

Методы калибровки эталонных плазменных излучателей с использованием электронного синхротрона с сильным магнитным полем

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

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

Разработаны методы калибровки вторичных эталонных плазменных излучателей, основанные на использовании синхротрона с сильным магнитным полем, позволяющие решить проблемы как вакуумного сопряжения камер ускорителя и плазменного излучателя, так и учета степени поляризации синхротронного излучения. Показано, что компарирование характеристик синхротронного излучения накопительного кольца и электронного синхротрона в видимом диапазоне с использованием телескопа и охлаждаемой ПЗС-матрицы обеспечивает абсолютизацию относительного спектра синхротрона.

Ключевые слова: плазменные излучатели, электронный синхротрон с сильным магнитным полем, электронное накопительное кольцо, ПЗС-матрица, радиометры-дозиметры, спектрометрические приборы.

The methods of calibration of secondary standard plasma sources based on the use of synchrotron with strong magnetic field allowing to solve the problems of vacuum coupling of the accelerator and plasma source chambers and the problem of taking into account the degree of synchrotron radiation polarization were developed. The comparison of the storage ring and the electron synchrotron characteristics of radiation in the visible range using the telescope and the cooled CCD matrix ensures the absolutization of the relative synchrotron spectrum.

Key words: plasma sources, electron synchrotron with strong magnetic field, electron storage ring, CCD matrix, radiometers, dosimeters, spectroradiometers.

Эталонные плазменные излучатели находят широкое применение для решения задач спектрометрики в таких быстро развивающихся областях науки и техники, как нанолитография экстремального ультрафиолета, фотохимия и флуоресцентный анализ, супрамолекулярная химия, структурный анализ, космические системы мониторинга, термоядерный синтез, технология формирования многослойных наноструктур и др. [1, 2]. Такие излучатели служат для воспроизведения энергетических единиц спектрометрии при измерении спектральных характеристик излучения плазмы, определения ее состава, концентрации и температуры, для исследования динамики плазмы в плазмотронах, стеллараторах, энергетических установках. Несмотря на многочисленные попытки создания первичного эталонного источника на основе высокотемпературной водородной дуги, в настоящее время плазменные излучатели используют исключительно как вторичные эталонные источники, поскольку спектрометрия ультрафиолетовых (УФ) излучателей базируется на использовании национальными метрологическими институтами первичных эталонных источников синхротронного излучения — электронных накопительных колец и синхротронов, спектральные энергетические характеристики которых рассчитываются с гораздо более высокой точностью в широком спектральном диапазоне [3—6].

В длинноволновой УФ-области спектра в качестве вторичных эталонных плазменных излучателей используют дейтериевые, водородные, ксеноновые и криптоновые газораз-

рядные лампы с окном из фтористого магния и сапфира. В коротковолновой УФ-области, где отсутствуют прозрачные материалы, наряду с открытыми проточными гелиевыми лампами применяют источники на основе капиллярного разряда, плазменного фокуса и электронно-циклотронного резонанса. Актуальность разработки высокоточных методов калибровки вторичных эталонных плазменных излучателей связана с новыми задачами исследования характеристик оптических элементов проекционных схем для экспериментов по нанолитографии, калибровкой бортовых интегральных радиометров-дозиметров и спектрометрических приборов в широкой области спектра, изучением характеристик многослойных наноструктур.

Во ВНИИОФИ, как и в других национальных метрологических институтах, работы по калибровке вторичных эталонных плазменных излучателей с использованием синхротронного излучения — одно из главных направлений оптической спектрометрии [7]. Основные проблемы при компарировании спектральной плотности силы излучения плазмы и синхротронного излучения электронного накопительного кольца связаны с необходимостью вакуумного сопряжения сверхвысоковакуумной камеры ускорителя и камеры излучателя, подвергающейся воздействию эрозионной плазмы, сопровождающей излучение. Применение системы дифференциальной откачки не является при этом легким решением, так как снижает поток синхротронного излучения и затрудняет его детектирование. Другая трудность компариро-

вания характеристик излучения плазмы и синхротронного излучения электронных накопительных колец обусловлена необходимостью учета степени поляризации синхротронного излучения. Здесь предпочтительнее использовать относительный спектр синхротрона с сильным магнитным полем в режиме электронного сгустка с большими осевыми размерами, отличающегося широкой угловой однородностью интенсивности поляризационных компонентов синхротронного излучения [8]. Применение синхротрона при этом требует абсолютизации относительного спектра в длинноволновой области с использованием электронного накопительного кольца.

