

Оптимизация параметров эталонного источника синхротронного излучения с сильным магнитным полем для калибровки ультрафиолетовых плазменных излучателей и интегральных радиометров-дозиметров

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

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

Исследована возможность повышения точности воспроизведения и передачи единиц спектрометрических величин для эталонного источника синхротронного излучения благодаря созданию магнитной системы с оптимальным показателем спада для раскачки осевых бетатронных колебаний. Проведен сравнительный анализ методов воспроизведения и передачи единиц на электронном накопительном кольце SURF-III NIST и синхротроне ВНИИОФИ и показана необходимость учета электронного эмиттанса источников синхротронного излучения для обеспечения высокого уровня точности национальных эталонов.

Ключевые слова: синхротронное и ультрафиолетовое излучения, эталонные плазменные излучатели, электронный эмиттанс, показатель спада магнитного поля, интегральные многоканальные радиометры-дозиметры.

The ability to accurate the reproducibility and transmission of standard spectroradiometry units for standard synchrotron radiation source by using of optimal magnetic field index for betatron oscillations excitation was investigated. The comparative analysis of spectroradiometry units reproduction and transmission methods on the SURF-III NIST electronic storage ring and VNIIOFI synchrotron demonstrates the need to take into account the electron emittance of synchrotron radiation sources to ensure the high level of national standards accuracy.

Key words: synchrotron and UV radiations, standard plasma sources, electron emittance, magnetic field index, integral multichannel radiometers-dosimeters.

Развитие техники экстремального вакуумного ультрафиолета (УФ) для задач нанотехнологий, нанолитографии, плазменных энергетических установок и космических исследований стимулировало работы ведущих национальных метрологических институтов по изучению характеристик плазменных излучателей с использованием синхротронного излучения [1]. Для проведения калибровок излучателей, интегральных радиометров-дозиметров, спектрометрических приемников излучения в областях вакуумного, экстремального и воздушного УФ необходимо создание стабильных эталонных плазменных излучателей на основе эффектов капиллярного разряда, плазменного фокуса, Z-пинча, электронно-циклотронного резонанса, лазерной плазмы, переходного и тормозного излучений и др. Методы калибровки основаны на использовании свойств синхротронного излучения в режиме больших осевых размеров электронного сгустка [2—5]. Чтобы повысить точность калибровки эталонных плазменных излучателей с применением электронного синхротрона с сильным магнитным полем (ЭССМП), оптимизируют характеристики магнитной системы с показателем спада, обеспечивающим максимальное увеличение амплитуды осевых колебаний ускоренных электронов. Влияние осевого (вертикального) эмиттанса на точность расчета характеристик синхротронного УФ-излучения особенно велико как для слабофокусирующего электронного накопительного кольца SURF-III (НИСТ, США), так и для ЭССМП (ВНИИОФИ, Рос-

сия). Сравнительный анализ метрологических характеристик источников синхротронного излучения, используемых для калибровки эталонных плазменных излучателей, позволяет сформировать требования к показателю спада магнитного поля синхротрона [2, 4, 6]. Эти характеристики являются функцией энергии электрона, радиуса орбиты, длины волны, тока электронного пучка и частоты ускоряющего электрического поля, при этом энергия электрона и радиус орбиты определяются индукцией ведущего магнитного поля и частотой ускоряющего электрического поля. Использование уравнения для силы Лоренца позволяет определить энергию электронов [7—9]:

$$E = Bec^2/(\pi v_{RF}),$$

где B — индукция магнитного поля; e — заряд электрона; c — скорость света в вакууме; v_{RF} — частота ускоряющего электрического поля.

Условие синхронизма позволяет определить радиус орбиты как

$$\rho = \sqrt{\left(\frac{c}{\pi v_{RF}}\right)^2 - \left(\frac{m_e c}{Be}\right)^2},$$

где m_e — масса покоя электрона.

