

Работа выполнена при поддержке Росстандарта (договор № 120-127 от 28.05.2015 г.).

Л и т е р а т у р а

1. Булыгин Ф. В., Золотаревский С. Ю., Кононов С. А., Илюшин Я. А., Левин Г. Г., Лясковский В. Л. Анализ методов сверхразрешения в оптической интерференционной микроскопии // Метрология. 2013. № 8. С. 22—30.

2. Илюшин Я. А., Ломакин А. Г., Золотаревский С. Ю., Левин Г. Г., Кононов С. А. Численное моделирование процедуры восстановления рельефа оптической поверхности с учетом рассеяния излучения на наноструктурах // Метрология. 2010. № 2. С. 3—12.

3. Илюшин Я. А., Левин Г. Г., Золотаревский С. Ю., Кононов С. А., Лысенко В. Г. Моделирование процессов рассеяния оптического излучения нанообъектами с конечными диэлектрической проницаемостью и проводимостью // Метрология. 2010. № 1. С. 10—22.

Дата принятия 03.09.2015 г.

543.52:535.214

Спектрорадиометрия ультрафиолетового излучения

С. И. АНЕВСКИЙ, Ю. М. ЗОЛОТАРЕВСКИЙ, В. С. ИВАНОВ, В. Н. КРУТИКОВ,
О. А. МИНАЕВА, Р. В. МИНАЕВ

Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений,
Москва, Россия, e-mail: anevsky@vniiofi.ru

Рассмотрены принципы построения первичных эталонных приемников и источников ультрафиолетового излучения. В качестве эталонных приемников излучения использованы двойная ионизационная камера, пропорциональный счетчик и криогенный радиометр с электрическим замещением, а эталонным источником является синхротронное излучение, спектральные характеристики которого описаны на основе теории Швингера. Представлены результаты международных ключевых сличений, подтверждающие высокую точность разработанных во ВНИИОФИ методов и аппаратуры.

Ключевые слова: синхротронное излучение, ионизационная камера, электронное накопительное кольцо, пропорциональный счетчик, криогенный радиометр, первичный эталонный приемник.

The principles of construction of primary standard detectors and sources of UV-radiation are considered. As the primary standard radiation detectors the double ionization chamber, proportional counter and cryogenic radiometer with electrical displacement are used. The spectral characteristics of primary standard synchrotron radiation source are described by J. Schwinger theory. The results of international key comparisons confirm the high precision of methods and equipment, developed in VNIIOFI.

Key words: synchrotron radiation, ionization chamber, electron storage ring, proportional counter, cryogenic radiometer, primary reference detector.

В основе решения задач радиометрии экстремального вакуумного и ближнего ультрафиолетового (УФ) излучений в экологии и медицине, космических исследованиях, фотохимии и диагностике плазмы лежат измерения спектрорадиометрических характеристик источников и приемников излучений. Развитие спектрорадиометрии УФ-излучения связано с мониторингом солнечной активности, исследованием процессов фотоионизации в верхних слоях атмосферы, созданием систем локации плазменных объектов, работами по нанопотолитографии, ставшей одним из наиболее перспективных направлений нанoeлектроники.

Спектрорадиометрия ближнего УФ-излучения в диапазоне длин волн 200—400 нм особенно широко использует-

ся для фундаментальных медико-биологических исследований по цитологии, иммунологии и онкологии, для фототерапии, контроля эффективности бактерицидных облучателей и соляриев, создания солнечных имитаторов, контроля безопасности условий труда. Область экстремального вакуумного УФ-излучения 1—40 нм стала доступна для широких исследований в последние десятилетия вследствие преодоления трудностей, характерных для данного диапазона и связанных с низкой эффективностью отражающих покрытий зеркал и дифракционных решеток, необходимостью проведения юстировок оптических систем в условиях вакуума, отсутствием прозрачных материалов для изготовления окон источников и приемников излучения, деградацией элементов спектральных и поляризационных приборов под действием

струи эрозионной плазмы, сопровождающей излучение открытых источников.

