

УДК 533.9.082

Метод регистрации рассеянного плазмой лазерного излучения

М. В. Осипов, В. Н. Пузырев, А. Т. Саакян, А. Н. Стародуб,
С. И. Федотов, А. А. Фроня

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Г. Л. Даниелян

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Предложен метод и приведена принципиальная оптическая схема системы для исследования рассеяния излучения в широких угловом и спектральном диапазонах. Реализованный в данной работе спектральный диапазон составил $\Delta\lambda = 400\text{—}1900$ нм, угловой — 90° . Данный метод, в зависимости от типа регистрирующего элемента и длины волны излучения позволяет регистрировать энергию рассеянного излучения, начиная со значения $8,4 \cdot 10^{-13}$ Дж. Предложенный метод применен в экспериментах, по результатам которых построены угловые диаграммы рассеяния излучения.

Введение

Известно [1—2], что процессом, определяющим как образование лазерной плазмы при воздействии лазерного излучения на различные мишени, так и ее дальнейшую эволюцию — нагрев и разлет, является процесс поглощения лазерного излучения веществом. Исследование закономерностей поглощения энергии лазера позволяет судить о физическом состоянии плазменной короны и, в частности, о вкладе различных механизмов взаимодействия лазерного излучения с веществом в ее формирование [3, 4].

Одним из эффективных методов изучения как процессов формирования и динамики лазерной плазмы, так и поглощения лазерного излучения является исследование рассеяния этого излучения возникающей плазмой.

В экспериментах по взаимодействию излучения с веществом для определения профилей разлета плазмы и рассеянного излучения используются, как правило, калориметрический и фотолюминесцентный методы.

Калориметрический метод подразумевает размещение калориметров внутри камеры взаимодействия в определенном порядке. Однако калориметры требуют близкого расположения к мишени из-за низкой пороговой чувствительности по энергии [5], а поскольку они обладают немалыми габаритами, это приводит к уменьшению свободного обзора мишени из оптических окон камеры взаимодействия, вследствие чего размещение дополнительных диагностических элементов становится затруднительным. Для селекции нужной длины волны регистрируемого излучения необходимо каждый раз запускать в камеру взаимодействия воздух для замены светофильтров, что также вызывает неудобство.

Фотолюминесцентные измерения, как и в случае с калориметрическим методом, также подразумевают размещение фоточувствительных элементов внутри камеры взаимодействия. Фоточувствительные элементы обладают большей чувствительностью по сравнению с калориметрами [5—7], однако по габаритам и по занимаемому пространству им не уступают. После каждого лазерного выстрела необходимо также открывать камеру взаимодействия, чтобы достать фоточувствительные элементы для дальнейшей обработки. Существует также вероятность засветки фоточувствительных элементов паразитным излучением.

Фотолюминесцентный метод применяется также с размещением объектива внутри или вне камеры взаимодействия с дальнейшей регистрацией на фоточувствительный элемент. При размещении объектива внутри камеры взаимодействия для получения распределения излучения в широком угловом интервале необходимо использовать широкоугольные объективы, которые, как правило, являются короткофокусными, вследствие чего их необходимо располагать вблизи от мишени. Использование длиннофокусных объективов позволяет размещать их вне камеры взаимодействия, однако они при этом захватывают малый телесный угол.

Авторы статьи предлагают метод диагностики плазмы, позволяющий исследовать разлет плазменной короны и рассеяние излучения плазмой при воздействии на нее лазерного излучения, а также свободный от ряда недостатков указанных выше методов регистрации. Метод основан на использовании оптической системы, созданной с применением световолоконной оптики, и позволяет получать информацию о направленности разлета плазмы и рассеяния лазерного излучения в за-

данном сечении в широком диапазоне углов регистрации ($\Delta\theta = 90^\circ$ в реализованной схеме) и широком спектральном диапазоне ($\Delta\lambda = 400\text{—}1900$ нм).

Преимуществом предлагаемого метода является также расположение системы регистрации вне камеры взаимодействия, что позволяет оперативно варьировать длину волны, коэффициент увеличения и яркость регистрируемого изображения, не нарушая условий эксперимента.

В работе основной акцент сделан на исследовании рассеянного плазмой лазерного излучения, что подразумевает использование системы из световодов в вакуумной среде. Однако очевидно, что данный метод может быть использован для исследования распределения излучения источника, отличного от плазмы, причем как точечного, так и протяженного.