Наличие железного магнита в электронном накопительном кольце ограничивает индукцию магнитного поля значением 1,23 Тл, а применение безжелезного магнита в синхротроне позволяет получать импульсы сильного магнитного поля амплитудой 10 Тл и длительностью несколько микросекунд. Это обеспечивает энергию электронов 380 МэВ в накопителе при радиусе орбиты 837 мм и 50 МэВ в синхротроне при радиусе орбиты всего 17 мм при близком спектральном распределении источников синхротронного излучения. Синхротрон является относительно простым экономичным излучателем, адекватным по требованиям вакуумной и радиационной безопасности задаче калибровки эталонных плазменных излучателей, длительность импульсов которых лежит в микросекундном диапазоне.

Так же как и для электронного накопительного кольца SURF-III, для ЭССМП большинство равновесных параметров рассчитываются аналитически. Осевой (вертикальный) эмиттанс определяется выражением [7, 10]:

$$\varepsilon_y = C_q \beta_y / (J_v \rho).$$

Здесь C_q — константа возбуждения Сэнда; β_y — бета-функция Твисса; J_v — вертикальный безразмерный декремент радиационного затухания.

Гауссовы распределения электронов сгустка вдоль оси и по углам соответственно характеризуются средними квадратическими отклонениями (СКО) от равновесной орбиты

$$\sigma_y = \sqrt{\varepsilon_y \beta_y}; \quad \sigma'_y = \sqrt{\varepsilon_y / \beta_y}.$$

Для накопительного кольца SURF-III при показателе спада магнитного поля $n = 0,594$ согласно теоретической оценке электронный осевой эмиттанс $\varepsilon_y = \sigma'_y \sigma_y = 0,677$ мкрад $\cdot$ 0,732 мкм [11]. Действительное значение осевого эмиттанса для накопительного кольца SURF-III больше теоретического вследствие связи между радиальными и осевыми колебаниями. При этом измерение осевого размера пучка позволяет оценить коэффициент связи между колебаниями. Кроме того, накопительное кольцо SURF-III имеет малый осевой размер сгустка и соответственно малое время жизни пучка электронов. Для увеличения этого времени проводится дополнительная искусственная раскачка осевых бетатронных колебаний, после чего осевой размер пучка и угловой разброс скоростей электронов существенно увеличиваются [12 — 14]. По результатам измерений осевого размера пучка рассчитывается новое значение эмиттанса ε_{y1} , так как осевая бетатронная функция зависит только от характеристик магнитного поля и остается постоянной при изменении размера пучка [5]. Результирующее угловое осевое распределение векторов скоростей электронов пучка характеризуется новыми СКО [14, 15] и эмиттансом:

$$\sigma'_{y1} = \sqrt{\varepsilon_{y1} / \beta_y} = \sigma_{y1} / \beta_y; \quad \varepsilon_{y1} = \sigma_{y1}^2 / \beta_y.$$

Для накопительного кольца SURF-III искусственная раскачка осевых бетатронных колебаний увеличивает СКО от равновесной орбиты до $\sigma_{y1} = 0,425$ мм, СКО углов векторов скоростей электронов от медианной плоскости достигает

$\sigma'_{y1} = 391$ мкрад, а эмиттанс $\varepsilon_{y1} = 1,660 \cdot 10^5$ мкм $\cdot$ мкрад. Эти данные позволяют оценить влияние большого эмиттан-

са на спектральные энергетические и поляризационные характеристики эталонного источника синхротронного излучения. Аналогично для ЭССМП при показателе спада магнитного поля $n = 0,051$ согласно теоретической оценке СКО углов векторов скоростей электронов от медианной плоскости составляет 17 мрад, что совпадает с результатами измерений [4]. Большой осевой эмиттанс приводит к тому, что уравнение Швингера [16], применяемое для расчета характеристик синхротронного излучения отдельного электрона на идеальной орбите, но не учитывающее электронный эмиттанс, не может быть прямо использовано для радиометрических расчетов, как в случае электронных накопительных колец с жесткой фокусировкой, например MLS и BESSY-II [2]. Увеличение осевого размера электронного сгустка ЭССМП обеспечивает высокую точность расчета относительной спектральной плотности потока синхротронного излучения [4]. Для абсолютизации относительного спектра синхротронного излучения служит метод, основанный на сравнении спектральных плотностей силы излучения синхротрона и накопительного кольца в одноэлектронном режиме.