В последние годы в национальных метрологических институтах (НМИ) для спектрорадиометрии УФ-излучения реализуется новый подход, основанный на использовании одноэлектронного режима в современных циклических ускорителях и применении высокочувствительных охлаждаемых ПЗС-матриц с поверхностными наноструктурами. Этот подход обеспечивает повышение точности воспроизведения и передачи единиц соответствующих величин, так как позволяет связать характеристики синхротронного излучения циклических ускорителей с фундаментальными физическими константами (ФФК). В NIST и PTB работы по метрологическому обеспечению в области экстремального вакуумного УФ-излучения для нанoeлектроники, диагностики термоядерной плазмы, космического мониторинга солнечной активности являются одним из главных направлений оптической радиометрии и проводятся с использованием современных электронных накопительных колец MLS, BESSY-II и SURF-III, NSRS. При этом основные задачи спектрорадиометрии УФ-излучения связаны с необходимостью создания методов и средств для передачи единицы энергетической яркости излучения с высоким пространственным разрешением, создания методов формирования высокоэффективных отражающих покрытий и зеркал для выделения спектральных диапазонов. Подобные работы проводят также в НМИ Японии, Франции, Китая.

Методы диагностики плазмы, основанные на анализе спектрональных изображений плазменных объектов, требуют абсолютной калибровки компаратора, включающего систему формирования изображения и позиционно чувствительный детектор с зарядовой связью. В УФ-диапазоне использование ПЗС-матриц ограничено непрозрачностью проводящих поликристаллических затворов излучения с длиной волны короче 400 нм. В области ближнего и вакуумного УФ-излучения применяют ПЗС-матрицы с обратной экспозицией. Изображение излучающей области формируется на обратной стороне параллельного регистра, не имеющей затворов.

Развитие микроэлектроники характеризуется переходом к нанoeлектронике с использованием вакуумного УФ-излучения. Последние достижения фотолитографии обеспечивают размер элементов менее 30 нм из-за применения для экспозиции фоторезистов экстремального вакуумного УФ-излучения с длиной волны вблизи 13,5 нм. Это требует создания системы оперативного контроля абсолютной спектральной чувствительности фоторезистов с использованием эталонных приемников в рассматриваемой области. Другой важной областью, определяющей развитие спектрорадиометрии экстремального УФ-излучения, является диагностика температуры и концентрации высокотемпературной плазмы.

Наиболее распространенные первичные эталонные приемники в рассматриваемой области — ионизационные камеры (ИК) и пропорциональные счетчики. Двойная ИК является первичным эталонным детектором в области вакуумного УФ-излучения, где возможна только однократная ионизация атомов инертных газов. Пропорциональный счетчик используется при высоких энергиях фотонов в области экстремального УФ-излучения, когда происходит многократная ионизация, квантовая эффективность или абсолютная спектральная чувствительность которой рассчитывается с учетом энергии однократной ионизации, заряда электрона и

коэффициента газового усиления. Ионизационные камеры и пропорциональные счетчики работают в постоянном режиме наиболее успешно в сочетании с монохроматическим синхротронным излучением. Спектральный поток фотонов при этом регулируется в динамическом диапазоне десяти порядков вследствие изменения тока электронного накопительного кольца. Ионизационные камеры и пропорциональные счетчики с известной квантовой эффективностью используются для определения абсолютной спектральной чувствительности полупроводниковых фотодиодов. Основные преимущества пропорционального счетчика — возможность применения для измерения потоков фотонов высоких энергий, высокие спектральная чувствительность и временное разрешение.

Ионизационная камера заполнена инертным газом, квантовый выход фотоионизации которого равен единице. Поглощение фотонов в ИК определяется в соответствии с законом Бугера—Ламберта—Бэра:

$$N = 1 - N_0 \exp(-\sigma n_0 l); \quad N_0 = N [1 - \exp(-\sigma n_0 l)]^{-1},$$

где N, N_0 — число поглощенных в ИК и поступающих в нее фотонов в единицу времени, соответственно; σ — сечение поглощения; n_0 — число молекул в единице объема; l — длина ИК.