В режиме большого сгустка синхротронное излучение обладает свойством угловой однородности отношения интенсивности поляризационных компонентов, особенно важным для метрологии. Спектральное и угловое распределения интенсивности синхротронного излучения отдельного электрона представлено на рис. 1, где λ — длина волны, ψ — угол отклонения от плоскости равновесной орбиты.

Расширение углового распределения потока синхротронного излучения и отсутствие снижения интенсивности поляризационного π -компонента в медианной плоскости объясняются следующим обстоятельством. При условии конечно-го осевого размера сгустка угловое распределение интенсивности компонентов синхротронного излучения описывается сверткой угловой зависимости относительной спектральной плотности энергетической освещенности отдельного электрона сгустка и распределения электронов сгустка по углам отклонения направления вектора скорости от плоскости равновесной орбиты. Режим большого сгустка возникает, когда распределение его электронов по углам отклонения скорости от плоскости орбиты оказывается шире угловой зависимости относительной спектральной плотности энергетической освещенности синхротронного излучения отдельного электрона.

Особенно важно получение однородности углового распределения отношения интенсивности поляризационных компонентов синхротронного излучения при высокоточной передаче единиц спектрорадиометрических величин вторичным эталонным излучателям неполяризованного излучения плазмы. Для этого служат спектральный компаратор, содержащий фокусирующую оптическую систему, монохроматор, приемник излучения и дополнительную систему зеркал для

ввода излучения вторичных эталонных источников и синхротрона в оптический тракт.

Уравнения, описывающие сигналы спектрального компаратора в зависимости от интенсивности компонентов УФ-излучения, поляризованных в плоскостях равновесной орбиты и в перпендикулярной, можно представить в виде

$$U_c = \int_{\psi_0} I_c^{\parallel}(\psi, \lambda) \tau^{\parallel}(\psi, \lambda) S^{\parallel}(\lambda) \Delta \lambda \Delta \varphi d\psi + \int_{\psi_0} I_c^{\perp}(\psi, \lambda) \tau^{\perp}(\psi, \lambda) S^{\perp}(\lambda) \Delta \lambda \Delta \varphi d\psi; \quad (1)$$

$$U_n = 0,5 I_n^{\parallel}(\lambda) \int \tau^{\parallel}(\psi, \lambda) S^{\parallel}(\lambda) \Delta \lambda \Delta \varphi d\psi + 0,5 I_n^{\perp}(\lambda) \int \tau^{\perp}(\psi, \lambda) S^{\perp}(\lambda) \Delta \lambda \Delta \varphi d\psi. \quad (2)$$

Здесь U_c , U_n — сигналы спектрального компаратора, пропорциональные амплитудному значению спектральной плотности силы излучения синхротрона и спектральной плотности силы излучения вторичного эталонного плазменного излучателя, соответственно; ψ_0 — апертурный угол оптической системы спектрального компаратора в плоскости, перпендикулярной плоскости равновесной орбиты; $I_c^{\parallel}(\psi, \lambda)$, $I_c^{\perp}(\psi, \lambda)$ — амплитудные значения спектральной плотности силы синхротронного излучения, поляризованного соответственно в плоскостях орбиты и перпендикулярной; $I_n^{\parallel}(\lambda)$, $I_n^{\perp}(\lambda)$ — спектральные плотности силы излучения вторичного эталонного источника, поляризованного соответственно в плоскостях орбиты и перпендикулярной; $\tau^{\parallel}(\psi, \lambda)$, $\tau^{\perp}(\psi, \lambda)$, $S^{\parallel}$, $S^{\perp}$ — коэффициенты пропускания спектрального прибора и спектральные чувствительности фоторегистрирующей системы компаратора для излучения, поляризованного в плоскостях орбиты и перпендикулярной; $\Delta \lambda$ — спектральное разрешение компаратора; $\Delta \varphi$ — апертурный угол оптической системы компаратора в плоскости равновесной орбиты.