Амплитуда A_z осевых бетатронных колебаний ЭССМП определяется показателем спада, т. е. градиентом ведущего магнитного поля синхротрона в осевом направлении и амплитудой напряженности ускоряющего СВЧ-поля в соответствии с выражением

$$A_z = \frac{c}{\omega_0 \sqrt{\chi \gamma}} \left[\frac{3eE_0}{m_e c \omega_0} \right]^{1/3},$$

где ω_0 , E_0 — частота и амплитуда напряженности ускоряющего поля; χ — показатель спада магнитного поля в осевом направлении; γ — релятивистский фактор.

Для улучшения метрологических характеристик эталонного источника синхротронного излучения проведена модернизация магнитной системы на основе настройки и контроля показателя спада магнитного поля для раскачки осевых колебаний ЭССМП. Получено оптимальное значение показателя спада $n = 0,027$, обеспечивающее максимальную амплитуду осевых колебаний при наименьших потерях числа ускоренных электронов. Для ЭССМП при амплитуде напряженности ускоряющего СВЧ-поля 15 кВ/см, энергии частиц 50 МэВ, частоте СВЧ-поля 3 ГГц значение СКО углов векторов скоростей электронов от медианной плоскости достигает 26 мрад, и в этом случае электронный эмиттанс полностью определяет угловые характеристики синхротронного излучения.

Спектральное угловое распределение силы излучения отдельного электрона описывается уравнением для двух компонентов, поляризованных в плоскости орбиты $I_{||}(\psi, \lambda)$ и в перпендикулярной плоскости $I_{\perp}(\psi, \lambda)$ [16]:

$$I(\psi, \lambda) = I_{||}(\psi, \lambda) + I_{\perp}(\psi, \lambda);$$

$$I_{||}(\psi, \lambda) = \frac{27Ne^2c}{32\pi^3\rho^3} \left(\frac{\lambda_K}{\lambda} \right)^4 \gamma^8 \left[1 + (\gamma\psi)^2 \right]^2 K_{2/3}^2(\zeta);$$

$$I_{\perp}(\psi, \lambda) = \frac{27Ne^2c}{32\pi^3\rho^3} \left(\frac{\lambda_K}{\lambda} \right)^4 \gamma^8 \left[1 + (\gamma\psi)^2 \right] (\gamma\psi)^2 K_{1/3}^2(\zeta),$$

где ψ — угол отклонения от плоскости орбиты; λ — длина волны; N — число ускоренных электронов; λ_K — критическая

длина волны, $\lambda_k = 4\pi\rho/(3\gamma^3)$; $K_y(\zeta)$ — модифицированные функции Бесселя, $y = 1/3, 2/3$, $\zeta = \frac{\lambda_k}{2\lambda} \left[1 + (\gamma\psi)^2 \right]^{3/2}$.

Результирующее угловое распределение векторов скоростей электронов пучка характеризуется СКО, учитывающим размер d электронного пучка:

$$\sigma_y'' = \sqrt{\sigma_y'^2 + (\sigma_y/d)^2}.$$

Угловое распределение силы излучения с учетом электронного эмиттанта рассчитывается численно по формуле [17]:

$$\begin{aligned} I'(\psi, \lambda) &= \int_{-\pi}^{\pi} I(\psi - y, \lambda) \exp\left(-\frac{y^2}{2(\sigma_y'')^2}\right) dy = \\ &= I(\psi, \lambda) \exp\left(-\frac{\psi^2}{2(\sigma_y'')^2}\right). \end{aligned}$$

Для диафрагмы с вертикальным $\Delta\psi$ и горизонтальным $\Delta\varphi$ угловыми размерами спектральная плотность потока излучения выражается как

$$P(\lambda) = \Delta\varphi \int_{-\Delta\psi/2}^{\Delta\psi/2} I(\psi, \lambda) \exp\left(-\frac{\psi^2}{2(\sigma_y'')^2}\right) d\psi.$$

