

УДК 621.793+535.21

Ю. С. Протасов, Ю. Ю. Протасов,
Т. С. Щепанюк

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПРОПУСКАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В ВАКУУМНОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Описан разработанный инструментально-диагностический модуль для исследования частотной зависимости коэффициента пропускания оптических материалов в вакуумной ультрафиолетовой области спектра. Применены высокояркостные источники широкополосного вакуумного ультрафиолетового излучения ($h\nu \sim 10-70$ эВ) на основе сильноточных плазмодинамических инжекторов эрозионного типа, а также разработан и исследован детектор излучения, не требующий абсолютной калибровки в вакуумном ультрафиолете на основе двойных открытых и закрытых ионизационных камер.

Экспериментальное определение коэффициентов пропускания в вакуумной ультрафиолетовой области (ВУФ) кристаллов (спектральной оптической прозрачности) представляет помимо общефизического и значительный практический интерес, что связано с разработкой широкого спектра плазменно-оптических устройств и систем высокой плотности мощности, где оптические материалы непосредственно контактируют с излучающей активной средой. Следует отметить, что в настоящее время практически отсутствуют экспериментальные данные о коэффициентах отражения и поглощения в ВУФ-области оптических материалов как в условиях развитого поверхностного испарения, так и в условиях плазменной экранировки падающего излучения.

Экспериментальные условия и результаты. Экспериментальное исследование частотных зависимостей коэффициентов пропускания оптических материалов в вакууме проводилось на разработанном модуле, позволяющем определять энергию и мощность зондирующего коротковолнового излучения, прошедшего в апертуру приемника и также рассеянного под различными углами по отношению к оптической поверхности. Экспериментально-диагностический модуль содержит оптически сопряженные блоки широкополосных ВУФ-излучателей и детекторов/приемников излучения. Генерация ВУФ-излучения проводится в вакуумной камере ($p_0 \sim 10^{-1} \dots 10^1$ Па)

с безмасляной дифференциальной откачкой трактов, соединенной с диагностическим модулем без интерференции светозероизонных потоков при использовании открытых и локализованных плазмодинамических импульсных излучающих разрядов, описанных в работах [1, 2]. Оптическая система блоков источников ВУФ-излучения обеспечивает в диапазоне плотностей мощности $I_0 = 10^4 \dots 2 \cdot 10^7$ Вт/см² и длительностей импульса воздействия $t_{\text{и}} \sim 10^{-6} \dots 10^{-3}$ с возможность облучения оптических поверхностей площадью $S_0 \sim 0,1 \dots 2,1$ см². Схема сопряжения диагностических каналов для исследования оптических характеристик твердотельных кристаллов в вакуумном ультрафиолете показана на рис. 1.

Пространственно-временные спектральные характеристики открытых и пространственно локализованных излучающих разрядов в рабочей камере модуля в области энергии квантов $h\nu \sim (1 \dots 70)$ эВ,

