

Оптическое излучение плазмы малоплотных мишеней, облучаемых лазерным излучением с управляемой когерентностью*

А.А.Фроня, Н.Г.Борисенко, В.Н.Пузырев, А.Т.Саакян, А.Н.Стародуб, О.Ф.Якушев

Представлены результаты экспериментов по взаимодействию наносекундного лазерного излучения с малоплотными объемно-структурированными мишенями различной плотности и различной толщины. В экспериментах в качестве воздействующего на мишени излучения использовалось лазерное излучение с управляемой когерентностью. Основной задачей являлось изучение влияния параметров мишени на характеристики рассеянного плазмой излучения. Получены спектральные характеристики излучения, рассеянного плазмой назад и в направлении распространения лазерного пучка, а также диаграммы рассеяния этого излучения.

Ключевые слова: лазерная плазма, рассеянное плазмой излучение, взаимодействие лазерного излучения с веществом.

1. Введение

При исследовании взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом одним из главных вопросов является эффективность передачи лазерной энергии плазме. Процессы рассеяния, протекающие в плазме, существенно влияют на эффективность поглощения лазерного излучения мишенью. По этой причине важной задачей является всестороннее исследование процессов рассеяния в лазерной плазме, а именно изучение спектральных, временных, пространственных и энергетических характеристик рассеяния.

Другой важной проблемой, требующей решения, является обеспечение равномерности распределения лазерной энергии по поверхности облучаемой мишени, что также влияет на эффективность передачи этой энергии плазме. Для этого в работе [1] был предложен метод динамической плазменной фазовой пластины, подразумевающий оптическую прозрачность плазменного слоя, что возможно при использовании малоплотных микроструктурированных объектов.

Эксперименты по взаимодействию лазерного излучения с малоплотными мишенями проводятся во многих лабораториях мира [2–6]. Ряд работ [7–10] посвящен изучению ударных волн в плазме, образуемой при воздействии интенсивных пучков на малоплотные мишени различной конструкции. При исследовании распространения ударных волн в плазме регистрируются изменения в распространении волнового фронта по собственным

рентгеновскому и оптическому излучениям плазмы. Так, в работе [10], где длина волны греющего излучения $\lambda_0 = 527$ нм, наблюдалось термическое свечение плазмы в широком оптическом спектральном диапазоне (400–800 нм) с выраженными двумя максимумами вблизи $\lambda = 450$ и 700 нм.

Исследование рассеянного плазмой излучения включает в себя изучение таких процессов, как вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ), генерация гармоник в плазме. Например, в работе [11] было обнаружено, что для слоеных мишеней в ВРМБ-компоненту преобразуется менее 5% энергии падающего лазерного излучения, а для плоских твердотельных пленок из C_8H_8 – менее 3% (измерения проводились в апертуре фокусирующей оптики). Авторы отмечают, что при изменении фокусирующей лазерное излучение системы спектральные характеристики ВКР и ВРМБ по существу оставались неизменными. В работе [12] изучалась временная эволюция формирующейся в плазме второй гармоники греющего излучения (длина волны $\lambda_0 = 1.054$ мкм, длительность импульса 3 нс). Установлено, что для мишеней с квазиупорядоченной структурой генерация второй гармоники происходит периодически в течение времени воздействия греющего импульса.

При изучении «сглаживания» лазерного пучка на установке LIL (энергия лазерного излучения 10 кДж на длине волны 351 нм при длительности импульса 2.7 нс) [3] установлено, что пена с плотностью 10 мг/см³ и толщиной 500 мкм полностью ионизируется за 1.2 нс. Измерения ВРМБ с временным разрешением показали, что для составной мишени (слой пены толщиной 500 мкм на подложке из Cu) имеются две компоненты, разделенные по времени на 1.2 нс. Они соответствуют ВРМБ от пены (ранняя компонента) и ВРМБ от фольги из Cu при полностью ионизованной пене. Спектр ВРМБ от пены имеет красный сдвиг. Продемонстрирован эффект сглаживания лазерного пучка после прохождения через пену.

В работе [2] обнаружено, что доля лазерной энергии, прошедшая через мишени из триацетатцеллюлозы (ТАЦ), может достигать 50%. При этом доля отраженной энер-

* Доложена на конф. ECLIM 2016 (Москва, 18–23 сентября 2016 г.).