В случае большого электронного эмиттанта $\psi^2/[2(\sigma_y'')^2] \ll 1$

спектральная плотность потока синхротронного излучения, выделяемая апертурной диафрагмой, определяется универсальной функцией

$$P(\lambda) = T \frac{3^{5/2}}{16\pi^2} \frac{e^2 c}{\rho^3} \gamma^7 \left(\frac{\lambda_k}{\lambda}\right)^3 \int_{\lambda_k/\lambda}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta,$$

где T — коэффициент, учитывающий угловой размер апертурной диафрагмы компаратора; η — переменная интегрирования.

Степень линейной поляризации синхротронного излучения отдельного электрона рассчитывается по формуле [18]:

$$D_{\text{лин}}(\psi, \lambda) = \frac{I_{\parallel}(\psi, \lambda) - I_{\perp}(\psi, \lambda)}{I_{\parallel}(\psi, \lambda) + I_{\perp}(\psi, \lambda)},$$

а для линейной поляризации потока синхротронного излучения, проходящего через апертурную диафрагму, эта величина выражается в виде

$$D_{\text{лин}}(\lambda) = \frac{\int_{-\Delta\psi/2}^{\Delta\psi/2} I_{\parallel}(\psi, \lambda) - I_{\perp}(\psi, \lambda)}{\int_{-\Delta\psi/2}^{\Delta\psi/2} I_{\parallel}(\psi, \lambda) + I_{\perp}(\psi, \lambda)} d\psi.$$

Для большого электронного эмиттанта степень линейной поляризации не зависит от угла:

$$D_{\text{лин}}(\lambda) = (v_0(\lambda) - 1) / (v_0(\lambda) + 1);$$

$$v_0(\lambda) = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_{\parallel}(\psi, \lambda) d\psi}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_{\perp}(\psi, \lambda) d\psi}.$$

Таким образом, угловое распределение ЭССМП определяется электронным эмиттансом, при этом спектральная плотность потока синхротронного излучения, попадающего в апертурную диафрагму оптической системы компаратора, рассчитывается как часть полного потока данного излучения, проинтегрированного по всем углам.

Было установлено, что отклонения спектральной плотности потока синхротронного излучения, проходящего через апертурную диафрагму компаратора электронного накопительного кольца SURF-III, а также степени линейной поляризации излучения от идеальных значений, рассчитанных по теории Швингера, могут составлять десятки процентов в зависимости от длины волны. Поэтому оптимизация параметров электронного сгустка, существенно улучшает его метрологические характеристики и позволяет обеспечить высокую точность расчета спектральной плотности потока синхротронного излучения в условиях, когда его угловое распределение полностью определяется электронным эмиттансом, а спектральное распределение и степень поляризации стремятся к предельным универсальным функциям. Неопределенность результатов расчета относительной спектральной плотности потока синхротронного излучения зависит от неопределенности функции распределения векторов скоростей электронов по углам отклонения от плоскости равновесной орбиты и от спектральной зависимости соответствующей функции влияния. Оценка функции влияния проводится с использованием гауссова распределения электронов по углам отклонения от плоскости равновесной орбиты. Распределение относительной яркости синхротронного излучения при регистрации изображения сгустка совпадает с распределением электронов по координатам в его поперечном сечении, что позволяет получить суммарную стандартную неопределенность результата измерений δ_y при регистрации изображения сгустка с использованием телескопа с охлаждаемой ПЗС-матрицей, не превышающую 0,4 %. При этом максимальная точность расчета относительной спектральной плотности потока синхротронного излучения в режиме большого электронного эмиттанта достигается на длинах волн $\lambda < \lambda_k$. В табл. 1 приведены оценки неопределенностей по типу А и В расчета относительной спектральной плотности потока синхротронного излучения, обусловленные неопределенностью измерений δ_y для диапазона длин волн 0,01 — 0,40 мкм, которые показывают высокую эффективность использования большого электронного эмиттанта для спектрометрической УФ-излучения.