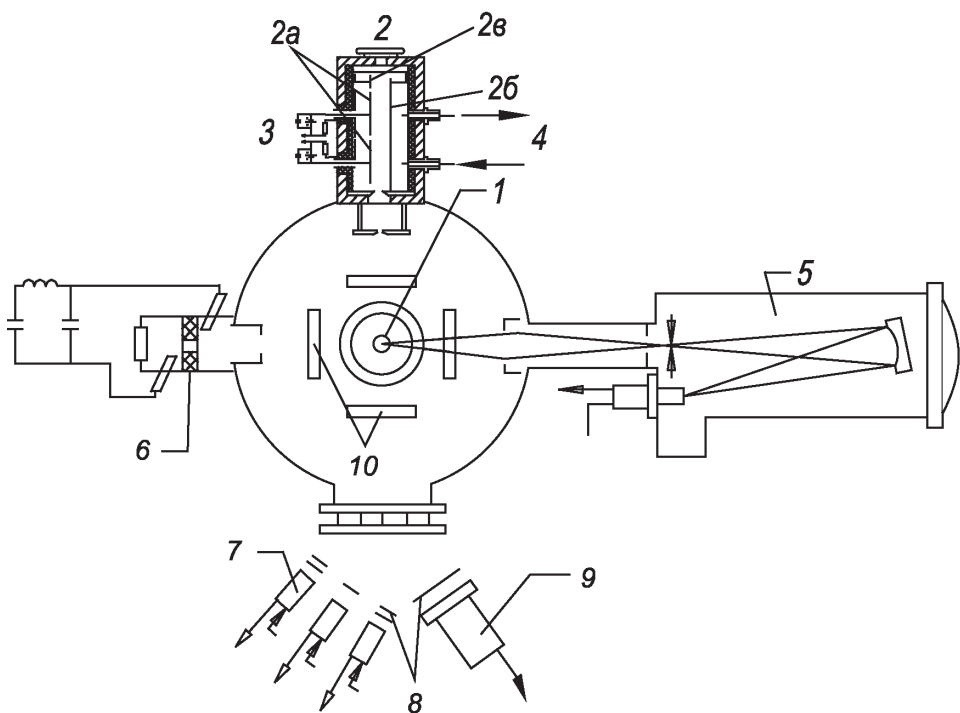


Рис. 1. Схема диагностического модуля для исследования оптических характеристик кристаллов в вакуумной ультрафиолетовой области спектра:

1 — источник излучения в вакуумной камере и вакуумный плазмодинамический излучатель; 2 — двойная ионизационная камера, 2а — собирающие электроды, 2б — ионоотталкивающий (положительный) электрод, 2в — защитный электрод; 3 — схема электропитания; 4 — газовакуумный тракт; 5 — дифракционный спектрограф ДФС-29 с фотоэлектрической регистрацией; 6 — вакуумный стандарт яркости на основе капиллярного разряда с испаряющейся стенкой; 7 — фотоэлектрические приемники; 8 — оптические фильтры; 9 — радиационный калориметр; 10 — оптические кристаллы

описаны в работах [3, 4], где представлены данные, отражающие интегральные излучательные характеристики открытых плазмодинамических разрядов и коротковолновых излучателей на их основе и спектральные распределения мощности излучения (усредненные по всей поверхности излучателей). Частотные зависимости плотности потоков излучения и интегрального по времени выхода излучения в отдельных спектральных интервалах оптического диапазона определялись блоком калиброванных по эталонному источнику ЭВ-45 фотоэлементов со светофильтрами. Достоинства выбранных методик определения измерения спектральной яркости источников излучения состоят в том, что отношение сигналов от эталонных

и исследуемых источников зависит только от их яркостных температур, а влияние геометрии и пропускающей оптики полностью исключается, абсолютная точность методов измерения яркостной температуры определяется, в основном, точностью калибровки вторичных стандартов яркости и составляет в видимой области спектра $\pm 10\%$, а в ультрафиолетовой $\pm 15\%$. Использование в качестве эталона сравнения высокотемпературного источника с яркостной температурой ($T \sim 40$ кК) снижает методические погрешности, точность измерения яркостных характеристик ВУФ-излучателей составляет $\pm(15 \dots 20)\%$ (рис. 2). Чувствительность системы “излучатель–приемник” определялась с помощью изготовленного, в соответствии с данными работы [5], импульсного источника сплошного спектра, калиброванного по яркости в ВУФ. В этом случае источником сплошного спектра в ВУФ является лаймановский континуум, создаваемый излучением плазмы высокого давления ($p \sim 10^7$ Па). При выполнении условий по току ($I_{p \max} \sim 10$ кА, $T_{\text{имп}} \sim 5$ мкс) и геометрии излучателя, центральная зона капилляра диаметром 2,5 мм является однородным источником излучения в ВУФ-области спектра вплоть до $\lambda \sim 120$ нм с $T_{\text{я}} \sim 37$ кК. Спектры в ВУФ-области состоят из интенсивного непрерывного излучения и линий, принадлежащих в основном одно-, двухкратным ионам