Излучение плазменного источника не поляризовано, поэтому в (2) интенсивность излучения делится поровну между поляризационными компонентами. Для передачи единиц спектрорадиометрических величин вторичным эталонным источникам излучения необходимо решить систему уравнений (1), (2) и определить спектральную плотность силы $I_n(\lambda)$ излучения вторичного плазменного излучателя. Апертурный угол оптической системы спектрального компаратора $\psi_0 = 10$ мрад, что позволяет обеспечить однородность углового распределения интенсивности поляризационных компонентов при передаче единицы спектральной плотности силы излучения для синхротрона и плазменного излучателя.

Апертурная диафрагма установлена на сферическом зеркале, создающем изображение излучающей области орбиты синхротрона и вторичного эталонного плазменного источника УФ-излучения в плоскости входной щели, общей для двух спектральных приборов УФ и видимого спектральных диапазонов. Общий вид спектрального компаратора представлен на рис. 2.

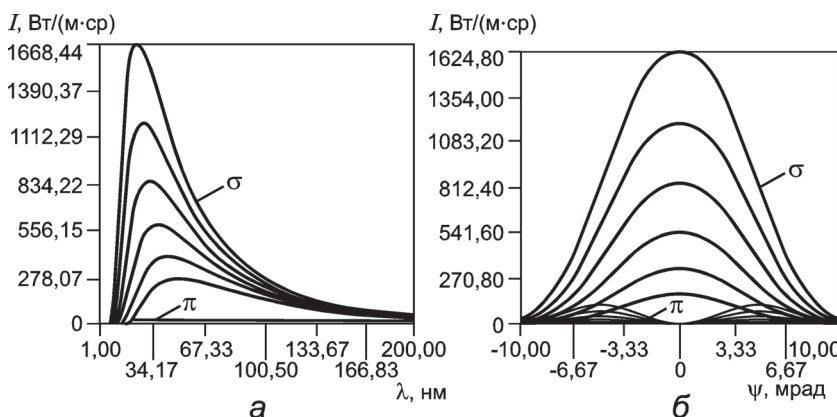


Рис. 1. Спектральное (а) и угловое (б) распределения интенсивности синхротронного излучения отдельного электрона; ψ — угол отклонения от плоскости орбиты; σ , π — поляризационные компоненты

Уравнение, описывающее калибровку спектральной плотности силы излучения вторичных эталонных плазменных излучателей для спектрального компаратора ускорителя с сильным магнитным полем с учетом угловой однородности потока синхротронного излучения в пределах апертурной диафрагмы и равенства спектральных чувствительностей приемника излучения спектрального компаратора для поляризационных компонентов $S^{\parallel}(\lambda) = S^{\perp}(\lambda)$, имеет вид

$$I_n(\lambda) = \frac{2U_n}{U_c} \frac{I_c^{\perp}(\lambda)[v(\lambda)T(\lambda)+1]}{[T(\lambda)+1]}, \quad (3)$$

где $\tau^{\parallel}(\lambda)/\tau^{\perp}(\lambda) = T(\lambda)$; $I^{\parallel}(\lambda)/I^{\perp}(\lambda) = v(\lambda)$; $I^{\perp}(\lambda_0)/I^{\parallel}(\lambda) = v^{\perp}(\lambda, \lambda_0)$.

Оптическая схема компаратора позволяет проводить измерения сигналов, пропорциональных спектральной плотности силы излучения синхротрона и вторичных эталонных плазменных излучателей, одновременно в двух областях спектра: УФ на длине волны λ и видимой на длине волны λ_0 . Поэтому уравнения (1)—(3) можно записать для λ_0 , и (3) примет вид

$$I_n(\lambda) = I_n(\lambda_0) = \frac{U_n(\lambda)U_c(\lambda_0)}{U_n(\lambda_0)U_c(\lambda)} \frac{[1+T(\lambda_0)]}{[1+T(\lambda)]} \frac{[1+v(\lambda)T(\lambda)]}{[1+v(\lambda_0)T(\lambda_0)]} v^{\perp}(\lambda, \lambda_0), \quad (4)$$

где $I_n(\lambda_0)$ — спектральная плотность силы излучения вторичного эталонного дейтериевого излучателя или твердотельного излучателя на длине волны λ_0 в видимой области.