А.А.Фроня. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: nastya708@yandex.ru

Н.Г.Борисенко, В.Н.Пузырев, А.Т.Саакян, А.Н.Стародуб, О.Ф.Якушев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 5 декабря 2016 г., после доработки – 27 декабря 2016 г.

гии составляла $\sim 12\%$. Наблюдалось послесвечение плазмы после окончания действия лазерного импульса. Выявлено, что плазма прозрачна на переднем фронте импульса греющего излучения (при длительности лазерного импульса ~ 0.34 нс).

Однако в экспериментах с мишенями из агар-агара доля энергии, прошедшей через мишень, составляла $\sim 2\%$ [13]. Пропускание плазмы возрастало к концу импульса греющего излучения. Изучено временное поведение излучения на частотах $2\omega_0$ и $(3/2)\omega_0$ (ω_0 – частота греющего излучения): свечение плазмы происходит на протяжении всего времени воздействия импульса греющего излучения. Спектры обеих гармоник имеют двухкомпонентную структуру, в случае второй гармоники явно выражена асимметрия спектра.

В настоящей работе представлены результаты серии экспериментов по рассеянию в плазме, образуемой при воздействии лазерного излучения с управляемой когерентностью на малоплотные микроструктурированные мишени из ТАЦ.

2. Условия эксперимента

Эксперименты по взаимодействию лазерного излучения с мишенями выполнены на установке «Канал-2» [14]. Параметры лазерного излучения были следующими: длительность импульса по полувысоте 2.5 нс, спектральная ширина излучения по полувысоте 24 Å либо 42 Å, энергия на выходе лазера 1–100 Дж, плотность мощности греющего излучения на мишени 10^{12} – 10^{14} Вт/см².

В экспериментах использовался диагностический комплекс, включающий в себя:

- канал на основе спектрографа, предназначенный для исследования спектральных характеристик излучения плазмы в диапазоне 0.4 – 1.1 мкм;
- оптическую систему, позволяющую получать информацию о направлениях разлета плазмы и рассеяния лазерного излучения в заданном сечении в диапазоне углов регистрации $\Delta\alpha \approx 90^\circ$ и в спектральном диапазоне $\Delta\lambda \approx 0.4$ – 1.1 мкм;
- калориметрическую систему для измерения энергетических характеристик плазмы и лазерного излучения.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

В качестве объектов воздействия использовались малоплотные микроструктурированные мишени, которые представляют собой трехмерные полимерные сетки из ТАЦ [15]. В экспериментах плотность мишеней из ТАЦ варьировалась от 2 до 10 мг/см³, а их толщина – от 100 до 500 мкм. Расстояние между нитями изменялось от 0.6 до 1.7 мкм, а диаметр нитей варьировался от 70 до 40 нм. В некоторых случаях в состав мишени входили наночастицы меди со средним диаметром 40 нм. Во всех экспериментах лазерное излучение падало на мишень по нормали к ее поверхности. Для длины волны лазерного излучения $\lambda_0 = 1.054$ мкм критическая плотность составляет ~ 3 мг/см³ (при однократной ионизации атомов). Оценки объемной критической плотности для мишени проводились на основе формулы (1.109) из работы [16]. Таким образом, в проведенных экспериментах исследовалось взаимодействие мишеней из ТАЦ как с критической, так и с подкритической объемной плотностью.

Полученные ранее данные по проникновению высокоинтенсивного лазерного излучения сквозь малоплотные мишени из ТАЦ показали, что доля энергии, прошедшей через мишень, может достигать 70% от энергии лазерного излучения, воздействующего на такую мишень [6]. В то же время доля отраженной энергии не превышает 1% от энергии лазерного излучения, падающего на мишень. При этом доля энергии, прошедшей через мишень, уменьшается при увеличении плотности, толщины и погонной массы мишени.

Для мишеней из ТАЦ выявлено влияние погонной массы мишени на угол рассеяния излучения [6]. Так, угол обратного рассеяния излучения на основной частоте увеличивается с увеличением погонной массы. При сравнении диаграмм направленности рассеянного излучения на основной частоте для мишеней из ТАЦ и твердотельных мишеней установлено, что они ведут себя подобным образом (рис.1). По сравнению с диаграммами, полученными в работе [13] для мишеней из агар-агара с помощью калориметров, для мишеней из ТАЦ характерна более широкая диаграмма рассеяния. В случае рассеяния за плазмой в направлении падающего пучка для мишеней из ТАЦ нами обнаружено различие в диаграммах рассеяния излучения на основной частоте и на частоте второй гармоники. Так, на частоте второй гармоники рассеяние происходит диффузно, а на основной частоте оно сосредоточено в ограниченном телесном угле, раствор которого совпадает с углом раствора падающего пучка (рис.2). Погрешность измерения интенсивности не превышает здесь 2%.

