 75°–90°.

2. Спектр рассеянного излучения в области углов 75°–90°

В проведенных экспериментах исследовался спектр излучения, идущего в области углов 75°–90°. Особенностью использования спектрометрической аппаратуры в этих условиях является наличие высокоинтенсивного излучения, распространяющегося вдоль строчки. При фокусировке излучения на входную щель спектрометра происходил оптический пробой и разрушение щели. Для исключения этого явления в спектрографе убрана входная щель. В этом случае спектральное разрешение прибора определялось отношением размера плазменного образования к расстоянию от призмы до мишени и угловой дисперсией призмы. В исследуемой области спектра разрешающая способность измерительной системы составляет ~ 20. В качестве реперов для калибровки шкалы спектрометра использовались лазеры с длинами волн 532 и 633 nm. За счет высокой интенсивности бокового излучения регистрация спектра осуществлялась с помощью ФБ, размещенной в плоскости изображения линзы, расположенной после призмы, как это показано на рис. 1.

Полученный в экспериментах спектр излучения медной мишени приведен на рис. 7.

Из рисунка следует, что в направлении углов 75°–90° спектр рассеянного излучения находится диапазоне от 875 до 1025 nm, который определяется процессом ВКР [2], приводящим к возникновению комбинации частот плазменных и световой волны.

3. Анализ картины рассеяния

Результаты проведенных экспериментов указывают на существенно анизотропный характер рассеяния излучения, далекий от закона Ламберта. Анализ картины ожогов на ФБ позволяет сделать ряд выводов о характере нелинейного рассеяния излучения:

1) наличие достаточно четко выраженной угловой направленности диаграммы рассеяния как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях, зависящей от плотности мощности ЛИ и формы фокального пятна;

2) в зоне *A* картина ожога представляет собой круглое пятно, имеющего диаметр ~ 30 mm на расстоянии 100 mm от мишени, что видно на рис. 2, и существенно не изменялась с уменьшением длины строчки в диапазоне от 14 до 3 mm;

3) в зоне *B* картина ожога состоит из узких ($\sim 10\,\mu$m) радиальных полос, радиус которых увеличиваются по мере удаления от зоны *A*;

4) в зоне *C* характер ожога носит равномерный характер и его размер по вертикали увеличивается по мере удаления от зоны *A* и *B*.

В направлении фокусирующей оптики диаграмма направленности рассеянного излучения имеет вид конуса с четко очерченной границей. Размеры конуса и его форма сильно зависят от плотности мощности греющего излучения на мишени и от направления строчки, как это продемонстрировано на рис. 3.

При фокусировке ЛИ в круглое пятно диаметром 0.2 mm с плотностью мощности $\sim 10^{15}$ W/cm^2 и без предимпульса рассеянное излучение в боковые направления в области углов 75°–90° не было зарегистрировано в пределах чувствительности используемых фотоприемников. Основная часть рассеянного излучения была направлена в правую и левую стороны под углом 45°–50° в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации. Для сравнения в эксперименте с фокусировкой в горизонтальную строчку длиной 2 mm и шириной 0.3 mm при плотности мощности ЛИ $3 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 наблюдалось достаточно сильное боковое излучение в направлении строчки.

Наибольший интерес в рассматриваемой картине рассеяния ЛИ при фокусировке в строчку представляет наличие весьма интенсивного излучения, направленного вдоль плоскости мишени. Как уже отмечалось выше, исходя из показаний калориметров, регистрирующих излучение вдоль строчки, в плоскости мишени в угловом секторе 75°–90° при длине строчки 14 mm и при наличии предимпульса в обе стороны излучается до 40 J энергии при энергии накачки 200 J. Считая, что длительность импульсов рассеянного излучения ~ 100 ps, то на расстоянии 15–20 cm от мишени средняя интенсивность излучения достигает $\sim 10^{10}$–10^{11} W/cm^2, что может привести к разрушению оптических элементов. Такое явление неоднократно наблюдалось в проводимых экспериментах, когда происходило разрушение поверхности зеркал с алюминиевым покрытием, находящихся вне камеры взаимодействия на расстоянии 55 cm от мишени, а также происходило разрушение поверхности двух дифракционных решеток, используемых в спектрометре. Кроме того, в эксперименте с фокусировкой в строчку длиной 7 mm при значении интенсивности ЛИ