Таблица 1

Неопределенность расчета относительной спектральной плотности потока синхротронного излучения для различных длин волн

Оценка неопределенности по типу	Значение неопределенности, %, при λ , мкм						
	0,01	0,04	0,08	0,12	0,16	0,20	0,40
А	0,205	0,094	0,079	0,063	0,049	0,038	0,028
В	0,140	0,112	0,099	0,085	0,072	0,063	0,056

Воздействие фазовых и радиальных колебаний на характеристики синхротронного излучения проявляется гораздо слабее по сравнению с влиянием осевых колебаний. Изменения спектральной плотности потока синхротронного из-

лучения в коротковолновой части спектра при $\lambda \leq \lambda_c$, вызванные конечными фазовыми и радиальными размерами сгустка, имеют противоположную направленность и в большой степени компенсируются. Если энергия электрона увеличивается по сравнению с равновесной энергией, то возрастает спектральная плотность потока синхротронного излучения, однако при этом электрон переходит на орбиту с большим радиусом, что приводит к снижению указанной плотности. Оценка суммарного влияния радиальных и фазовых размеров сгустка на спектральную плотность потока, выраженная в виде суммарной стандартной неопределенности, на длине волны 0,01 мкм составляет менее 0,1 % и уменьшается с ростом длины волны до значения $5 \cdot 10^{-4}$ % при $\lambda = 0,40$ мкм.

Разработка и исследование эталонных плазменных излучателей проводится на основе усовершенствования дейтериевых, водородных, ксеноновых и криптоновых источников с окнами из фтористого магния и сапфира, а также импульсных безоконных излучателей, таких как капиллярный разряд, плазменный фокус и электронный циклотронный резонанс. Плазменные источники импульсного излучения отличаются высокой яркостной температурой и интенсивным континуумом наряду с линейчатым спектром, что требует при использовании линейчатого спектра для калибровки УФ-радиометров-дозиметров и спектрометрических методов определения спектрального разрешения, при котором проводится калибровка эталонного плазменного излучателя по источнику синхротронного излучения. Чтобы повысить стабильность и воспроизводимость метрологических характеристик эталонных плазменных излучателей, применяют специальные криогенные ловушки и многоканальную фильтровую детекторную стабилизацию излучателей. В качестве рабочих средств измерений спектральной плотности энергетической освещенности, потока и силы излучения служат спектрометрические, многоканальные и одноканальные радиометры. Одноканальные радиометры обеспечивают выделение отдельных линий, например $H\alpha$, или участков континуума с использованием фотопреобразователей в сочетании с оптическими фильтрами, спектральный коэффициент пропускания которых формируется в широком динамическом диапазоне $\pm 10^6$ мкм для соответствия требованиям спектральной коррекции.

В основе разработанных эталонных импульсных плазменных излучателей лежит эффект Z-пинча. Между двумя параллельными электродами, которые имеют отверстия для подачи рабочего газа и вывода излучения, происходит разряд. Образующаяся в разрядном промежутке плазма сжимается собственным магнитным полем тока, проходящего между электродами. Импульс энергии излучения составляет 1 — 100 Дж в однократном режиме при длительности импульса несколько микросекунд; диаметр излучающей области несколько миллиметров; для работы в частотном режиме необходимо охлаждение электродов. Чтобы стабилизировать разряд, осуществляют предварительную ионизацию поверхностным разрядом пространства между катодом и электродом поджига. В капиллярном эталонном плазменном излучателе стенки канала играют важную роль при стабилизации плазменного шнура, а состав плазмы определяется материалом капилляра, чаще всего полиформальдегидом, а также специально инжектируемым в капилляр ксеноном. Полуширина углового распределения излучения капиллярного разряда ограничена малым телесным углом 100 — 1000 мкспр.