Система сбора, передачи и регистрации изображения

Принципиальная оптическая схема предлагаемого метода включает в себя систему из световодов для сбора и передачи излучения, а также систему регистрации излучения на ПЗС-матрицу с возможностью изменения коэффициента увеличения изображения (рис. 1). Масштаб и точное расположение всех элементов не учтены, камера взаимодействия не показана.

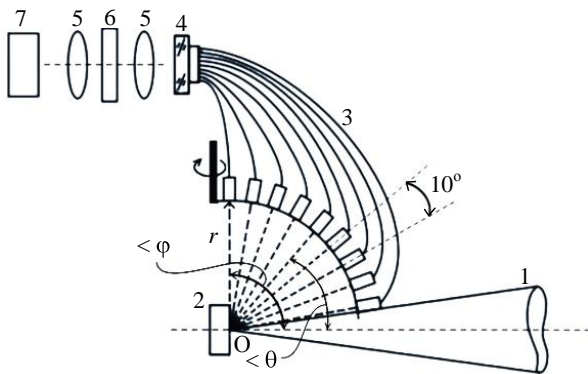


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента:

1 — лазерное излучение; 2 — мишень; 3 — система из световодов; 4 — вакуумное оптическое окно камеры взаимодействия; 5 — объектив; 6 — светофильтры; 7 — цифровой фотоаппарат (ПЗС-матрица); О — пятно фокусировки на мишени; φ — угол падения лазерного излучения на плоскость мишени; θ — угол между соответствующим световодом и осью падающего на мишень лазерного излучения

В качестве световодов выбрано высококачественное оптическое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления и высоким пропусканием в спектральном диапазоне 400—1900 нм. Таким волокном является кварцевое оптическое волокно из синтетического высокочистого кварца

WF600/660/780Al. Для данного волокна проведены исследования зависимости оптических потерь от длины волны (рис. 2).

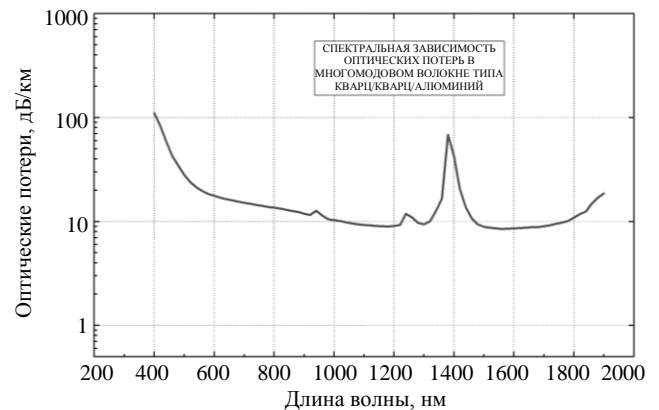


Рис. 2. Спектральная характеристика используемого кварцевого оптического волокна

Согласно полученным результатам выбранное оптическое волокно является оптимальным и имеет уровень потерь в интервале длин волн 400—1900 нм менее 110 дБ/км, или 0,11 дБ/м, что при длине не более 1 м обеспечивает трансмиссию до 98 %. С учетом коэффициента френелевского отражения от торцов (для кварца $R = 3,7\%$) общие потери не превышают 8 %.

Следует отметить, что покрытие алюминий гарантирует отсутствие возможности проникновения лучей с боковой поверхности волокон, что позволяет наблюдать в вакуумной среде только излучения, попадающие во входную апертуру.

Для использования световодов в вакуумной среде применен метод бесклеевой заделки волокон в цилиндрические прецизионные наконечники — пайка алюминия в наконечник, изготовленный из нейзильбера. При этом обеспечена точность посадки оптической оси 0,015 мм, а угловая погрешность установки апертур волокон составила $0,1^\circ$.

Входные концы световодов жестко закреплены в металлической дуге с внутренним радиусом $r = 57$ мм (см. рис. 1). Радиус дуги был рассчитан так, чтобы угол между осями соседствующих световодов составлял 10° . Металлическая дуга, которая фиксировала входные торцы световодов, прикреплена к верхнему полюсу камеры взаимодействия таким образом, что она может вращаться вокруг вертикальной оси, проходящей через полюса камеры, а при расположении дуги вдоль направления пучка не перекрывает его. При таком положении дуги угол между осью падающего на мишень лазерного пучка и осью, проходящей через центр торца ближайшего к лазерному пучку световода, составляет $\approx 10^\circ$. Выходные концы световодов за-