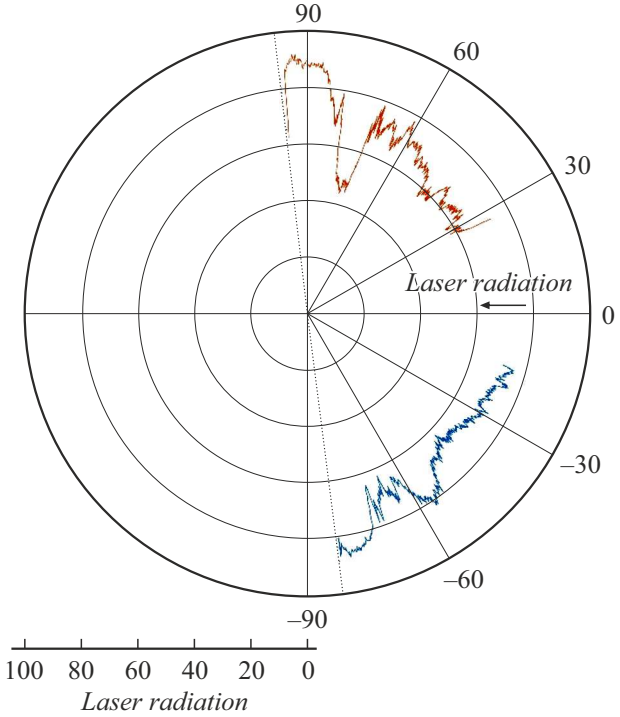

Рис. 8. Вид диаграммы направленности рассеянного излучения в горизонтальной плоскости, полученной в результате сканирования ожогов на фотобумаге.

равной $2.4 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 наблюдалось локальное разрушение стеклянной поверхности призмы как на входе, так и на выходе излучения из нее.

На рис. 8 приведена интегральная диаграмма направленности рассеянного излучения в горизонтальной плоскости при фокусировке в строчку длиной 14 mm на мишень ЛИ с плотностью мощности $3 \cdot 10^{13}$ W/cm^2 и при наличии предимпульса, полученная путем сканирования яркости ожогов на ФБ в горизонтальной плоскости. Яркость ожогов приведена в относительных единицах. Приведенная диаграмма направленности повернута относительно оси лазерного пучка на 7° против часовой стрелки из-за наклона мишени в горизонтальной плоскости. Следует отметить, что полученные в ходе экспериментов диаграммы направленности излучения из плазмы качественно соответствуют картине рассеяния лазерного излучения, полученной в работе [10].

Наблюдаемый в экспериментах с фокусировкой ЛИ в строчку специфический характер диаграммы направленности, характеризующийся наличием зон A, B и C, возможно, свидетельствует о наличии рассеяния лазерного излучения на дифракционной структуре. Эта гипотеза, выдвинутая более 10 лет тому назад в работе [9], находит свое подтверждение, например, в работах [17,18], где экспериментально обнаружено появление дифракционной решетки в лазерной плазме. Механизм формирования объемной периодической структуры, аналогичной брэгговской [19], в лазерной плазме связан с воздействием на электроны электромагнитного поля стоячей волны, образующейся за счет суперпозиции падающей и отраженной волн накачки от критического слоя. Под действием пондеромоторных сил происходит модуляция показателя преломления оптической среды с образованием структуры с периодом, равным длине волны. При этом вне зависимости от формы фокального пятна за счет брэгговского рассеяния на образовавшейся дифракционной структуре формируется излучение, идущее назад в виде конуса, как это показано на рис. 3.

Заключение

В рамках проведенных исследований можно сделать выводы, что при фокусировке ЛИ с длиной волны $1.315\,\mu$m в горизонтальную линию (строчку) длиной более 3 mm при плотности мощности излучения выше $\sim 10^{13}$ W/cm^2 в процессе лазер-плазменного взаимодействия происходит интенсивное боковое рассеяние излучения в области углов $45^\circ - 90^\circ$, уносящее до 40 % лазерной энергии. Излучение, рассеянное назад в виде конуса с углом $30^\circ - 60^\circ$, уносит ~ 10 % от энергии накачки.

Требуемая для возникновения бокового рассеяния плотность мощности ЛИ зависит от длины строчки и с увеличением ее длины снижается. Так, при длине строчки 3 mm боковое рассеяние возникает при плотности мощности ЛИ свыше $3 \cdot 10^{13}$ W/cm^2, а при длине строчки 14 mm при плотности мощности ЛИ $9 \cdot 10^{12}$ W/cm^2. При этом боковое рассеяние имеет симметричный характер в горизонтальной плоскости.

Во всех реализованных в работе случаях облучения мишени индикатриса рассеянного из плазмы излучения является существенно анизотропной.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликтов интересов.