Для определения числа фотонов используется метод двойной ИК, который позволяет исключить из рассмотрения давление газа. В такой камере число поглощенных фотонов в первой секции N' определяется выражениями

$$N' = N_0 \exp(-\mu d) [1 - \exp(-\mu L_1)]; \quad (1)$$

$$\mu = \sigma n_0 = \ln(i_1/i_2)/d, \quad (2)$$

где L_1, d — соответственно размеры коллекторов ионов первой секции и охрannого кольца на входе камеры; i_1, i_2 — ионные токи насыщения коллекторов первой и второй секций камеры.

Число поглощенных фотонов во второй секции N'' вычисляют как

$$N'' = N_0 \exp(-\mu L_1 - \mu d) [1 - \exp(-\mu L_2)].$$

Из соотношений (1), (2) при $N' = i_1/e$, $N'' = i_2/e$, L_1/L_2 , где e — заряд электрона, получим формулу воспроизведения потока излучения при использовании в качестве эталонного приемника двойной ИК:

$$\Phi_{\Delta\lambda} = \frac{hc}{e\beta} \int_{\Delta\lambda} \frac{(i_1 + i_2 + i')}{\lambda [1 - (i_1/i_2)^{-1/d}]} d\lambda,$$

где h — постоянная Планка; c — скорость света; λ — длина волны; β — квантовый выход фотоионизации; i' — ионный ток насыщения на коллекторе перед входной диафрагмой.

При регистрации монохроматического излучения с длиной волны λ отношение фототоков вторичного эталона (ВЭ) $i_{\lambda}^{ВЭ}$ и ИК $i_{\lambda}^{ИК}$ равно отношению значений квантового выхода:

$$i_{\lambda}^{ВЭ}/i_{\lambda}^{ИК} = \gamma_{\lambda}^{ВЭ}/\gamma_{\lambda}^{ИК},$$

где $\gamma_{\lambda}^{ВЭ}$ — квантовый выход эталона.

Абсолютная спектральная чувствительность S_λ ВЭ:

$$S_\lambda = e\lambda\gamma_\lambda^{BЭ} / (hc\rho_\lambda) = e\lambda\gamma_\lambda^{BЭ} / (hc\rho_\lambda i^{ИК}),$$

где ρ_λ — спектральный коэффициент отражения зеркала компаратора;

$$i^{ИК} = (i_1 + i_2 + i') / [1 - (i_1/i_2)^{-1/d}].$$

Криогенный радиометр с электрическим замещением используют в качестве эталонного приемника в спектральных диапазонах вакуумного и ближнего УФ-излучения. Использование такого радиометра и источников излучения с перестраиваемой длиной волны позволяет проводить калибровки детекторов на произвольной длине волны в широком спектральном диапазоне. Принцип работы указанного радиометра основан на преобразовании полостью с коэффициентом поглощения, близким к единице, падающего потока излучения Φ в теплоту. Поглотитель излучения оснащен термометром для измерения температуры T_a и нагревателем, который подключен к источнику питания. Поглотитель связан с охладителем, находящимся при постоянной температуре T : $T_a - T = R_T\Phi$, где R_T — тепловое сопротивление.

Электроны и ионы, образованные в объеме пропорционального счетчика в результате фотодиссоциации, при движении к электродам испытывают соударения с молекулами газа, наполняющего счетчик. Энергия кванта излучения превышает порог однократной ионизации и падающий фотон приводит к образованию пары электрон—ион с зарядом $2e$, умноженным на квантовую эффективность газа и коэффициент газового усиления. Напряжение на электродах на порядок превышает напряжение в ИК и составляет более 1 кВ. При увеличении напряженности электрического поля E электроны приобретают энергию, достаточную для ионизации

газа: $W_i = eE\lambda_i$, где λ_i — длина свободного пробега электрона, соответствующая энергии ионизации.

Коэффициент газового усиления

$$m = N/N_0 = \exp(\alpha x_0),$$

где x_0 — координата электрона; $\alpha \sim \rho \exp(-bp/E)$ — коэффициент ударной ионизации, пропорциональный давлению газа p , b — константа.