Для мишеней из ТАЦ с добавлением наночастиц меди (замещающих 10% массы полимера в мишени) диаграмма обратного рассеяния изменяется по сравнению с диаграммами, полученными для мишеней из ТАЦ без наночастиц. На диаграммах рассеяния излучения на основной частоте наблюдается уменьшение интенсивности с увеличением угла рассеяния (рис.3).

Диаграмма рассеяния излучения для мишеней из ТАЦ с добавлением меди зависит от того, какая часть наночастиц попадает в пятно фокусировки греющего излучения и как эти наночастицы распределены в мишени. Наночастицы не обладают правильной сферической формой и трудно определить, под каким углом на них падает лазерное излучение.

В экспериментах были зарегистрированы спектры излучения, рассеянного плазмой вперед и назад по отноше-

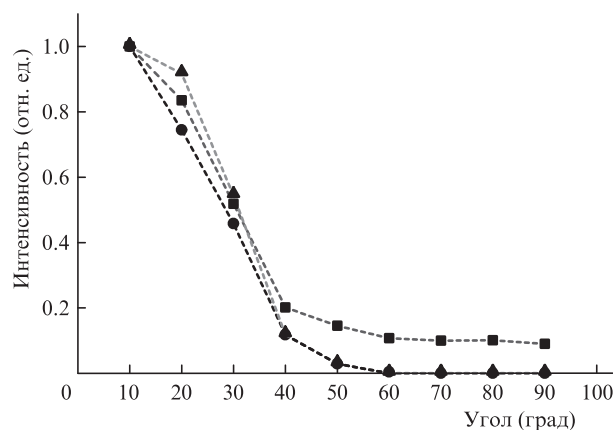


Рис.1. Диаграммы обратного рассеяния излучения на основной частоте для мишеней из ТАЦ (10 мг/см³, 200 мкм) (■), Fe (●), и Be (▲).

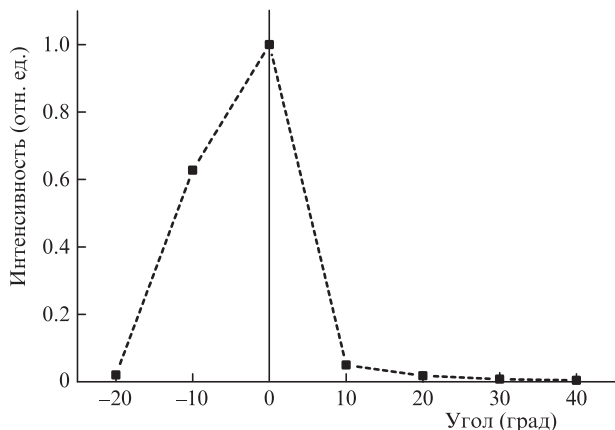


Рис.2. Диаграмма рассеяния излучения на основной частоте за плазмой мишени из ТАЦ (10 мг/см³, 200 мкм) с добавлением меди. Угол, равный нулю, соответствует направлению распространения греющего излучения.

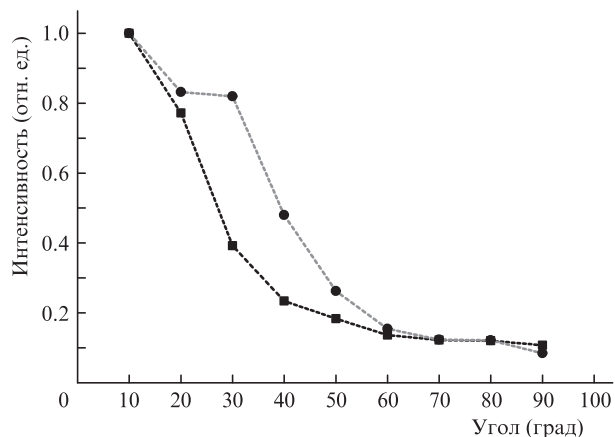


Рис.3. Диаграммы обратно рассеянного излучения на основной частоте для мишеней из ТАЦ (10 мг/см³, 200 мкм) без добавления (■) и с добавлением (●) наночастиц Си.