Размещение электродов в плазменном фокусе отличается концентрическим расположением цилиндрических электродов, соединенных изолятором, и центральным положением анода. Разряд идет по поверхности изолятора, и ток течет в радиальном направлении, создавая азимутальное магнитное поле, которое выталкивает плазму на край анода и сжимает в фокус с яркостной температурой 10^5 К. Полуширина углового распределения излучения плазменного фокуса достигает 0,1 ср, что является существенным преимуществом излучателя, хотя плазменный фокус характеризуется более низкими стабильностью и воспроизводимостью спектральной плотности потока излучения от импульса к импульсу по сравнению с капиллярным разрядом. Стабилизация режима эталонного плазменного излучателя на основе плазменного фокуса приводит к ограничению энергии импульса до 10 Дж.

В плазменном излучателе на основе эффекта электронно-циклотронного резонанса применяются постоянные магниты с системой магнитного замыкания для получения аксиально-симметричного магнитного поля, образующего ловушку пробочного типа. Генерация плазмы осуществляется в вакуумном микроволновом цилиндрическом резонаторе, помещенном в магнитное поле. Изменения длительности и частоты повторения импульсов излучения обеспечиваются импульсным режимом магнетронного генератора при использовании модулятора с частичным разрядом накопительной емкости. Расстояние между магнитными дисками, закрепленными на полюсных наконечниках в замкнутом магнитном ярме, определяет напряженность поля в центре ловушки. Для оптимизации профиля напряженности компонентов магнитного поля в радиальном и аксиальном направлениях при настройке излучателя служит магнитометр. В радиальном направлении измеряется напряженность магнитного поля в медианной плоскости, где аксиальные измерения проводятся по линии, соединяющей середины магнитов. Преимуществом источника излучения на основе электронно-циклотронного резонанса является большой размер излучающей области, составляющий десятки миллиметров.

При калибровке энергетической освещенности плазменных излучателей по источнику синхротронного излучения, а также при сравнении эталонных плазменных излучателей в качестве компараторов энергетической освещенности используются фильтровые многоканальные интегральные радиометры, спектрометрические и спектрометры. Применение многоканальных радиометров (МКР) позволяет получить систему уравнений Фредгольма первого рода для определения спектрального распределения энергетической освещенности с разрешением, достаточным при решении ряда измерительных задач, таких как заатмосферный мониторинг солнечной активности, определение эффективности излучателей для фотолитографии и др. Для решения системы уравнений необходимо исключить неустойчивости, возникающие вследствие нестабильности характеристик фильтров, фотоприемников и излучателей. Алгоритм приближенного решения избыточной системы интегральных уравнений основан на спектральном распределении энергетической освещенности эталонного источника синхротронного излучения при изменении энергии электронов. Основной вклад в неопределенность результатов компарирования излучателей при помощи спектрометрических и спектрометров вносят рассеянное излучение и высшие порядки дифракции. Для измерений характеристик плазменных излучателей в рамках

международных сличений с ПТБ (Германия) использованы многоканальные интегральные радиометры-дозиметры, абсолютная спектральная чувствительность которых должна отвечать требованиям спектральной коррекции в соответствии с измерительной задачей космического мониторинга солнечной активности. В табл. 2 приведены результаты измерений абсолютной спектральной чувствительности каналов МКР, включающих высокостабильные кремниевые фотодиоды с многослойными нанопольтрами Ti/Pd и Cr/Al.

Таблица 2

Результаты измерений абсолютной спектральной чувствительности каналов МКР для различных нанопольтров кремниевых фотодиодов

Длина волны, нм	AXUV50 Ti/Pd	Длина волны, нм	AXUV50 Cr/Al
	$S_{абс}$, А/Вт		$S_{абс}$, А/Вт
2,472	1,282	8,83	0,174
2,247	1,529	8,43	0,27
2,06	2,420	7,21	0,61
1,89	4,210	6,87	1,38
1,74	7,89	6,18	2,82
1,60	13,2	5,62	5,975
1,54	16,91	5,15	10,63
1,44	23,1	4,75	16,34
1,373	29,05	4,28	26,6
1,236	43,81	3,88	40,4
1,124	57,88	3,64	51,39
1,03	70,29	3,42	63,54
0,951	79,63	3,24	75,1
0,883	85,52	3,09	85,6
0,824	88,1	2,76	112,5
0,74	87,5	2,48	139,7
0,68	85,8	2,25	155,3
0,66	83,82	2,06	53,7