паяны в отверстия прямоугольной пластины на равном расстоянии друг от друга. В экспериментах пластина закреплена в шайбе, которая находится в оптическом контакте с внутренней поверхностью оптического окна камеры взаимодействия. Это позволило устанавливать фотоаппарат для регистрации изображения выходных торцов световодов за пределами камеры взаимодействия, что дало возможность, используя двухобъективную систему передачи изображения, варьировать как коэффициент увеличения, так и светосилу системы регистрации. Использование для передачи изображения двух объективов обуславливается также тем, что первый объектив, размещенный непосредственно перед выходным оптическим окном камеры, захватывает полностью излучение, выходящее из световодов с апертурой 22°, и транслирует его на второй объектив, который и строит изображение в необходимом масштабе на приемном элементе. Выходные изображения регистрировались цифровым фотоаппаратом типа Canon EOS. Выделение нужной длины волны регистрируемого излучения, а также ослабление энергии излучения реализовывались использованием специальных калиброванных светофильтров.

Калибровка и оценка чувствительности системы

Калибровка созданной оптической системы производилась с помощью тестовых источников излучения. Основная проблема, возникающая при калибровке, — обеспечение равномерности облучения всех световодов в используемом спектральном диапазоне. При этом для того чтобы угловое распределение излучения тестового источника было близко к распределению исследуемого, размеры излучательного элемента тестового источника подбирались в соответствии с размерами излучающей плазмы, т. е. ≈ 120—500 мкм. Поэтому в качестве основного тестового источника излучения был выбран искровой разряд в воздухе, проходящий через точку О (см. рис. 1) ортогонально плоскости окружности дуги, который оказался источником, излучающим равномерно во всех направлениях этой плоскости. Калибровочные эксперименты проводились как с выделением различных спектральных диапазонов, так и с использованием всего спектра излучения искрового разряда. Результаты одного из экспериментов для полного спектра излучения представлены на рис. 3.

Отметим, что несмотря на равномерность засветки входных торцов световодов, амплитуда выходных сигналов для разных световодов разная. Неодинаковая передача сигнала световодами может быть связана с выпадением излучения из угла

полного внутреннего отражения в световодах, отличием в полировке торцов световодов, локальными мелкомасштабными загрязнениями на оптическом окне камеры взаимодействия и др.

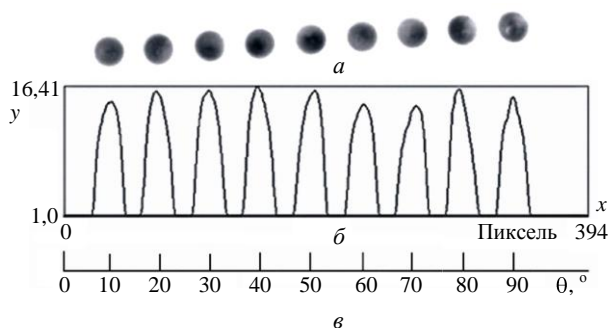


Рис. 3. Калибровочные эксперименты:
a — фотография выходных торцов световодов; *б* — интегральные пространственные профили излучений соответствующих торцов световодов (по оси *x* — положение торцов световодов на фотографии, по *y* — интенсивность в относительных единицах); *в* — расположение световодов по углу относительно оси лазерного пучка, которой соответствует значение $\theta = 0^\circ$

В экспериментах в результате каждой вспышки на матрице цифрового фотоаппарата регистрируется изображение выходных торцов световодов, которое в дальнейшем обрабатывается в специальной программе (например, Scion Image), вследствие чего для каждого отдельного световода определяется амплитуда цифрового сигнала. Огибающая, проведенная по максимумам амплитуд сигналов световодов, и будет являться диаграммой угловой направленности излучения.

Минимальное значение энергии E_{\min} , достаточное для регистрации, определялось с учетом ограничения по чувствительности регистрирующего элемента, в качестве которого были рассмотрены фоточувствительные элементы и матрица цифрового фотоаппарата.

Используя значения лучшей пороговой чувствительности фотоматериалов в спектральной области $\lambda = 400\text{—}1200$ нм, приведенных в работах [6, 7], было получено $E_{\min} \geq 10^{-12}$ Дж.

Полученные оценки показали [8], что при использовании в качестве регистрирующего элемента ПЗС-матрицы цифрового аппарата данный метод позволяет в зависимости от выделяемого спектрального диапазона регистрировать следующие значения E_{\min} , распределенной равномерно по площади торца световода:

$$E_{\min}(\lambda_1 = 1,064 \text{ мкм}) \geq 8,4 \cdot 10^{-8} \text{ Дж},$$

$$E_{\min}(\lambda_2 = 0,632 \text{ мкм}) \geq 8,4 \cdot 10^{-12} \text{ Дж},$$

$$E_{\min}(\lambda_3 = 0,532 \text{ мкм}) \geq 8,4 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}.$$

Проведение эксперимента

Предложенная методика была опробована в эксперименте по исследованию рассеянного и отраженного плазмой греющего лазерного излучения при воздействии на плоскую мишень.