Таким образом, для определения спектральной плотности силы излучения вторичных эталонных плазменных излучателей используют результаты расчета спектральных энергетических поляризационных характеристик излучения синхротрона и измерения относительного коэффициента пропускания компаратора для поляризационных σ - и π -компонентов. Для абсолютизации относительной спектральной плотности силы излучения с применением синхротронного излучения электронных накопительных колец в видимой области спектра, т. е. для определения $I(\lambda_0)$ служит фильтровый радиометр на основе телескопа с охлаждаемой ПЗС-матрицей.

Режим большого сгустка, обеспечивающий постоянное отношение поляризационных компонентов синхротронного излучения в пределах апертурного угла, реализуется за счет увеличения амплитуды осевых колебаний электронов и достигается оптимизацией показателя спада ведущего магнитного поля синхротрона. При этом отношения поляризационных компонентов синхротронного излучения в пределах апертурного угла, входящие в (4), с высокой точностью рассчитывают как [9]:

$$v(\lambda) = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_c^{\parallel}(\psi, \lambda) d\psi}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_c^{\perp}(\psi, \lambda) d\psi}; \quad (5)$$

$$v(\lambda_0) = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_c^{\parallel}(\psi, \lambda_0) d\psi}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_c^{\perp}(\psi, \lambda_0) d\psi}; \quad (6)$$

$$v^{\perp}(\lambda, \lambda_0) = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_c^{\perp}(\psi, \lambda) d\psi}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_c^{\perp}(\psi, \lambda_0) d\psi}. \quad (7)$$

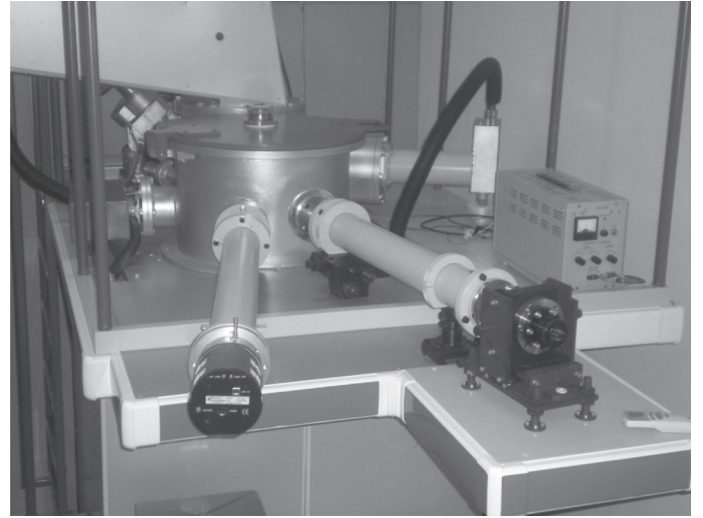


Рис. 2. Общий вид спектрального компаратора

Спектральную плотность силы синхротронного излучения поляризационных компонентов в выражениях (5)—(7) вычисляют в соответствии с теорией Швингера

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

где $I_c(\psi, \lambda) = I_c^{\parallel}(\psi, \lambda) + I_c^{\perp}(\psi, \lambda)$; N , e — число и заряд электронов; c — скорость света; R — радиус орбиты синхротрона; γ — релятивистский фактор, $\gamma = E/E_0$, E , E_0 — энергия движения и покоя электрона; λ_c — критическая длина волны; $\lambda_c = (4/3)\pi R\gamma^3$; $K_{1/3}$, $K_{2/3}$ — специальные функции МакДональда; $\xi = [\lambda_c/(2\lambda)][1 + (\gamma\psi)^2]^{3/2}$.