нию к направлению распространения лазерного излучения, вблизи частот ω_0 и $2\omega_0$.

Особое внимание было уделено нами спектрам излучения на основной частоте за мишенью из ТАЦ. Обнаружены изменения положения максимума такого спектра относительно частоты ω_0 , а также ширины линии рассеянного излучения вблизи основной частоты. Ширина спектра излучения, прошедшего через плазму мишеней из ТАЦ, в некоторых экспериментах значительно возрастала при ширине спектра греющего лазерного излучения 42 Å [6], кроме того уширение имело ассиметричный характер. Спектральное распределение рассеянного плазмой вперед излучения на основной частоте представлено на рис.4.

В спектре рассеянного вперед излучения вблизи частоты второй гармоники $2\omega_0$ находится низкоинтенсивный максимум на фоне континуума (рис.5). Положение этого максимума относительно $\lambda_0/2$ менялось от выстрела к выстрелу: максимум смещался как в красную, так и в синюю область спектра. Смещение максимума второй гармоники в синюю или красную область свидетельствует о том, что область с критической плотностью движется либо навстречу лазерному пучку, либо в направлении его распространения. Регистрация излучения второй гармоники проводилась на оси греющего пучка.

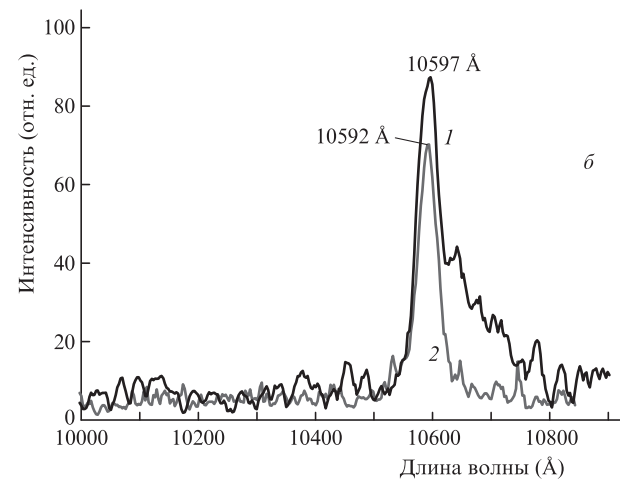
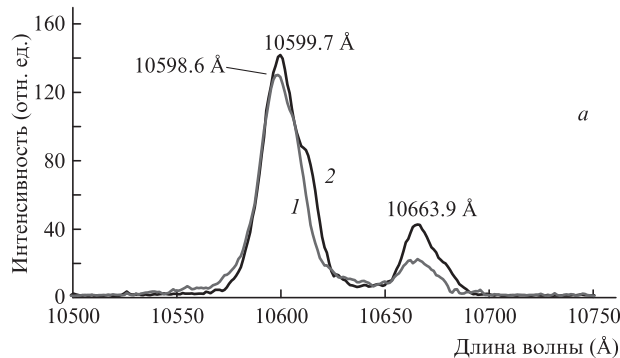


Рис.4. Спектры излучения, рассеянного вперед на основной частоте (1), для мишени из ТАЦ (9 мг/см³, 400 мкм) при энергии греющего излучения 40.2 Дж и спектральной ширине его линии 24 Å (а), а также для мишени из ТАЦ (9 мг/см³, 200 мкм) при энергии 27.5 Дж и спектральной ширине линии 42 Å (б). Кривая 2 – спектр греющего излучения.

Для рассеянного назад излучения на длине волны $\lambda_0/2$ характерно наличие двух максимумов на фоне континуума, практически всегда смещенных в красную сторону относительно $\lambda_0/2$ (рис.5,б). При этом уширение спектра имеет ассиметричный характер.

Наличие такой структуры в спектре второй гармоники связано с тем, что в плазме происходят процессы двух типов, приводящие к генерации этой гармоники: линейная трансформация лазерного излучения и развитие параметрических неустойчивостей. Максимум вблизи длины волны $\lambda_0/2$ связан с линейной трансформацией греющего излучения, а пьедестал – с развитием в плазме параметрических неустойчивостей в области с концентрацией электронов вблизи критической: $n \approx n_c$. Размер области свечения плазмы на частоте второй гармоники соответствовал размеру фокального пятна.