В качестве источника греющего лазерного излучения использовали лазер "Канал-2" [9] со следующими параметрами: длина волны излучения $\lambda = 1,06$ мкм, длительность лазерного импульса по полувысоте $\tau = 2,5$ нс, ширина линии генерации $\delta\lambda = 3$ Å, расходимость излучения $\alpha = 1,4 \cdot 10^{-3}$ рад, диапазон выходной энергии лазера в импульсе $E = 5-50$ Дж. При размере пятна фокусировки лазерного излучения на бериллиевой мишени $d \approx 120$ мкм плотность потока излучения составляла $I \sim 10^{14}$ Вт/см².

Исследование рассеянного плазмой лазерного излучения проводилось как на частоте греющего лазерного излучения ($\lambda_{\omega} = 1,06$ мкм), так и на частоте второй гармоники ($\lambda_{2\omega} = 0,53$ мкм), генерируемой в плазме. Результаты для бериллиевой пластины приведены на рис. 4, из которого видно, что значительная доля излучения, рассеянного плазмой на основной частоте, сконцентрирована в апертуре греющего лазерного пучка. Тем не менее, угловая диаграмма рассеянного на этой частоте излучения существенно шире. Такое поведение угловой диаграммы рассеяния может быть понято, если учесть, что плазменный факел, образующийся при воздействии греющего лазерного излучения на мишень, трехмерно пространственно неоднороден. Эта неоднородность [10] приводит к рефракции греющего лазерного пучка, которая в свою очередь — к уширению угловой диаграммы рассеяния на основной частоте.

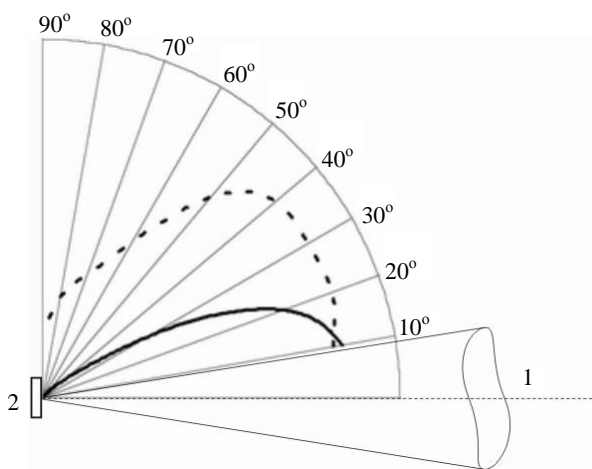


Рис. 4. Угловые диаграммы рассеянного плазмой излучения: 1 — лазерное излучение; 2 — мишень; угол падения излучения на мишень $\varphi_{\text{вс}} = 90^\circ$. Непрерывная кривая соответствует длине волны $\lambda_{\omega} = 1,06$ мкм, прерывистая — $\lambda_{2\omega} = 0,53$ мкм

Рассеяние плазмой излучения на частоте второй гармоники (см. рис. 4) происходит в более широком, по сравнению с рассеянием на основной частоте, интервале углов. Такое уширение углового распределения излучения второй гармоники обусловлено двумя причинами: первая — рефракция излучения второй гармоники в оптически неоднородном плазменном факеле; вторая — связана с существующими представлениями [11, 12] о генерации второй гармоники в лазерной плазме. Согласно этим представлениям ленгмюровская турбулентность, возникающая в плазме в окрестности точки критической плотности благодаря параметрическому воздействию греющего лазерного излучения, существенно сказывается на генерации второй гармоники излучения, происходящей в этом случае за счет слияния возбуждаемых греющим излучением ленгмюровских волн либо друг с другом, либо с греющим излучением. Широкий волновой спектр ленгмюровской турбулентности и есть одна из причин возникающего уширения углового распределения второй гармоники.

Заключение

Предложен метод и приведена принципиальная оптическая схема системы для исследования рассеяния излучения в широких угловом и спектральном диапазонах. В зависимости от конструкции системы и размещения используемых световодов исследования распределения рассеянного излучения могут проводиться в больших телесных углах. Реализованный спектральный диапазон составил $\Delta\lambda = 400-1900$ нм, угловой — 90° .