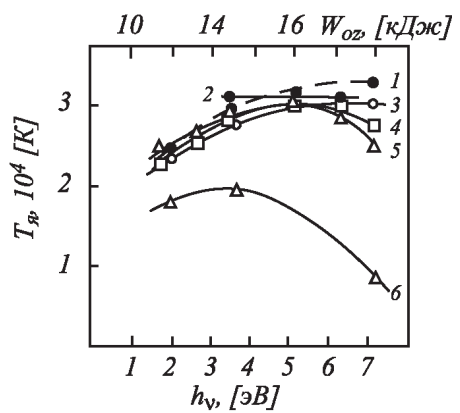


Рис. 2. Спектральное распределение яркостной температуры источника излучения, с LiF (●) и MgF₂ (Δ) стенкой в ксеноне и в вакуумных условиях (□). Зависимость яркостной температуры $T_{\text{ярк}}$ вакуумного плазмодинамического излучателя в ВУФ-области спектра ($h\nu \sim 6,7$ эВ) от запасаемой электрической энергии при ограничении разряда кварцевой КУ-1 (1), MgF₂ (2) колбой и для открытого разряда (3)

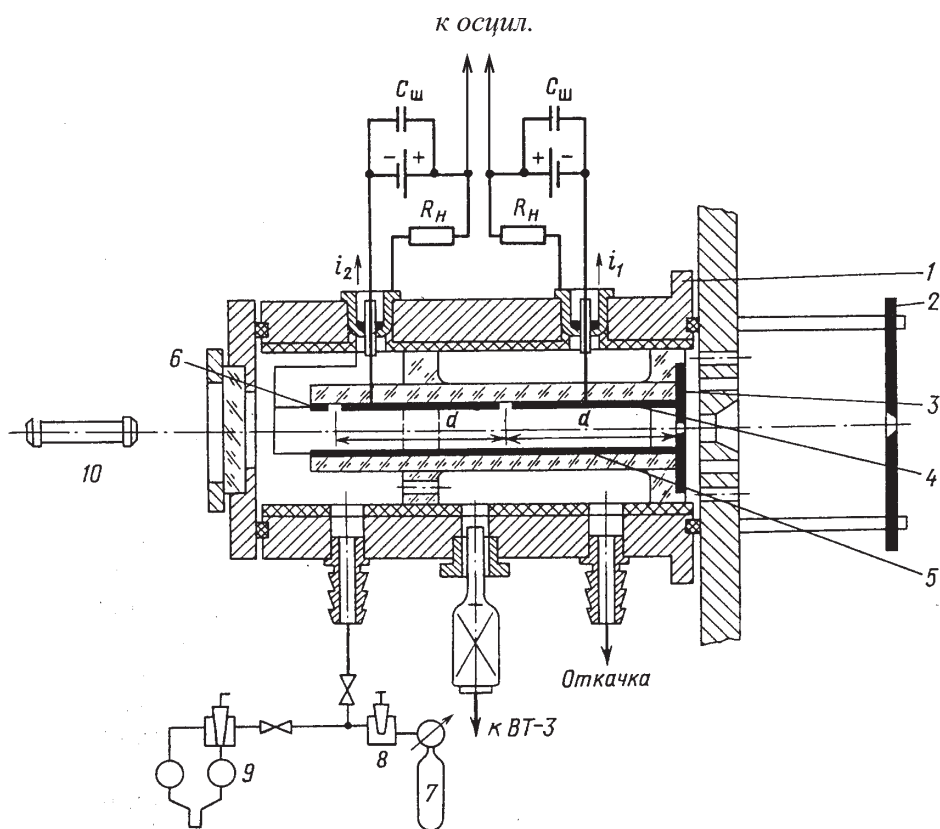


Рис. 3. Устройство открытой двойной ионизационной камеры:

1 — корпус камеры; 2 — коллимирующая диафрагма; 3 — входная диафрагма; 4 — собирающие электроды; 5 — ионоотталкивающий (положительный) электрод; 6 — защитный электрод; 7 — баллон с рабочим газом; 8 — регулировочный игольчатый кран; 9 — дифференциальный манометр для измерения давлений 1... 20 Торр; 10 — юстировочный лазер

материала диэлектрической мишени, линии элементов материалов стенок камер в эмиссионных спектрах представлены слабо.

