

09;10;12

МЕТРОЛОГИЧЕСКИЙ АСПЕКТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОНДУЛЯТОРОВ С ПЕРЕСТРАИВАЕМЫМ ФАЗОВЫМ СОСТОЯНИЕМ

© А.В.Кожевников, А.Ф.Медведев

Научно-исследовательский институт ядерной физики
при Томском политехническом институте им. С.М. Кирова,
634061 Томск, Россия
(Поступило в Редакцию 11 ноября 1995 г.)

Рассматриваются перспективы использования ондуляторного излучения в метрологических измерениях и, в частности, для мониторингирования протонных пучков в строящихся коллайдерах. Определены основные погрешности в измерениях по ондуляторному излучению, связанные с наличием поперечного градиента магнитного поля в ондуляторе. Разработана методика проведения измерений, основанная на использовании ондулятора с перестраиваемым фазовым состоянием, позволяющая устранить погрешность из-за градиента магнитного поля. Приведены оценки погрешности измерений, обусловленные неточностью геометрической установки фазы.

Введение

Оптические методы измерения параметров пучков заряженных частиц по синхротронному излучению достаточно широко используются при метрологическом обеспечении физических экспериментов на электронных накопительных кольцах. Для протонных ускорителей на энергию до нескольких сотен ГэВ спектр синхротронного излучения лежит в субмиллиметровом и далеком инфракрасном диапазонах длин волн, где отсутствуют достаточно чувствительные и надежные детекторы излучения. В оптическом диапазоне длин волн излучение от протонов с такими энергиями может быть получено из "коротких магнитов" и из ондуляторов. Предположение использовать ондуляторное излучение (ОИ) протонов для измерения тока и профиля пучка было сделано в работах [1,2] без обсуждения метрологических проблем, возникающих при этом. Среди очевидных — как устранить влияние неоднородности магнитного поля в межполюсном зазоре на спектр и интенсивность ОИ ансамбля частиц, обладающих неконтролируемыми дисперсией распределения и координатой [3]. Оценки показывают, что для вертикального размера протонного пучка 1 мм пренебрежение

этим эффектом дает погрешность при определении тока и профиля пучка в несколько процентов. Видимо, это одна из причин, почему ОИ до сих пор не используется для мониторингования пучков в ускорительной технике. Нами предлагается методика измерений ОИ, основанная на использовании ондулятора с перестраиваемым фазовым состоянием (ОПФС), которая позволяет устранить погрешности, обусловленные как градиентом магнитного поля в межполюсном зазоре, так и неточностью изготовления магнитов периодической структуры ондулятора. При данном методе измерения остается погрешность, связанная с неточностью геометрического позиционирования современными средствами позволяют проводить измерения параметров пучка по ОИ с погрешностью $\approx 10^{-3}$ и меньше.

Структурная схема ОПФС

Схема ОПФС приведена на рис. 1. Магнитная периодическая структура ОПФС образована двумя рядами (блоками) магнитных полюсов, разделенных межполюсным зазором $2h_1$. Число полюсов (полупериодов) в каждом блоке равно N . Конструкция крепления блоков ОПФС на прямолинейном участке накопителя позволяет осуществлять продольное перемещение одного блока относительно другого на величину r , измеряемую в единицах полупериода блоков ондулятора p и характеризующую фазовое состояние ондулятора. Величина r в общем случае может быть ограничена $r_{\max} = L_{\max}/p$, где L_{\max} — максимальная длина области пространственного перемещения блоков, ограничиваемая длиной прямолинейного промежутка.

Основные соотношения для ОПФС

Теория ОИ разработана достаточно подробно (смотри, например, [4]), однако для количественных оценок мы воспользуемся результатами работ [5,6] для безжелезного плоского электромагнитного ондулятора в приближении неограниченной ширины его полюсов и достаточности дипольного приближения. Также предположим, что ОИ распространяется в пространстве без ограничения его индиктрисы и полностью захватывается детектором излучения. В этом случае поток

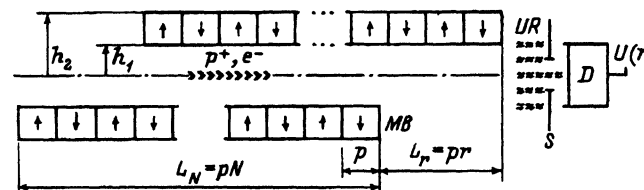


Рис. 1. Схема ондулятора с перестраиваемым фазовым состоянием.