Коэффициент ударной ионизации зависит от напряженности поля в точке с координатой r . В цилиндрическом счетчике нить служит анодом радиусом r_a , а внешняя поверхность — катодом радиусом r_k . Напряженность зависит от расстояния до оси. Область, где напряженность поля достаточна для ударной ионизации, занимает малый объем и сосредоточена вблизи анода. Поэтому запишем

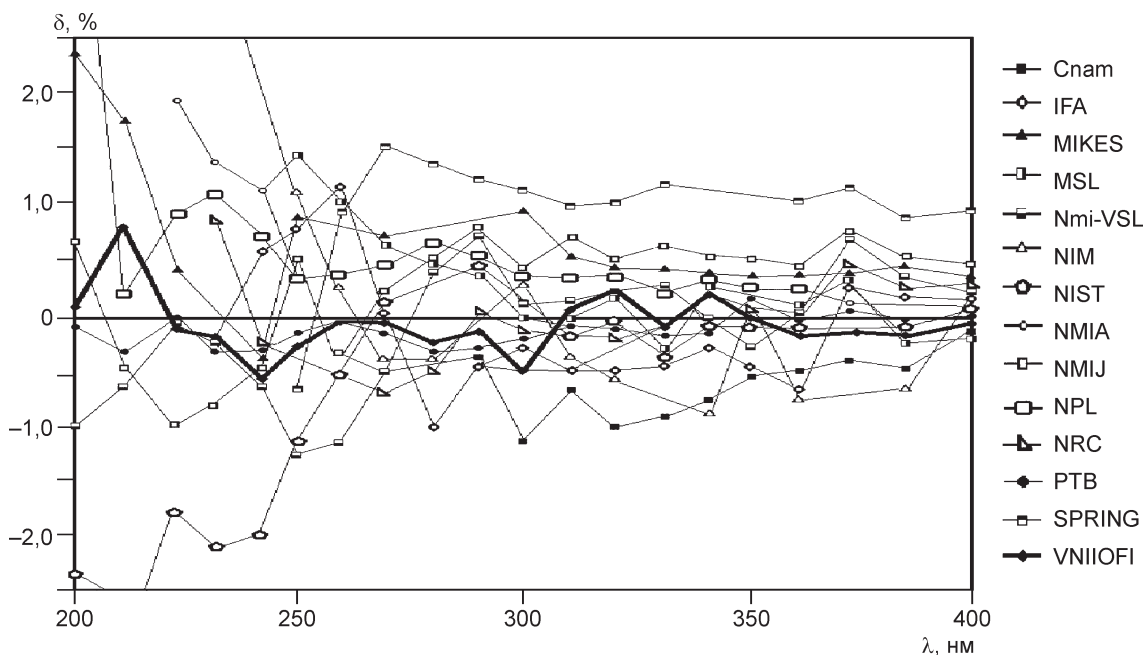
$$E(r) = V_0 \ln(r_k/r_a)/r,$$

где V_0 — разность потенциалов анод—катод.

Первичный эталонный приемник УФ-излучения, включающий двойную ИК, криогенный радиометр с электрическим замещением и пропорциональный счетчик обеспечивает в диапазоне длин волн 0,0004—0,4 мкм воспроизведение единиц потока излучения в диапазоне 10^{-11} — 10^2 Вт, энергетической освещенности в диапазоне 10^{-7} — 10^3 Вт/м², спектральной плотности энергетической освещенности в диапазоне 10^3 — 10^{11} Вт/м³, энергетической экспозиции в диапазоне 10^{-8} — 10^{-5} Дж/м² при стандартной неопределенности по типу А $(0,2\text{—}0,8) \cdot 10^{-2}$, по типу В — $(0,3\text{—}1,0) \cdot 10^{-2}$.

В международных ключевых сличениях К2с по измерениям абсолютной спектральной чувствительности приемников УФ-излучения, проводимых Международным комитетом мер и весов (МКМВ) в Париже, принимали участие 14 НМИ: CNAM (Франция), NMIA (Австралия), MIKES (Финляндия), IFA (Испания), MSL (Новая Зеландия), NIM (Китай), NIST (США), NMiJ (Япония), NMi-VSL (Нидерланды), NPL (Великобритания), NRC (Канада), PTB — Pilot (Германия), SPRING (Сингапур), ВНИИОФИ (Россия).