Для измерения спектральной интенсивности излучения, прошедшего через исследуемое оптическое окно в области далекого вакуумного ультрафиолета ($h\nu > 6 \text{ эВ}$), разработаны двойные ионизационные камеры, наполняемые спектрально чистыми инертными газами (рис. 3). Участок зоны зондирования, прилегающий непосредственно к окну, проецировался с помощью коллимирующих диафрагм в межэлектродный зазор камеры таким образом, чтобы коротковолновое излучение не попадало на электроды (для исключения ошибки в измерениях, вносимой фотоэлектронами, при внешнем фотоэффекте с электродов). Электродный узел камеры состоит из двух собирающих $2a$, ионоотталкивающего $2b$ и защитного $2в$ электродов (последний нужен для обеспечения однородности электрического поля на срезе со-

бирающего электрода длиной d). Сигнал с камеры пропорционален количеству поглощенных средой квантов, способных вызвать фотоионизацию разреженного газа-наполнителя, и обусловлен потоком ионов на собирающие электроды. Если I_1 и I'_1 — интенсивности коротковолнового излучения на входе и на выходе первого отсека (первой пары электродов) двойной ионизационной камеры, I_2 и I'_2 — для второго отсека, то согласно закону Ламберта–Бера имеем $I_1 - I'_1 = I_0 e^{-\kappa L_1} (1 - e^{-\kappa d})$ и аналогичное соотношение для второго отсека ионизационной камеры. Тогда для интенсивности поступающего в камеру излучения I_0 справедливы соотношения $I_0 \gamma \sim i_1 / e (1 - \exp(-\kappa d))^{-1} \exp(\kappa L_1)$, $I_0 \gamma \sim i_2 / e (1 - \exp(-\kappa d))^{-1} \exp(\kappa L_2)$; здесь κ — коэффициент поглощения газа-наполнителя, γ — квантовый выход фотоионизации (для инертных газов во всей области, включая полосы автоионизации, $\gamma \sim 1$); i_1 и i_2 — ионные токи насыщения на 1 и 2-м собирающих электродах длиной d каждый, L_1 и L_2 — расстояния от входной диафрагмы камеры до 1 и 2-го собирающих электродов. Из этих зависимостей следует возможность определения потока излучения I_0 , коэффициента поглощения κ и средней спектральной яркости B_{ν_m} излучения в соответствующем интервале спектра при регистрации ионных токов на 1 и 2-м собирающих электродах:

$$\kappa \sim \frac{\ln(i_1/i_2)}{L_2 - L_1}, \quad B_{\nu_m} \sim \frac{I_0(h\nu_m)}{\Delta(h\nu)S_n\Omega},$$

где $h\nu_m$ — средняя по спектральному интервалу энергия квантов; S_n — площадь плазменного источника излучения, попадающая в апертуру камеры; Ω — телесный угол. Открытая ионизационная камера наполнялась спектрально чистыми аргоном, ксеноном, неоном и гелием, что позволяло выделить узкие, частично перекрывающиеся спектральные интервалы, заполняющие область $h\nu \sim 12 \dots 70$ эВ, с длинноволновой стороны они ограничены пороговой частотой ионизации соответствующего газа-наполнителя, а с коротковолновой — спадом сечения фотоионизации. Для изучения спектральных свойств оптических материалов в области энергий квантов $h\nu \sim 9,24 \dots 11,2$ эВ входная диафрагма ионизационной камеры закрывалась окном из фтористого лития толщиной 1,5 мм, а камера заполнялась окисью азота до давления $\sim 2 \cdot 10^2$ Па. УФ-край регистрируемого спектрального интервала в этом случае определяется коэффициентом пропускания материала окна. Сечение фотоионизации для аргона, неона, гелия и ксенона приведены в работах [2, 6]. Сечение фотоионизации неона слабо меняется в области значений энергии кванта от порога ионизации (21,6 эВ) до $h\nu \sim 65$ эВ и составляет в среднем 7,4 Мб. Для аргона в интервале энергий фотона $h\nu \sim 15,8 \dots 28$ эВ сечение фотоионизации примерно