Важным достоинством метода является расположение двухобъективной системы регистрации вне камеры взаимодействия, что позволяет оперативно варьировать длину волны, коэффициент увеличения и яркость регистрируемого изображения, не нарушая условий эксперимента, а также напрямую переносить информацию в компьютер.

Проведены калибровка системы и оценки значений минимально регистрируемой энергии. Показано, что данный метод, в зависимости от типа регистрирующего элемента и длины волны излучения, позволяет регистрировать распределенную равномерно по площади торца световода энергию рассеянного излучения, начиная со значения $8,4 \cdot 10^{-13}$ Дж.

Предложенный метод применен в экспериментах по исследованию взаимодействия греющего лазерного излучения с плоскими мишенями. Зарегистрированные угловые диаграммы рассеяния плазмой излучения на основной частоте лазерного излучения и на частоте второй гармоники, генери-

руемой в плазме, находятся в качественном согласии с существующими представлениями о закономерностях рассеяния плазмой лазерного излучения как в линейном, так и нелинейном режиме.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 07-02-01407).

Литература

1. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н. и др. // Итоги науки и техники. Радиотехника. — М.: ВИНТИ, 1978. Т. 17.
2. Ананьин О. Б., Афанасьев Ю. В., Быковский Ю. А., Крохин О. Н. Лазерная плазма. Физика и применения. — М.: МИФИ, 2003.
3. Басов Н. Г., Михайлов Ю. А., Склизов Г. В., Федотов С. И. // Итоги науки и техники. Радиотехника. — М.: ВИНТИ, 1984. Т. 25.

4. Басов Н. Г., Захаренков Ю. А., Рупасов А. А. и др. Диагностика плотной плазмы. — М.: Наука, 1989.
5. Справочник по лазерной технике/ Под ред. А. П. Напартовича. — М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 476—494.
6. Журба Ю. И. Краткий справочник по фотографическим процессам и материалам. — М.: Искусство, 1990. С. 111.
7. Чибисов К. В. Общая фотография. — М.: Искусство, 1984. С. 433.
8. Васин Б. Л., Малькова С. В., Осипов М. В., Стародуб А. Н. и др.: Препринт ФИАН, № 19. — М.: РИИС ФИАН, 2007.
9. Fedotov S. I., Feoktistov L. P., Osipov M. V., Starodub A. N. // J. Russian Laser Research. 2004. № 25. P. 79—92.
10. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. — М.: Изд. АН СССР, 1960.
11. Крохин О. Н., Пустовалов В. В., Рупасов А. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. № 1. С. 47.
12. Басов Н. Г., Быченков В. Ю., Крохин О. Н. и др. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 9. С. 1829.

Статья поступила в редакцию 24 марта 2008 г.

Method for recording the plasma-scattered laser radiation

M. V. Osipov, V. N. Puzyrev, A. T. Sahakyan, A. N. Starodub, S. I. Fedotov, A. A. Fronya
P. N. Lebedev Physics Institute, RAS, Moscow, Russia

G. L. Danielyan

A. M. Prokhorov's General Physics Institute, RAS, Moscow, Russia

A method is proposed and an optical scheme is developed for a system recording the scattered radiation within a wide range of angular and spectral intervals. The spectral and angular ranges studied in this work were $\Delta\lambda = 400\text{—}1900\text{ nm}$ and 90° , respectively. The method permits one to record energy of the scattered radiation starting from $8.4 \cdot 10^{-13}\text{ J}$, depending on a type of a recording element and length of a radiation wave. The proposed method had been used in the experiments, on the results of which the angular diagrams of the scattered radiation were plotted.

УДК 533.9

Особенности магнитогидродинамического тангенциального разрыва

В. Г. Кирицхалия, З. А. Кереселидзе, М. Е. Чоговадзе
Сухумский физико-технический институт

Рассмотрена задача влияния на устойчивость магнитогидродинамического (МГД) тангенциального разрыва (ТР) факторов сжимаемости и магнитной вязкости плазмы. Моделированы различные состояния по сторонам разрыва намагниченной электропроводящей среды в приближении нулевой толщины ТР. Полученные результаты объясняют существующие противоречия и представляют интерес для исследователей, занимающихся проблемами динамики плазмы.

Введение

Тангенциальный разрыв — весьма распространенное явление в природе. Особенно важную роль он играет в формировании геомагнитных процессов, связанных с обтеканием магнитосферы Земли

солнечным ветром. Задачи устойчивости МГД тангенциального разрыва стали актуальными со второй половины прошлого века, когда J. W. Dungey [1] высказал гипотезу о том, что короткопериодные геомагнитные колебания могут быть след-