MB — блок магнитов ондулятора, p — длина полупериода магнитов; $2h_1$ — межполюсной зазор в ондуляторе, r — параметр фазового состояния ондулятора, S — отверстие центральной круговой диафрагмы, D — детектор ондуляторного излучения, U — сигнал с детектора, UR — излучение из ондулятора.

реакции детектора на поток ОИ дается выражением

$$U(r) = \int_0^{\infty} A(\lambda) \frac{\nu \cdot dF(\nu, r)}{d\nu} d\lambda/\lambda = \int_0^{\infty} A(\lambda_1/\nu) \frac{\nu \cdot dF(\nu, r)}{d\nu} d\nu/\nu \quad [\text{событий/с}], \quad (1)$$

где $A(\lambda)$ — безразмерный коэффициент передачи канала ОИ совместно с детектором на длине волны λ ; $\nu \cdot dF(\nu, r)/d\nu$ — поток фотонов ОИ в относительный интервал $d\nu/\nu = -d\lambda/\lambda$ гармоник ОИ; $\lambda_1 = p \cdot (1 + k^2)/\gamma^2$ — длина волны первой гармоники ОИ; $\nu = \lambda_1/\lambda$ — текущий номер гармоники ОИ для длины волны λ ; k — параметр дипольности ОИ; γ — лоренц-фактор излучающих частиц в ондуляторе.

Поток фотонов ОИ в относительный интервал гармоник описывается выражением

$$\nu \cdot dF(\nu, r)/d\nu = I \cdot q \cdot R(\nu, r) \quad [\text{фотон/с}], \quad (2)$$

где I — орбитальный ток частиц в накопителе $[A]$; $q = 8 \cdot (\mu_0 e_0)^3 / (\pi c h \times m_0^2) = \text{const} [A^{-3} \cdot c^{-1}]$; $R(\nu, r) = \nu \int_{-\infty}^{\infty} |H(\tau, z, r)|^2 \cdot [1 - 2\nu/\tau + 2(\nu/\tau)^2] \cdot (d\tau/\tau^2)$; $|H(\tau, z, r)| = J \cdot h_1^2 |G(\tau, z, r)| [A]$ — амплитуда модуля фурье-гармоник напряженности магнитного поля в межполюсном зазоре ондулятора; τ — текущий номер фурье-гармоники магнитного поля; z — координата частицы в ондуляторе; $J [A/m^2]$ — плотность тока в обмотках электромагнитов; $G(\tau, z, r)$ — безразмерный геометрический фактор.

Для идентичной пары блоков ОПФС с фазовым состоянием r геометрический фактор имеет вид

$$G(\tau, z, r) = 0.5 \cdot G(\tau) \{ \exp(A) + \exp(-A + i \cdot 2B) \}, \quad (3)$$

где $G(\tau) = G_0(\tau) \cdot \delta(\tau)$; $A = \pi \tau z/p$; $B = \pi(\alpha + \tau r)/2$; $\alpha = \{0, 1\}$ — коэффициент, задающий фазовое состояние ОПФС при фазе $r = 0$; $G_0(\tau) = [1 - \exp(D_2)] [\cos(\pi \tau b_1/p) - \cos(\pi \tau b_2/p)] \exp(-D_1) \cdot D_1^2$; $\delta(\tau) = [\sin(w(N - m)) / \sin(w)] \cos^m(w)$.