постоянно, а затем резко падает. В указанном интервале для аргона принималось среднее значение σ_ν , равное 34 Мб. Сечение поглощения гелия монотонно уменьшается от 8 Мб на пороге ионизации до 2 Мб при энергии квантов $h\nu \sim 49$ эВ. В этом случае расчетная зависимость для определения I_1 получалась интегрированием при линейной аппроксимации зависимости $\sigma_\nu(\nu) = a\nu + b$ на соответствующем участке частот. Коэффициенты a и b для гелия определялись из следующих условий: $\sigma_\nu = 8$ Мб при $h\nu = 23,6$ эВ; $\sigma_\nu = 0$ при $h\nu = 73$ эВ. При интегрировании величина $I_{0\nu}(\nu)$ считается постоянной. Сечение фотоионизации ксенона, как и гелия, аппроксимировалось в области $h\nu = 12,1 \dots 22$ эВ линейной зависимостью с коэффициентами, определяемыми условиями: $\sigma_\nu = 60$ Мб при $h\nu \sim 12,1$ эВ; $\sigma_\nu = 0$ при $h\nu \sim 30$ эВ. Частотная зависимость сечения фотоионизации молекулы окиси азота в области $h\nu = 9,24 \dots 11,2$ эВ плавно падает с ростом длины волны от $2 \cdot 10^{-18}$ до $0,5 \cdot 10^{-18}$ см² [2]. При расчетах во всей области принималось $\sigma_\nu = 1,2 \cdot 10^{-18}$ см⁻², а суммарный квантовый выход γ полагался равным 0,2 [7]. На первый и второй собирающие электроды камеры подавалось напряжение от двух независимых источников, собранных на гальванических элементах. Токи ионизационной камеры снимались с нагрузочных сопротивлений и регистрировались двухлучевым осциллографом. Отверстие входной диафрагмы камеры располагалось ближе к положительному электроду (2б, см. рис. 1), чтобы создать максимальный задерживающий потенциал для фотоэлектронов. Сама диафрагма находилась под положительным потенциалом, что обеспечивало сбор всех ионов, образовавшихся в межэлектродном объеме камеры. Для исключения ошибки, связанной с поглощением излучения вытекающим газом, ионизационная камера вакуумно-плотно присоединялась к разрядной камере, чтобы коллимирующие световой поток диафрагмы находились в объеме, где поддерживался вакуум $\sim 10^{-5}$ мм рт.ст. Однородность давления на всей длине электродов, необходимая для повышения точности измерений, обеспечивалась низкими рабочими давлениями газа ($p < 10$ Па) и малой площадью входной диафрагмы ($S = 0,8 \dots 0,9$ мм²); в работе [8] показано, что в аналогичных условиях перепадов давления в камере, заметных в пределах точности измерений (1...2%), не обнаружено. С помощью двойной ионизационной камеры можно не только определить спектральную яркость излучателя, но и сечение поглощения газа. Учитывая, что $L_2 - L_1 \sim d$, получим $\sigma = (Ld)^{-1}(760/p)(T/273) \ln(i_1/i_2)$, где L — число Лшмидта; p — давление в камере в мм рт.ст.; T — температура в К. Давление газа в камере ($p \sim 0,8 \dots 2$ мм рт.ст.) измерялось с помощью вакуумметра ВТ-3, показания которого пересчитывались

по градуировочной кривой термопарной лампы ЛТ-4 с учетом различия молекулярной теплопроводности воздуха и данного газа. Значения поправочных коэффициентов для неона, аргона и гелия взяты из паспорта прибора ВТ-3, для ксенона коэффициент рассчитывался согласно работам [9, 10]. Следует отметить, что в работе [8] даются завышенные на 10...14% значения коэффициентов молекулярной теплопроводности по сравнению с паспортными. На электроды камеры подавалось напряжение 18,5...25,5 В, что обеспечивало работу в режиме насыщения тока. Временное разрешение, определенное по дрейфовой скорости ионов, для амбиполярной диффузии в однородном электрическом поле было не менее 10^{-7} с. Хорошая электромагнитная экранировка камеры позволила надежно регистрировать токи на уровне 1 мкА.