При этом для возникновения параметрических неустойчивостей необходимо, чтобы плотность мощности лазерного излучения превысила определенное пороговое значение. Оценка этого порога в случае параметрического распада проводилась по формуле (24), а в случае аperiodической неустойчивости – по формуле (25) из [17]. Для рассматриваемых экспериментальных условий порог для параметрического распада составил $\sim 10^{12}$ Вт/см², а для аperiodической неустойчивости – около 4.5×10^{14} Вт/см². При исследовании спектрального состава излучения, рассеянного плазмой, плотность мощности на мишени не превышала $\sim 10^{14}$ Вт/см², при этом в спектре второй гармоники

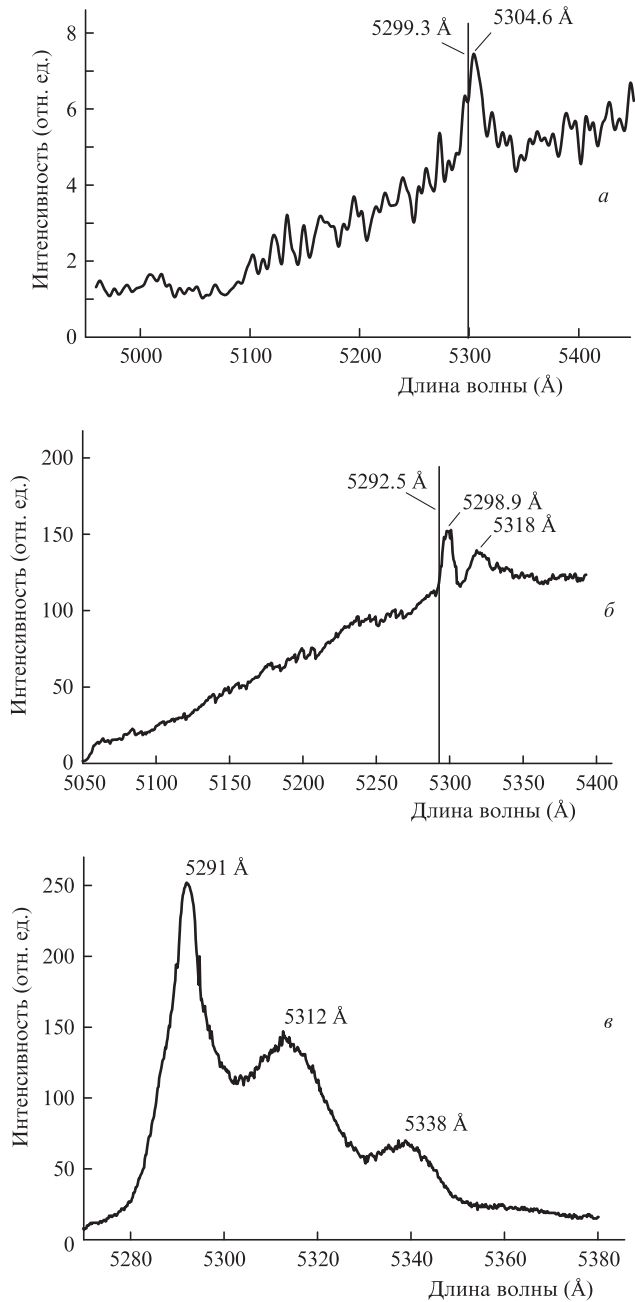


Рис.5. Спектры излучения на частоте второй гармоники: излучение, рассеянное вперед, мишень из ТАЦ (4.5 мг/см^3 , 400 мкм), энергия греющего излучения 34.6 Дж (а); излучение, рассеянное назад, мишень из ТАЦ (9 мг/см^3 , 400 мкм), энергия 17.8 Дж (б); излучение, рассеянное назад, медная мишень, энергия 42.6 Дж (в). Спектральная ширина линии греющего лазерного излучения 21 Å .

присутствуют пьедестал и второй максимум. Как отмечалось выше, рассеяние на частоте второй гармоники происходит диффузно. Форма спектра и диаграммы направленности излучения второй гармоники в плазме мишеней из ТАЦ указывают на то, что вторая гармоника генерируется как за счет линейной трансформации, так и в результате процессов параметрического распада.

Необходимо отметить, что с помощью четырехчастотного поляризационного микроскопа [18] в спектре излучения плазмы были зарегистрированы гармоники на частотах $\omega_0/2$, $(3/2)\omega_0$ и $(5/2)\omega_0$. Данный факт также свидетельствует о развитии параметрических неустойчивостей в плазме в области с концентрацией электронов $n \approx n_c/4$.