Для измерений $T(\lambda)$, $T(\lambda_0)$ из (4) применяют высокодобротные шестизеркальные поляризаторы, для снижения неопределенностей калибровки в составе спектрального компаратора используют вакуумные монохроматоры, построенные по схеме нормального или скользящего падения и служащие для выделения поляризационных σ - и π -компонентов. Фильтровый радиометр-компаратор включает апертурную диафрагму, телескоп, систему узкополосных оптических фильтров и охлаждаемую ПЗС-матрицу и предназначен для сравнения спектральной плотности потока синхротронного излучения синхротрона и электронного накопительного кольца [10].

Сигналы фильтрового радиометра-компаратора $C_{\Sigma, c}$, C_n пропорциональны энергетической экспозиции синхротронного излучения соответственно накопительного кольца и излучения вторичного дейтериевого плазменного излучателя на длине волны λ_0 :

$$C_{\Sigma, c} = \Delta\varphi\psi_0\Delta t_{\Sigma, c} \int_{\varepsilon} I_{\Sigma, c}(\lambda_0 - \varepsilon)\tau(\lambda_0 - \varepsilon)S_{ПЗС}(\lambda_0 - \varepsilon)d\varepsilon;$$

$$C_n = \Delta\varphi\psi_0\Delta t_n \int_{\varepsilon} I_n(\lambda_0 - \varepsilon)\tau(\lambda_0 - \varepsilon)S_{ПЗС}(\lambda_0 - \varepsilon)d\varepsilon.$$

Здесь ε — отклонение длины волны от максимума спектрального коэффициента пропускания фильтра радиометра-компаратора; $I_{\varepsilon, c}(\lambda_0 - \varepsilon)$ — спектральная плотность силы излучения электронного синхротрона; $\tau(\lambda_0 - \varepsilon)$ — спектральный коэффициент пропускания фильтра радиометра-компаратора; $S_{\text{ПЗС}}(\lambda_0 - \varepsilon)$ — спектральная чувствительность ПЗС-матрицы; $\Delta t_{\varepsilon, c}$, $\Delta t_{\text{п}}$ — время экспозиции ПЗС-матрицы при измерении сигналов от синхротронного излучения и дейтериевого плазменного излучателя.

Радиометр-компаратор включает узкополосный, симметричный относительно λ_0 фильтр, так что спектральные плотности потока и синхротронного излучения накопительного кольца, и излучения вторичного дейтериевого плазменного излучателя, линейные в пределах пропускания фильтра, линейно зависят от длины волны. Для исключения нелинейности характеристики ПЗС-матрицы время экспозиции выбирают таким, чтобы отношение сигналов $C_{\text{п}}/C_{\varepsilon, c} = 1$. Тогда (4) принимает вид

$$I_{\text{п}}(\lambda) = I_{\varepsilon, c}(\lambda_0) \times \frac{\Delta t_{\varepsilon, c} U_{\text{п}}(\lambda) U_{\varepsilon}(\lambda_0) [1 + T(\lambda_0)]}{\Delta t_{\text{п}} U_{\varepsilon}(\lambda) U_{\text{п}}(\lambda_0) [1 + T(\lambda)]} \frac{[1 + v(\lambda) T(\lambda)]}{[1 + v(\lambda_0) T(\lambda_0)]} v^{\perp}(\lambda, \lambda_0). \quad (8)$$

В соответствии с (8) основными источниками суммарной неопределенности, возникающей при калибровке вторичных эталонных плазменных излучателей с использованием синхротронного излучения, являются следующие неопределенности:

расчета $I_{\varepsilon, c}(\lambda_0)$ на длине волны λ_0 , возникающая при измерении энергии и числа электронов электронного накопительного кольца;

передачи единицы спектральной плотности силы излучения на длине волны λ_0 вторичному эталонному дейтериевому излучателю при измерении времени экспозиции ПЗС-матрицы;

измерения импульсных сигналов спектрального компаратора с учетом рассеянного излучения и высших порядков дифракции;

расчета спектральных энергетических поляризационных характеристик излучения синхротрона с сильным магнитным полем;

измерения относительного коэффициента пропускания спектрального компаратора для поляризационных σ - и π -компонентов;

учета влияния конечных осевых, радиальных и фазовых размеров электронного сгустка синхротрона с сильным магнитным полем на характеристики синхротронного излучения;

определения равновесного радиуса электронной орбиты синхротрона;

калибровки спектрального компаратора по длинам волн в области вакуумного УФ.