На рисунке приведены отклонения результатов измерений абсолютной спектральной чувствительности фотодиодов Шотки PtSi-n-Si в диапазоне длин волн 200—400 нм от реперных значений. Полученные результаты подтверждает достоверность разработанных ВНИИОФИ методов и аппаратуры, положенных в основу первичных



Отклонения от реперных значений результатов измерений абсолютной спектральной чувствительности фотодиодов

эталонов, и позволяют институту расширить строки калибровочных возможностей.

Принцип построения первичного эталонного источника УФ-излучения основан на использовании классической теории синхротронного излучения, позволяющей связать характеристики синхротронного излучения циклических ускорителей с ФФК: зарядом, массой электрона и скоростью света. Спектральная плотность потока синхротронного излучения $P(\lambda, \Psi)$, заключенного в единичном угле отклонения от плоскости орбиты, описывается теорией Ю. Швингера:

$$P(\lambda, \Psi) = [27X / (32\pi^3)] [e^2 c / R^3] (\lambda_c / \lambda)^4 \gamma^8 [1 + (\gamma\Psi)^2] \times \\ \times \left\{ K_{2/3}^2(\xi) + K_{1/3}^2(\xi) (\gamma\Psi)^2 / [1 + (\gamma\Psi)^2] \right\}, \quad (3)$$

где Ψ — угол отклонения от плоскости орбиты; X — число ускоренных частиц; R — радиус орбиты; γ — релятивистский фактор; $\lambda_c = 4\pi R\gamma^{-3}$ — критическая длина волны; $K_{1/3}, K_{2/3}$ — специальные функции Мак-Дональда; $\xi = [\lambda_c / (2\lambda)] \cdot 1 +$

$[(\gamma\Psi)^2]^{3/2}$ — аргумент.

Интегрирование выражения (3) по углам превышения над плоскостью орбиты с использованием соотношения $E = 300BR$ между энергией частиц W и индукцией магнитного поля B в излучающей точке орбиты, позволяет получить соотношение, связывающее основные параметры, определяющие реализацию источника синхротронного излучения:

$$P(\lambda) = 0,22B^7 R^4 X f(\lambda/\lambda_c), \quad (4)$$

где $f(\lambda/\lambda_c)$ — универсальная функция, описывающая спектральное распределение синхротронного излучения релятивистского электрона.

Для увеличения плотности P следует использовать сильные магнитные поля. Анализ (4) указывает на существование оптимальных значений радиуса орбиты и энергии частиц, соответствующих максимуму плотности на заданной длине волны. В сильных магнитных полях с ростом индукции оптимальный радиус орбиты быстро уменьшается, что облегчает техническую задачу, так как сильные магнитные поля реализуются в небольших объемах. Из выражения (4) следует оценка максимальной плотности, которая может быть получена при значении индукции B в соответствии с выражением

$$P(\lambda) = 5,9 \cdot 10^{-17} NB\lambda^{-2}. \quad (5)$$

Выбор оптимальных параметров специализированного источника синхротронного излучения в соответствии с (5) позволяет сравнивать эффективность источников. Применяя сильные магнитные поля, можно получить на порядок большие значения плотности P . Оптимизация параметров специализированного источника по максимальной мощности синхротронного излучения в заданной спектральной области приводит к выбору радиуса R в пределах нескольких сантиметров. Преимущества использования электронных накопительных колец для радиометрии связаны с непрерывным характером синхротронного излучения, а также возможностью выделения отдельного электрона на релятивистской орбите.

Наибольшее влияние на спектральные, угловые и поляризационные характеристики синхротронного излучения оказывают осевые бетатронные колебания электронов сгустка. Осевые колебания электронов приводят к отклонению направления скорости отдельных электронов от плоскости равновесной орбиты на угол

$$\Psi' = \dot{z} / c = [A_z(n)^{1/2} / R] \sin[\omega_0(n)^{1/2} + \varphi],$$

где $\dot{z}$ — скорость электронов в осевом направлении; A_z — амплитуда осевых бетатронных колебаний; n — показатель спада магнитного поля в радиальном направлении; ω_0 — частота ускоряющего поля; φ — произвольная фаза.