Здесь $D_1 = \pi \tau h_1/p$, $D_2 = \pi \tau \cdot (h_2 - h_1)/p$, $h_2 - h_1$ — высота обмотки электромагнита (высота постоянного магнита), $2b_1$ и $2b_2$ — внутренний и внешний продольный размеры электромагнитов, $w = (1 + \tau) \cdot \pi/2$, m — степень уравниваемости движения в ОПФС $[5, 6]$ (всегда должно быть $1 \leq m \leq (N - 1)$). Для постоянных магнитов в $G_0(\tau)$ можно принять $2b_1 = 0, 2b_2 = p$, что соответствует распределению плотности токов намагниченности примерно по гармоническому закону, реализуемому в периодических структурах, а для высоты магнита принять $h_2 - h_1 = p$, так как дальнейшее наращивание высоты магнита не приводит к существенному увеличению напряженности магнитного поля на поверхности его полюса. Ширина полюсов $4p - 6p$ достаточна для обеспечения однородности магнитного поля в приосевой области $[6]$.

Из (3) для квадрата модуля получаем

$$|G(\tau, z, r)|^2 = G^2(\tau) [\text{sh}^2(A) + \cos^2(B)]. \quad (4)$$

При $r = 0$, $\alpha = \{0; 1\}$ (4) приводит к случаям $[\text{sh}^2(A) + \cos^2(B)] = = \{\text{ch}^2(A); \text{sh}^2(A)\}$ соответственно, многократно описанным в литературе, например в [3-6]. Из (4) видно, что зависимость от z входит в слагаемое $\text{sh}^2(A)$, поэтому любая разность между реакциями детектора на поток ОИ, измеренный при двух фиксированных значениях фазы r_1 и r_2 в ОПФС, отлична от нуля и не содержит зависимости по z

$$|G(\tau, z, r_1)|^2 - |G(\tau, z, r_2)|^2 = G^2(\tau) \cdot \cos(\pi\alpha) \cdot \sin(\tau\xi_+) \cdot \sin(\tau\xi_-), \quad (5)$$

где $\xi_+ = \pi r_+$, $r_+ = (r_2 + r_1)/2$, $\xi_- = \pi r_-$, $r_- = (r_2 - r_1)/2$.

Заметим, что подобный (5) результат уже получался в [7], где параметрическая зависимость от r была использована впервые для построения процедуры фурье-спектроскопии с источником ОИ на ОПФС, но без рассмотрения метрологического аспекта. Подчеркнем, что такой же вывод можно получить и в случае, если геометрические факторы блоков ОПФС различаются. Полагая $G(\tau) = \{G_1(\tau), G_2(\tau)\}$, получим

$$|G_g(\tau, z, r)|^2 = G_1(\tau) \cdot G_2(\tau) \cdot [\cos^2(B) + \text{sh}^2(A + 0.5 \cdot \ln |G_1(\tau)/G_2(\tau)|)]. \quad (6)$$

И в этом случае исчезает зависимость от z

$$|G_g(\tau, z, r_1)|^2 - |G_g(\tau, z, r_2)|^2 = G_1(\tau) \cdot G_2(\tau) \cos(\pi\alpha) \sin(\tau\xi_+) \sin(\tau\xi_-). \quad (7)$$

Соответствующим выбором в (5), (7) параметров продольного смещения r_1 , r_2 можно осуществить селекцию мод суммарно-разностных частот, дающих в (1) на детекторе ОИ разность реакций $U_{1,2} = U(r_1) - - U(r_2)$ с заданным свойством. Рассмотрим один из частных случаев селекции, приводящий к заданному метрологическому результату, для которого существенным является использование свойства симметрии дельтаобразного ядра $\delta^2(\tau)$, входящего в геометрический фактор $G^2(\tau)$, относительно интересующей пользователя ОИ реперной точки $\tau = 1$ на оси фурье-гармоник магнитного поля для переноса этого репера на ось ν гармоник ОИ.