Относительная расширенная неопределенность (при коэффициенте охвата $k = 2$) калибровки вторичных эталонных плазменных излучателей в спектральном диапазоне 400 — 1 нм составляет 0,8—3,0 %.

Таким образом, разработанные методы калибровки вторичных эталонных плазменных излучателей, основанные на использовании синхротрона с сильным магнитным полем, позволяют решить проблему как вакуумного сопряжения камер ускорителя и плазменного излучателя, так и учета степени поляризации синхротронного излучения. Компарирование характеристик синхротронного излучения накопитель-

ного кольца и электронного синхротрона в видимом диапазоне с применением телескопа и охлаждаемой ПЗС-матрицы обеспечивает решение задачи абсолютизации относительного спектра синхротрона. Анализ методов калибровки вторичных эталонных плазменных излучателей на основе синхротронного излучения показывает, что наибольшее влияние на точность результата калибровки оказывает оценка уровня рассеянного излучения в спектральном компараторе. Для увеличения точности калибровки предполагается использовать как возможность изменения энергии электронов в процессе калибровки эталонных плазменных излучателей, так и создание специальных фильтров на основе многослойных наноструктур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007—2013 годы», научно-исследовательских работ по лоту (шифр «2011-1.8-518-012») «Проведение научно-исследовательских работ с использованием уникальных стендов и установок, а также уникальных объектов научной инфраструктуры (включая обсерватории, ботанические сады, научные музеи и др.) по основным направлениям реализации Программы» (государственный контракт № 16.518.11.7103).

Л и т е р а т у р а

1. Richter M. e. a. Metrology of pulsed radiation for 157-nm lithography // Appl. Opt. 2002. V. 41. P. 7167—7172.
2. Banine V. e. a. The relationship between EUV source and the performance of an EUV lithographic system // Proc. SPIE. 2000. V. 3997. P. 126—135.
3. Золотаревский Ю. М. и др. Использование синхротронного излучения для исследования многослойных наноструктур // Измерительная техника. 2010. № 7. С. 32—35; Zolotarevskii Yu. M. e. a. Use of synchrotron radiation for studying multilayer nanostructures // Measurement Techniques. 2010. V. 53. N 7. P. 772—777.
4. Beckhoff B. e. a. High-accuracy EUV metrology of PTB using synchrotron radiation // Proc. SPIE. 2001. N 4344. P. 402—413.
5. Scholze F., Tummler J., Ulm G. High-accuracy radiometry in the EUV range at the PTB soft x-ray radiometry beamline // Metrologia. 2003. N 40. P. S224—S228.
6. Brandt G. e. a. High-accuracy detector calibration for EUV metrology at PTB // Proc. SPIE. 2002. N 4688. P. 680—689.
7. Аневский С. И. и др. Спектрорадиометрия оптического излучения. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 2000. Т. 2. С. 532—533.
8. Аневский С. И. Исследование характеристик синхротронного излучения первичного и вторичных эталонных источников в режиме большого электронного сгустка // Метрология. 2002. № 1. С. 20—30.
9. Аневский С. И. Эталонные источники синхротронного излучения // Метрология. 2001. № 12. С. 15—30.
10. Аневский С. И. и др. Разработка и исследование измерительного комплекса энергетической яркости в области вакуумного и ближнего ультрафиолета на основе ПЗС-матриц // Измерительная техника. 2010. № 7. С. 26—31; Anevsky S. I. e. a. Development and study of a radiance measurement system based on a CCD array in the vacuum and near ultraviolet region // Measurement Techniques. 2010. V. 53. N 7. P. 764—771.

Дата принятия 24.05.2012 г.