Плотность P излучения, выделяемого апертурной диафрагмой оптической системы, определяется сверткой функции углового распределения синхротронного излучения электрона $P(\Psi)$ и функции распределения электронов по углам отклонения от плоскости орбиты $f(\Psi')$:

$$P(\lambda) = \int_{-\Psi_0}^{\Psi_0} d\Psi \int_{-\Psi'_{\max}}^{\Psi'_{\max}} P(\Psi - \Psi') f(\Psi') d\Psi',$$

где Ψ_0 — апертурный угол оптической системы; $\Psi'_{\max}$ — максимальный угол отклонения скорости электрона от плоскости равновесной орбиты, соответствующий амплитуде осевых колебаний.

Для источника синхротронного излучения с оптимальным радиусом орбиты угловое распределение электронов называется шире углового распределения интенсивности синхротронного излучения отдельного электрона. Отношение спектральных потоков синхротронного излучения на двух длинах волн для электронного сгустка с большими осевыми размерами не зависит от размеров сгустка и может быть точно рассчитано. Анализ изменения плотности P излучения в зависимости от изменения осевого размера сгустка показывает, что влияние погрешности измерения функции $f(\Psi')$ уменьшается с ростом осевого размера сгустка наиболее быстро в области коротких волн, где условие $\Psi' \gg \Psi_0$ выполняется наиболее полно, т. е. для увеличения точности воспроизведения единиц следует увеличивать осевые размеры электронного сгустка. Наиболее эффективным способом увеличения амплитуды осевых бетатронных колебаний является снижение показателя спада, т. е. градиента ведущего магнитного поля синхротрона в осевом направлении в соответствии с выражением

$$A_z = c / (\omega_0(\chi\gamma)^{1/2}) [3eE_0 / (m_0 c \omega_0)]^{1/3},$$

где E_0 — амплитуда напряженности ускоряющего СВЧ-поля; m_0 — масса покоя электрона; χ — показатель спада магнитного поля в осевом направлении.

Увеличение осевых размеров сгустка позволяет преодолеть основной недостаток синхротронного излучения — угловую неоднородность энергетической освещенности. Специализированный источник синхротронного излучения может работать и в режиме точечного сгустка. Особенно важно получение угловой однородности отношения интенсивности

поляризационных компонентов синхротронного излучения при высокоточной передаче единиц спектрорадиометрических величин ВЭ — источникам неполяризованного излучения. Режим большого сгустка обеспечивает постоянное отношение поляризационных компонентов синхротронного излучения в пределах широкого апертурного угла. Число частиц определяется методом компарирования силы синхротронного излучения в одноэлектронном режиме и режиме электронного сгустка с использованием приборов с зарядовой связью (ПЗС), осуществляющей генерирование, накопление, передачу и регистрацию заряда. Использование затвора обеспечивает регистрацию темнового кадра и регулировку времени экспозиции. К ПЗС-матрице подключены формирователи тактовых импульсов и аналого-цифровой преобразователь. Случайный шум считывания и шум, обусловленный темновым током, определяют порог чувствительности и ограничивают способность ПЗС регистрировать слабые по яркости источники излучения. Для выделения отдельного электрона на орбите электронного накопительного кольца используется регистрация синхротронного излучения компаратором силы излучения на основе телескопа с ПЗС-матрицей. Наименьшее дискретное уменьшение сигнала соответствует потере отдельного электрона в ускорителе. Это позволяет при воспроизведении единицы спектральной плотности силы излучения практически исключить составляющую суммарного среднего квадратического отклонения (СКО) воспроизведения вследствие погрешности измерения числа частиц.