Чтобы передать репер из τ в ν , необходимо сохранить свойство симметрии и в подынтегральном выражении $U_{1,2}$. В приближении $(N - m) \gg 1$ задача сводится к отысканию таких корней r_- для функции

$$\Xi(\nu, \tau, r_-) = (G_0^2(\tau)/\tau^2) \cdot [1 - 2\nu/\tau + 2(\nu/\tau)^2] \sin(\tau\xi_-), \quad (8)$$

которые при значении $\nu = 1$ поставляют экстремум $\Xi(\nu, \tau, r_-)$ в точке $\tau = 1$, при одновременном отборе корней r_+ тригонометрического уравнения:

$$\sin(\tau\xi_+) = 0, \quad (9)$$

переносящих репер $\tau = 1$ в $\nu = 1$, по условию отбора

$$I^* = \sup_{r_+} \left| \int_{1-2/(N-m)}^{1+2/(N-m)} \left(\int_{\nu}^{\infty} \delta^2(\tau) \sin(\tau\xi_+) \cdot d\tau \right) \cdot d\nu \right|, \quad (10)$$

поставляющему на множестве r_+ максимум реакции $U_{1,2}$. В приближении $N \gg m$, что имеет место, (10) легко вычисляется аналитически и совместно с (9) дает корень для r_+ , выбираемый из ближайших целых чисел

$$r_+ = (r_2 + r_1)/2 = (N - m)/2^{1/2}. \quad (11)$$

Для нахождения корней r_- на основании (8) получим уравнение

$$\xi_- \operatorname{ctg}(\xi_-) - g = 0, \quad (12)$$

где $g = 4 - 2[dG_0(\tau)/d\tau]/G_0(\tau)$, берется при $\tau = 1$.

Комбинируя полученные из (12) значения r_- и r_+ из (11), находим

$$\{r_1 = r_+ - r_-, \quad r_2 = r_+ + r_-\}. \quad (13)$$

Резюмируем результат: при условии (11) $\sin(\tau\xi_+)$ своими нулями подавляет амплитуду побочных максимумов в крыльях ядра $\delta^2(\tau)$ в окрестности $\tau = 1 \pm 2/(N - m)$, ставит 0 на реперную точку $\tau = 1$, а (12) с учетом корней r_- устанавливает в окрестности $\tau = 1 \pm 2/(N - m)$ плато амплитуд $\Xi(\nu, \tau, r_-)$ в (8). В итоге разность $R(\nu, r_1) - R(\nu, r_2)$ образует под знаком интеграла в (2) эквивалент производной от обобщенной функции с ядром $\delta^2(\tau) \sin(\tau\xi_+)$, а после интегрирования в (2) создает под знаком интеграла в (1) для $U_{1,2}$ дельтаобразное ядро

$$\delta_A(\nu) = \int_{\nu}^{\infty} \delta^2(\tau) \sin(\tau\xi_+) \cdot d\tau, \quad (14)$$

являющееся аппаратным контуром разностной процедуры с шириной контура, определенной по расстоянию между точками перегиба (в приближении $(N - m) > 10$),

$$(\delta\nu/\nu)_A = (\delta\lambda/\lambda)_A \approx 1.06/(N - m), \quad (15)$$

асимптотически точно $\sim 1.06185/(N - m)$, при $(N - m) \rightarrow \infty$ почти в 2 раза меньше ширины исходного контура $\delta^2(\tau)$, для которого $(\delta\tau/\tau) = 2/(N - m)$.

На практике вовсе не обязательно проводить вычисления (12) с привлечением аналитического выражения для геометрического фактора, так как (13) указывает простой путь получения корней r_- : установив величину продольного сдвига блоков ОПФС на r_+ по (11), последовательными пробными ходами $r_+ \pm r_-^*$ добиваемся нулевой разности в реакции детектора ($U_{1,2} \approx 0$) при захвате индикатрисы ОИ [4] в кольце

под углом θ^* , больши́м, чем $\theta \approx (1.06/(N - m))^{1/2}/\gamma$. Найденный таким образом корень r_-^* подставляем в (12) и находим величину g , а затем по известному g решением уравнения (12) и все остальные корни r_- . Далее, при известном множестве корней r_- выбор конкретного корня связан с компромиссом между стремлением добиться наибольшей амплитуды разностной реакции $|U_{1,2}|$, которая монотонно возрастает с ростом номера корня как $|\sin(\xi_-)|$, и пропорционально возрастающей чувствительностью разностной реакции $|U_{1,2}|$ к погрешности геометрической установки этого корня δr_- . Из соображений линейности поведения $\sin(\xi_- \cdot \tau)$ на интервале $\tau \approx (1 - 1/(N - m), 1 + 1/(N - m))$ при $(N - m) \gg 1$ оптимум приходится на значение корня r_- , ближайшего к r_{-*} по условию $|\sin(\xi_{-*})| \approx \sin(1) \approx 0.84$.