Результаты тестовых измерений спектрально-групповых коэффициентов пропускания оптических окон для различных спектральных интервалов в ВУФ показывают, что зависимость коэффициента пропускания в вакуумном ультрафиолете от энергии импульса в широком диапазоне энергии излучения ($E_{\text{и}} \sim 10^2 \dots 10^3$ Дж) слабая. В зависимости от режима лучевого воздействия, определяемого спектрально-мощностными характеристиками импульса излучения и геометрией облучения, изменяются условия формирования зоны приповерхностной светоэрозионной плазмы, что приводит к появлению частичной экранировки оптического окна плазмой и проявляется в снижении коэффициента пропускания при увеличении плотности энергии зондирующего излучения.

Анализ абсорбционных спектров, качественно отражающих эффективность транспортировки зондирующего излучения через оптические стенки, показывает, что воздействие мощных потоков ВУФ излучения плазмы на оптические кристаллы приводит и к необратимым изменениям поверхностной макроструктуры и их оптических характеристик (проявлению эффекта накопления). При росте на $\sim 30\%$ интенсивности зондирующего излучения I_0 скорость фототермической деградации кристаллов увеличивалась в 2 раза и наиболее сильно эффект старения кристаллов проявлялся в области $\lambda < 180$ нм, уменьшение коэффициента пропускания кристаллов обусловлено радиационными потоками. Различие скоростей фототермической деградации исследуемых кристаллов обусловлено радиационной стойкостью в ВУФ, что проявляется также в характере изменения макроструктуры поверхности под действием излучения (объемное растрескивание и мелкомасштабное поверхностное шелушение).

Таким образом, разработанный диагностический модуль позволяет исследовать коэффициенты пропускания оптических материалов в

ВУФ-области спектра в широком диапазоне параметров радиационно-го лучевого воздействия вплоть до интенсивного испарения поверхностного слоя оптических кристаллов.

В заключение авторы благодарят А.Г. Опекана за помощь в изготовлении ионизационной камеры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радиационная плазмотермика. Т. 1 / Под ред. Протасова Ю.С. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 860 с.
2. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Плазмотермические источники излучения высокой спектральной яркости. В кн. Радиационная плазмотермика. Т. 1 / Под ред. Ю.С.Протасова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – С. 11.
3. Protasov Yu. S., Protasov Yu. Yu., Telekh V. D. New generation of data bases for calculation of thermodynamic, optical and transport properties of plasma with temperatures up to 10^2 eV // XXVII European Conference on Laser Interaction with Matter: Book of Abstracts. – Moscow, 2002. – P. 49.
4. Излучательные свойства твердых материалов: Справочник / Под ред. А.Е. Шейншлина. – М.: Энергия, 1974. – 471 с.
5. Подмошенский И. В. Плазменные источники с высокой интенсивностью излучения // ОМП. – 1979. – № 1. – С. 9.
6. Samson J. A. R. // J. Opt. Soc. Amer. 1964. – V. 54. – P.6.
7. Dunkelmann L. // J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 1962. – V. 2. – P. 533.
8. Watanabe K., Marmo F. F., Inn E. C. Y. // Phys. Rev. 1963. V. 91. – P. 1155.
9. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. – М.: Мир, 1964.
10. Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. – М.: Наука, 1967.

Статья поступила в редакцию 27.09.2004



Юрий Юрьевич Протасов — д-р техн. наук, доцент кафедры “Газотурбинные и нетрадиционные установки” МГТУ им. Н.Э.Баумана. Автор более 100 научных работ в области фотонной энергетики.

Yu.Yu. Protasov — D.Sc. (Eng.), assoc. professor of “Gas-Turbine and Non-Traditional Facilities” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 100 publications in the field of photon power-engineering.

Тадеуш Сигизмундович Щепанюк — канд. техн. наук, научный сотрудник объединенного УНЦ фотонной энергетики. Автор более 30 научных работ в области радиационной динамики плазмы.

T.S. Shechanyuk — Ph.D. (Eng.), researcher of United Center for Photon Power-Engineering. Author of more than 30 publications in the field of radiation plasma dynamics.