Источник синхротронного излучения обеспечивает в диапазоне длин волн 0,001—1,600 мкм воспроизведение: спектральной плотности энергетической яркости в диапазоне 10^8 — 10^{14} Вт/(ср·м³), спектральной плотности потока излучения 10^1 — 10^6 Вт/м, спектральной плотности энергетической освещенности 10^4 — 10^{10} Вт/м³ при стандартной неопределенности по типу А $u_A = (0,3...1,0) \cdot 10^{-2}$, по типу В $u_B = (0,1...0,7) \cdot 10^{-2}$; спектральной плотности силы излучения в диапазоне 10^3 — 10^9 Вт/(ср·м) при $u_A = (0,01...0,05) \cdot 10^{-2}$, $u_B = (0,015...0,03) \cdot 10^{-2}$; потока излучения в диапазоне $1 \cdot 10^{-6}$ — $2 \cdot 10^{-2}$ Вт при $u_A = (0,2...0,8) \cdot 10^{-2}$, $u_B = (0,1...0,35) \cdot 10^{-2}$; силы излучения в диапазоне $1 \cdot 10^{-3}$ — $1 \cdot 10^2$ Вт/ср при $u_A = (0,2...0,8) \cdot 10^{-2}$, $u_B = (0,1...0,35) \cdot 10^{-2}$.

Результаты исследований метрологических характеристик эталонов спектрорадиометрии УФ-излучения и результаты международных сличений показывают высокий уровень и достоверность воспроизведения и передачи единиц, соответствующий современному уровню ведущих НМИ.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (соглашение от 22 августа 2014 г. № 14.592.21.0001, дополнительное соглашение от 1 июня 2015 г. № 1).

Л и т е р а т у р а

1. Scholze F., Beckhoff B., Brandt G., Fliegauf R., Klein R., Meyer B., Rost D., Schmitz D., Veldkamp M., Weser J., Ulm G., Louis E., Yakshin A., Oestreich S., Bijkerk F. The new PTB-beamlines for high-accuracy EUV reflectometry at BESSY II // Proc. SPIE. 2000. V. 4146. P. 72—82.
2. Scholze F., Beckhoff B., Brandt G., Fliegauf R., Gottwald A., Klein R., Meyer B., Schwarz U.D., Thornagel R., Vogel K., Weser J., Ulm G. High-accuracy EUV metrology of PTB using synchrotron radiation // Proc. SPIE. 2001. V. 4344. P. 402—413.
3. Rabus H., Persch V., Ulm G. Synchrotron-radiation operated cryogenic electrical-substitution radiometer as high-accuracy primary detector standard in the ultraviolet, vacuum ultraviolet, and soft-x-ray spectral ranges // Appl. Opt. 1997. N. 36. P. 5421—5440.
4. Scholze F., Tümmler J., Ulm G. High-accuracy radiometry in the EUV range at the PTB soft x-ray radiometry beam-line // Metrologia. 2003. N. 40. P. S224—S228.
5. Richter M., Johannsen U., Kuschnerus P., Kroth U., Rabus H., Ulm G., Werner L. The PTB high-accuracy spectral responsivity scale in the ultraviolet // Metrologia. 2000. N. 37. P. 515—518.
6. Shaw P. S., Gupta R., Germer T. A., Arp U., Lucatorto T., Lykke K. R. Characterization of UV detectors at SURF III // Rev. Sci. Instrum. 2002. N. 73. P. 1625—1628.
7. Аневский С. И., Золотаревский Ю. М., Иванов В. С., Крутиков В. Н., Минаева О. А., Минаев Р. В., Сенин Д. С. Использование синхротронного излучения для диагностики наноструктур методами УФ-спектрорадиометрии // Ruspanotech: 2-й междунар. форум по нанотехнологиям. М, 2009. С. 38—39.
8. Arp U., Friedman R., Furst M. L., Makar S., Shaw P. S. SURF III — an improved storage ring for radiometry // Metrologia. 2000. N. 37. P. 357—360.
9. Anevsky S., Ivanov V., Kuznetsov V., Minaeva O., Morozov O., Pavlovitch M., Sapritsky V., Zolotarevsky Y., Vernyi A. Primary UV-radiation detector standards // Metrologia. 2003. V. 40. P. S25—S29.

Дата принятия 03.09.2015 г.