Численное моделирование

Задавшись для примера геометрическими параметрами ондулятора $h_1/p = 5/4/\pi$, $(h_2 - h_1)/p = 1$, $b_1/p = 0$, $b_2/p = 1/2$, выбранными согласно [6], получим в (12) $g \approx 7.0746$ и первых 3 корня (в порядке их возрастания): $r_- = (r_2 - r_1)/2 \approx \{1.151, 2.250, 3.310\}$; соответственно их влияние на амплитуду в (8) $\sin(\xi_-) \approx \{-0.455, 0.707, -0.827\}$.

Численное моделирование было проведено применительно к параметрам протонного коллайдера RHIC ($E \approx 25$ ГэВ, $I \approx 0.076$ А, дисперсия поперечного сечения пучка $\sigma_z \approx 0.5$ мм) и для детектора фотонов с гауссовым контуром спектральной чувствительности при максимуме на длине волны λ_0 , настроенного на первую гармонику ОИ, с дисперсией $D_0^2 \approx (\lambda_0/8)^2$.

Параметры магнитной системы ОПФС на основе Sm-Co магнитов: межполюсной зазор $2h_1 = 15$ мм; длина полупериода $p \approx 18.8$ мм; высота магнита $h_2 - h_1 \approx 18.8$ мм; длина блока $L \approx 0.622$ м; число полупериодов в блоке $N = 33$; степень уравниваемости движения $m = 2$ (крайние пары магнитов блока имеют относительно срединных амплитуды магнитного поля $1/4, 3/4$); амплитуда напряженности магнитного поля на оси межполюсного зазора $H_0 \approx 4200$ Гс; амплитуда напряженности магнитного поля на поверхности полюса Sm-Co магнита $H_h \approx 7931.4$ Гс; квадрат параметра дипольности $k^2 \approx 3.1 \cdot 10^{-7}$ (для фазы $r = 0.0$). Получающаяся длина волны первой гармоники ОИ $\lambda_0 \approx 265.4$ нм соответствует детекторам ультрафиолетовой группы чувствительности.

Для оценки полученных результатов реакцию детектора (или сигнал) будем оценивать параметрами $Q_{1,2} = 2|U(r_1) - U(r_2)|/[U(r_1) + U(r_2)]$ — для метрологически чистой составляющей в сигнале; $S_{1,2} = |U(r_1) - U(r_2)|/[U(r_1) + U(r_2)]^{1/2}$ — отношение сигнал/шум (пуассоновский шум фотонов для детектора со 100%-ным квантовым выходом); $d_{1,2} = (\delta U_{1,2}/\delta r_-)/U_{1,2}$ — нормированная чувствительность разностной реакции детектора к погрешности δr_- геометрической установки корня; $D_{1,2} = \delta r_- \cdot d_{1,2}$ — нормированная погрешность разностного сигнала детектора, вызванная погрешностью позиционирования δr_- . Для коллайдера RHIC в соответствии с порядковым номером указанных выше корней r_- получим $U(r_1) \approx \{3.20, 6.07, 3.51\} \cdot 10^{10}$;

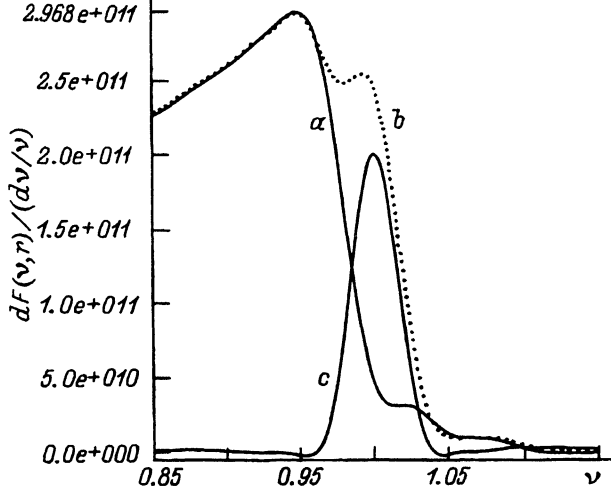


Рис. 2. Интегральный спектр потока фотонов ОИ $\nu \cdot dF(\nu, r)/d\nu$ из ондулятора с перестраиваемым фазовым состоянием для различных случаев.