Экспериментальные данные по генерации второй гармоники в плазме малоплотных мишеней указывают на то, что для различных спектральных ширин лазерного излучения характерны многокомпонентные структуры спектра второй гармоники. Кроме того, подобная многокомпонентная структура была зарегистрирована и для твердотельной мишени из меди (рис.5,в). Наблюдается различие в пространственном распределении интенсивности излучения на частоте второй гармоники: для твердотельной мишени это распределение является сглаженным, а для пены характерно неоднородное распределение.

Подобный асимметричный характер спектра второй гармоники для рассеянного обратного излучения был обнаружен в работе [13] для мишеней из агар-агара. При этом генерация второй гармоники происходила даже в тех случаях, когда при полной ионизации вещества мишени средняя концентрация электронов оказывалась ниже критической для греющего излучения с длиной волны 1.054 мкм .

Полученные экспериментальные данные о наличии излучения второй гармоники в спектре рассеяния в плазме указывают на формирование областей с критической плотностью электронов даже для мишеней с объемной плотностью, меньшей расчетной критической плотности для условий эксперимента (менее 3 мг/см^3).

По спектральному смещению второй гармоники рассеянного плазмой назад излучения для мишеней из ТАЦ были проведены оценки скорости движения области электронов с критической плотностью на основе формулы (3) из работы [17]:

$$\Delta\omega_2 = 4\omega_0 u/c, \quad (1)$$

где $\Delta\omega_2$ – смещение частоты второй гармоники относительно частоты $2\omega_0$; u – скорость движения области плазмы с критической плотностью; c – скорость света. Предполагалось, что ближайший к $\lambda_0/2$ максимум в спектре второй гармоники является результатом линейной трансформации греющего излучения в плазме. Скорость u в случае спектрального распределения второй гармоники, представленного на рис.5,б, составила $\sim 6 \times 10^6 \text{ см/с}$. В большинстве экспериментов положение максимума спектра второй гармоники смещено в красную область относительно $\lambda_0/2$, что соответствует движению области с критической плотностью в направлении распространения лазерного пучка. Однако в некоторых экспериментах было зарегистрировано смещение в синюю область, которое свидетельствует о движении этой области навстречу лазерному пучку.

Регистрация излучения второй гармоники проводилась интегрально за все время действия лазерного импульса и свечения образованной плазмы, при этом спектральная ширина линии излучения второй гармоники (максимума, соответствующего линейной трансформации) оказалась меньше спектральной ширины линии излучения накачки $\delta\omega_0$. На основе формулы (4) из [17] для ширины спектра второй гармоники

$$\delta\omega_2 = 2\delta\omega_0 + 4\omega_0 \delta u/c \quad (2)$$

можно сделать оценки изменения скорости δu движения области плазмы с критической плотностью. При зарегистрированной экспериментально ширине спектра второй гармоники $\sim 7 \text{ Å}$ оценка изменения скорости движения

области с критической плотностью согласно (2) составляет $\sim 5.6 \times 10^6$ см/с.

С увеличением плотности мощности падающего излучения увеличивается сдвиг длины волны излучения второй гармоники относительно длины волны лазерного излучения, что, по-видимому, связано с увеличением энергии, вложенной в плазму, и, следовательно, с увеличением скорости разлета плазмы [17].

Поскольку мишень представляет собой хаотически расположенные волокна с плотностью ~ 300 мг/см³, при воздействии лазерного излучения с интенсивностью 10^{12} – 10^{14} Вт/см² происходит образование плазмы и, следовательно, появляются области с критической плотностью. Однако в таком материале не возникает единой протяженной по размеру фокального пятна области с критической плотностью электронов. Как известно, размеры волокон ТАЦ таковы, что фокальное пятно покрывает площадь мишени, в которой содержится огромное количество волокон.

Оценки числа волокон, распределенных по площади пятна фокусировки, можно сделать по формуле (3) из [19]:

$$n_p S = \frac{\rho_a}{\pi b_0^2 l_0 \rho_s} S, \quad (3)$$

где n_p – концентрация цилиндрических частиц в объеме пористого вещества; S – площадь материала; ρ_a – средняя плотность пористого материала; ρ_s – плотность вещества твердых элементов, образующих пористый материал; b_0 – радиус цилиндрического элемента; l_0 – длина цилиндрического элемента. Величина $n_p S$ составила $\sim 10^6$ мкм⁻¹.