Список литературы

[1] K. Glize, Zhao Hu, Yihang Zhang, Lian Changwang, Shang Tan, Fuyuan Wu, Chengzhuo Xiao, Rui Yan, Zhe Zhang, Xiaohui Yuan, Jie Zhang. Phys. Plasmas, **30**, 122706 (2023). DOI: 10.48550/arXiv.2209.08251

[2] M.J. Rosenberg, J.E. Hernandez, N. Butler, T. Filkins, R.E. Bahr, R. Jungquist, M. Bedzyk, G. Swadling, J.S. Ross, P. Michel, N. Lemos, J. Eichmiller, R. Sommers, P. Nyholm, R. Boni, J.A. Marozas, S. Craxton, P.W. McKenty, A. Sharma, P.B. Radha, D.H. Froula, P. Datte, M.Gorman, J. Moody, J. Heinmiller, J. Fornes, P. Hillyard, S. Regan. Rev. Sci. Instruments, **92**, 033511 (2021). https://doi.org/10.1063/5.0040558.

[3] В.Т. Тихончук. Квант. электрон., **18** (2), 15 (1991).

[4] G. Cristoforetti, L. Antonelli, S. Atzeni, F. Baffigi, F. Barbato, D. Batani, G. Boutoux, A. Colaitis, J. Dostal, R. Dudzak, L. Juha, P. Koester, A. Marocchino, D. Mancelli, Ph. Nicolai, O. Renner, J. Santos, A. Schiavi, M.M. Skoric, M. Smid, P. Straka, L.A. Gizzi. Phys. Plasmas, **25**, 012702 (2018). DOI: 10.1063/1.5006021
[5] S. Depierreux, C. Neuville, C. Baccou, V. Tassin, M. Casanova, P.-E. Masson-Laborde, N. Borisenko, A. Orekhov, A. Colaitis, A. Debayle, G. Duchateau, A. Heron, S. Huller, P. Loiseau, Ph. Nicolai, D. Pesme, C. Riconda, G. Tran, R. Bahr, J. Katz, C. Stoeckl, W. Seka, V. Tikhonchuk, C. Labaune. Phys. Rev. Lett., **117**, 235002 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.235002
[6] О.Н. Крохин, В.П. Силин, В.В. Пустовалов, Г.В. Склизков, Ю.А. Михайлов, А.А. Рупасов, А.С. Шиканов. ЖЭТФ, **69** (1(7)), 206 (1975).
[7] А.Н. Стародуб, С.И. Федотов, А.А. Фроня. (Преприн ФИАН. № 25. М., 2007)
[8] P. Michel, M.J. Rosenberg, W. Seka, A.A. Solodov, R.W. Short, T. Chapman, C. Goyon, N. Lemos, M. Hohenberger, J. Moody, S. Regan, J.F. Myatt. Phys. Rev. E, **99**, 033203 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevE.99.033203
[9] Л.М. Лавров, А.А. Андреев, А.В. Бессараб, Д.И. Марцовенко, Ф.А. Стариков. Опт. и спектр., **III** (2), (2011).
[10] 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. Physi. Plasmas, **30**, 122706 (2023). DOI: 10.1063/5.0180607
[11] Л.М. Лавров, Е.В. Поздняков, Е.А. Ульмов, В.М. Ямщиков, М.А. Ямщикова. Приборы и техника эксперимента, **6**, 35 (2023). DOI: 10.31857/S0032816223050324
[12] С.Г. Гаранин, Л.А. Душина, И.П. Елин, Н.В. Жидков, В.М. Изгородин, Н.А. Калмыков, В.П. Коваленко, А.Г. Кравченко, Д.Н. Литвин, С.Ю. Петров, Е.В. Поздняков, В.Г. Рогачев, К.В. Стародубцев, Н.А. Суслов, Г.В. Тачаев, А.Е. Чаунин. ЖЭТФ, **155** (4), 759 (2019). DOI: 10.1134/s0044451019040199
[13] R. Sigel. J. Phys. (1977).
[14] О.Б. Ананьин, Ю.В. Афанасьев, Ю.А. Быковский, О.Н. Крохин. *Лазерная плазма. Физика и применения* (МИФИ, М., 2003)
[15] 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
[16] Ю.Ю. Протасов, В.В. Христофоров. Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки, 3 (2008).
[17] G. Cristoforetti, A. Colaïtis, L. Antonelli, S. Atzeni, F. Baffigi, D. Batani, F. Barbato, G. Boutoux, R. Dudzak, P. Koester, E. Krousky, L. Labate, Ph. Nicolai, O. Renner, M. Skoric, V. Tikhonchuk, L.A. Gizzi. Europhys. Lett., **117**, 35001 (2017). DOI: 10.1209/0295-5075/117/35001
[18] S.E. Schrauth, A. Colaitis, J.M. Nicola. Phys. Plasmas, **26**, 073108 (2019). DOI: 10.1063/1.5087734
[19] С.В. Варжель. *Волоконные брэгговские решетки* (Университет ИТМО, СПб., 2015)