$U(r_2) \approx \{3.62, 5.42, 4.27\} \cdot 10^{10}$; $U_{1,2} \approx \{0.419, 0.651, 0.761\} \cdot 10^{10}$; $Q_{1,2} \approx \{0.123, 0.113, 0.196\}$; $S_{1,2} \approx \{16044.3, 19205.3, 27283.2\}$; $d_{1,2} \approx \{0.71, 1.55, 3.07\}$. Задав уровень погрешности измерений $D_{1,2} \leq 10^{-3}$, получим соответственно $\delta r_- \leq D_{1,2}/d_{1,2} \approx \{1.4, 0.65, 0.33\} \cdot 10^{-3}$, что при полупериоде $p \approx 18.8$ мм дает ограничение на геометрическую погрешность позиционирования $p \cdot \delta r_- \leq \{26.3, 12.2, 6.2\}$ мкм и указывает на необходимую прецизионность механизма привода блоков в ОПФС. Сравним: в обычном ондуляторе интенсивность ОИ для пучка частиц с дисперсией σ_z^2 и нулевым отклонением его центра тяжести от оси ондулятора отличается от случая $\sigma_z = 0$ на величину $\delta_z = \exp(2(\pi\sigma_z/p)^2) - 1 \approx 2(\pi\sigma_z/p)^2$. При значениях $\sigma_z \approx 0.5$ мм, $p \approx 18.8$ мм получим относительную погрешность $\delta_z \approx 0.014$ — величину, существенно превышающую уровень погрешности $D_{1,2} \approx 10^{-3}$, обеспечиваемый в предлагаемом методе. Еще большей погрешности в обычном ондуляторе можно ожидать, если координата пучка в ондуляторе будет неконтролируемой.

Результат моделирования спектральной плотности потока ОИ в ОПФС $\nu \cdot dF(\nu, r)/d\nu$ [фотон/(с·dν/ν)] (2) для одного из корней $r_- \approx 3.31$ при $r_+ = 22$, выбранного согласно уравнению (11), приведен на рис. 2, a, b, c для области гармоник $\nu(0.85, 1.15)$ суммарно по компонентам поляризации. Рис. 2, a соответствует $\nu \cdot dF(\nu, r_1)/d\nu$ при фазовом состоянии ОПФС, задаваемом значением $r_1 = r_+ - r_- \approx 18.69$ (усредненное по длине ондулятора значением квадрата параметра дипольности $k^2 \approx 8.2 \cdot 10^{-8}$); рис. 2, b соответствует $\nu \cdot dF(\nu, r_2)/d\nu$ при $r_2 = r_+ + r_- \approx 25.31$ ($k^2 \approx 7.5 \cdot 10^{-8}$); рис. 2, c есть разность спектров 2, b и 2, a, т. е. $\{\nu \cdot dF(\nu, r_2)/d\nu - \nu \cdot dF(\nu, r_1)/d\nu\}$. Общий вертикальный размер рамки приведенных графиков 2, a, b, c соответствует интенсивности потока ОИ $\nu \cdot dF(\nu, r)/d\nu|_{\max} \approx 2.968 \cdot 10^{11}$ [фотон/(с·dν/ν)]. Вид аппаратного контура, полученного в результате разностной процедуры (рис. 2, c), показывает эффективность проведенной селекции мод суммарно-разностных