В заключение следует отметить, что модернизация электронного синхротрона с сильным магнитным полем на основе разработанных методов настройки и контроля характеристик магнитной системы с оптимальным показателем спада для раскачки осевых колебаний обеспечивает повышение точности передачи единиц спектрорадиометрических величин эталонным плазменным излучателям, работающим на эффектах капиллярного разряда, плазменного фокуса и электронно-циклотронного резонанса. При калибровке эталонных плазменных излучателей с использованием синхротронного излучения в качестве компараторов энергетической освещенности служат интегральные многоканальные радиометры-дозиметры и спектрорадиометры УФ-излучения.

Проведенный сравнительный анализ методов воспроизведения и передачи единиц на электронном накопительном кольце SURF-III и ЭССМП указывает на необходимость учета осевых размеров электронного пучка слабофокусирующих источников синхротронного излучения для обеспечения высокого уровня точности национальных эталонов, а также особенностей излучателей при подготовке международных сличений эталонов спектральной плотности энергетической освещенности и силы излучения в области экстремального вакуумного ультрафиолета.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического 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).

Литература

1. Harilal S. S. e. a. Spectral control of emission from tin doped targets for extreme ultraviolet lithography // J. Phys. D. 2006. N 39. P. 484—487.
2. Arp U. Influence of the Vertical Emittance on the Calculability of the Synchrotron Ultraviolet Radiation Facility // J. Res. NIST. 2002. N 107. P. 419—423.
3. Thornagel R. e. a. The electron storage ring BESSY as a primary standard source a radiometric comparison with a cryogenic electrical substitution radiometer in the visible// Metrologia. 1995/96. N 32. P. 459—462.
4. Аневский С. И. Исследование характеристик синхротронного излучения первичного и вторичных эталонных источников в режиме большого электронного сгустка // Метрология. 2002. № 1. С. 20—30.
5. Handbook of Accelerator Physics and Engineering / Eds. A. W. Chao, M. Tigner. New Jersey, River Edge: World Scientific, 1999.
6. Furst M. L. e. a. The conversion of SURF II to SURF III // Proc. Particle accelerator conf. / Eds. A. Luccio, W. MacKay. Piscataway (NJ, USA): IEEE, 1999. P. 2388—2390.
7. Wiedemann H. Particle accelerator physics. N.Y.: Springer-Verlag, 1993.
8. Hughey L. R., Schaefer A. R. Reduced absolute uncertainty in the irradiance of linearity of x-ray, xuv and uv detectors // Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A. 1982. N 195. P. 367.
9. Schaefer A. R., Hughey L. R., Fowler J. B. Direct determination of the stored electron beam current at the NBS electron storage ring, SURF-II // Metrologia. 1984. N 19. P. 131—136.
10. Sands M. Physics with intersecting storage rings. N.Y.: Acad. Press, 1971.
11. Arp U. e. a. SURF III — an improved storage ring for radiometry // Metrologia. 2000. N 37. P. 357.
12. Arp U. Diffraction and depths-of-field effects in electron beam imaging at SURF III // Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A. 2001. N 462. P. 568.
13. Rakowsky G., Hughey L. R. SURF'S Up at NBS: A progress report // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1979. N NS-26. P. 3845.
14. Arp U. e. a. Studes of intensity noise the synchrotron ultraviolet radiation facility // Rev. Sci. Inst. 2002. N 73. P. 1417.
15. Arp U. e. a. Phys. Rev. ST Accelerators Beams. 2001. N 4. P. 054401. [Электрон. версия] <http://link.aps.org/ab-stract/PRSTAB/v4/e054401> (дата обращения 30.06.2012).
16. Schwinger J. On the classical radiation of accelerated electrons// Phys. Rev. 1949. N 75. P. 1912.
17. Press W. H. e. a. Numerical recipes in C. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992.
18. Duke P. J. Synchrotron radiation, V. 3. Oxford ser. on synchrotron radiation. Oxford: Oxford Univ. Press, 2000.

Дата принятия 22.08.2012 г.