Вероятно, в такой мишени образуются микрообласти с критической плотностью, которые хаотично распределены по площади фокального пятна, а также по объему мишени. Кроме того, эти области могут двигаться в различных направлениях, что и приводит интегрально за все время регистрации спектра и, следовательно, за все время свечения плазмы к различным сдвигам положения максимума спектра второй гармоники плазмы относительно $\lambda_0/2$.

4. Заключение

Проведены экспериментальные исследования взаимодействия лазерного излучения с малоплотными объемно-структурированными мишенями из ТАЦ, направленные на изучение особенностей рассеяния в лазерной плазме таких мишеней.

При исследовании пространственного распределения излучения, прошедшего вперед, обнаружено, что диаграмма направленности излучения на основной частоте соответствует углу раствора падающего пучка и не зависит от параметров мишени. Для излучения на частоте второй гармоники установлено, что рассеяние происходит диффузно.

Изучение спектрального состава излучения, рассеянного плазмой, показало, что ширина линии рассеянного излучения на основной частоте (как назад, так и в на-

правлении падающего пучка) увеличивается, а также изменяются положения максимумов спектрального распределения вблизи основной частоты ω_0 и частоты $2\omega_0$. Уширение спектра рассеянного излучения вблизи основной частоты связано с такими вынужденными процессами, как ВРМБ и ВКР. В некоторых экспериментах наблюдалось значительное спектральное уширение вблизи основной частоты – вплоть до 200 Å. Для всех использованных в экспериментах мишеней зарегистрировано излучение второй гармоники, что свидетельствует об образовании в плазме областей с критической плотностью электронов даже в случае, когда изначальная плотность мишени была подкритической. Данные по рассеянию в плазме указывают на то, что генерация второй гармоники происходит в результате линейной трансформации лазерного излучения в продольные ленгмюровские колебания вблизи области с критической плотностью электронов и развития в плазме параметрических неустойчивостей, а именно параметрического распада.

Авторы благодарны В.Г.Пименову (ИОХ РАН), выполнявшему работы с ТАЦ.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ №15-52-45116 и Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

1. Воронич И.Н., Гаранин С.Г., Деркач В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 970 (2001).
2. Borisenko N.G., Akunets A.A., Khalevov A.M., et al. *J. Russ. Laser Res.*, **28** (6), 548 (2007).
3. Depierreux S., Labaune C., Michel D.T., et al. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **112**, 022041 (2008).
4. Lei A.L., Tanaka K.A., Kodama R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 255006 (2006).
5. Jung R., Osterholz J., Löwenbrück K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 195001 (2005).
6. Starodub A.N., Borisenko N.G., Fronya A.A., et al. *Laser Part. Beams*, **28**, 371 (2010).
7. Benuzzi A., Koenig M., Krishnan J., et al. *Phys. Plasmas Lett.*, **5**, 2827 (1998).
8. Dezulian R., Ganova F., Barbanotti S., et al. *Phys. Rev. E*, **73**, 047401 (2006).
9. Drake R.P., Glendinning S.G., Estabrook K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 2068 (1998).
10. Koenig M., Philippe F., Benuzzi-Mounaix A., et al. *Phys. Plasmas*, **10**, 3026 (2003).
11. Dunne M., Borghesi M., Iwase A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3858 (1995).
12. Bugrov A.E., Burdonskii I.N., Gavrilov V.V., et al. *Plasma Phys. Rep.*, **30**, 143 (2004).
13. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В., Гольцов А.Ю. и др. *ЖЭТФ*, **115**, 805 (1999).
14. Fedotov S.I., Feoktistov L.P., Osipov M.V., Starodub A.N. *J. Russ. Laser Res.*, **25**, 79 (2004).
15. Borisenko N.G., Akimova I.V., Gromov A.I., et al. *Fusion Sci. Technol.*, **49**, 676 (2006).
16. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др. *Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. Том 17* (М.: ВИНТИ, 1978).
17. Басов Н.Г., Быченков В.Ю., Крохин О.Н. и др. *Квантовая электроника*, **6**, 1829 (1979).
18. Васин Б.Л., Малькова С.В., Осипов М.В. и др. *Прикладная физика*, **6**, 152 (2009).
19. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **24**, 715 (1997).