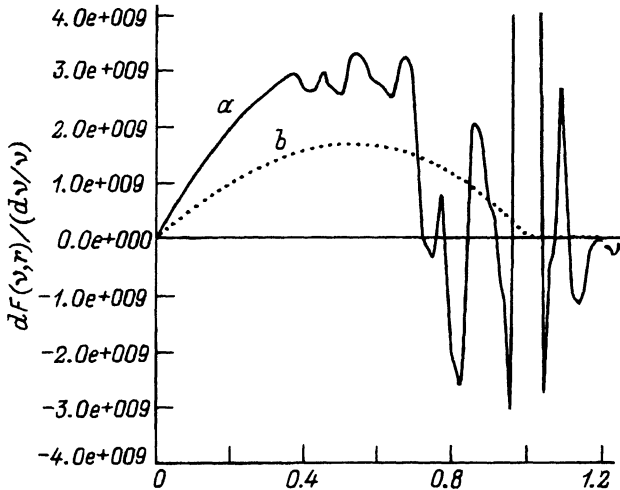


Рис. 3. Поведение разностного ядра ОИ по рис. 2, с в области малых амплитуд по компонентам поляризации для различных случаев.

частот в (5), (7) для получения метрологически чистой разностной реакции $U_{1,2}$. Как видно, разностное ядро ОИ совпадает с его аналитической аппроксимацией (14), (15): положение максимума совпадает с заданным репером $\nu \approx 1$, ширина на полувысоте совпадает с (15) и равна $(\delta\nu/\nu)_* \approx 1.06/(N - m) = 1.06/31 \approx 0.034$. Наблюдаемое небольшое отклонение экстремали на рис. 2, с от точного значения $\nu = 1$ объясняется использованным приближением $(N - m) \gg 1$ и тем, что аппаратный контур $\delta_A(\nu)$ в (14) аппроксимирует функцию $\{dF(\nu, r_2)/d\nu - dF(\nu, r_1)/d\nu\}$, в действительности работающую под интегралом в $U_{1,2}$ с абсолютным интервалом гармоник $d\nu$, а не функцию $\nu \cdot \{dF(\nu, r_2)/d\nu - dF(\nu, r_1)/d\nu\}$, введенную для удобства работы с безразмерным относительным интервалом $(d\nu/\nu) = -(d\lambda/\lambda)$; с ростом $(N - m)$ это различие быстро уменьшается. Угол конуса расходимости в разностном ядре ОИ $\theta_* \approx (2/\gamma) \cdot (1.06/(N - m))^{1/2} \approx 0.00146$ рад, что в 16.2 раз меньше угла расходимости индикатрисы ОИ $6/\gamma \approx 0.023$ (на уровне $\approx 10^{-3}$ от осевой интенсивности). ОИ разностного ядра можно вывести без потерь на диафрагмирование на большие расстояния. Так, при вертикальном размере вакуумной камеры протон-антипротонного накопителя RHIC 45 мм допустима длина канала вывода метрологически чистого ядра ОИ до 30.8 м. Отметим, что при полном захвате индикатрисы ОИ ограничения возникнут уже на длине 1.95 м.

В отношении поляризации излучения следует заметить, что разностное ядро ОИ почти полностью представлено σ -компонентом поляризации, так как π -компонент занимает область вне осевых углов индикатрисы и с ростом числа полупериодов N в блоках ОПФС преимущество σ -компонента возрастает. В подтверждение данному тезису на рис. 3, а, б показано поведение разностного ядра с рис. 2, с по компонентам поляризации в области малых амплитуд для интервала гармоник $\nu = (0.0, 1.2)$. Рис. 3, а представляет $(\sigma + \pi)$ -компоненты поляризации, рис. 3, б — π -компонент поляризации. Вычисления показывают, что в контуре регистрации, заданном ранее, отношение реакций $U_{1,2}$ (для π -компонента)/ $U_{1,2}$ (для $\sigma + \pi$ -компонентов) ≈ 0.01 .

Разработана методика проведения измерений, основанная на использовании ОПФС, позволяющая устранить погрешность из-за градиента магнитного поля. Приведены оценки погрешности измерений, обусловленные неточностью геометрической установки фазы. На примере протон-антипротонного коллайдера RHIC с энергией пучков 250 ГэВ показана возможность проведения измерений разностного ядра ОИ с высокой точностью детектором с ультрафиолетовой областью спектральной чувствительности. Разработанная методика измерений с разностным ядром ОИ может быть использована для метрологической поддержки физических экспериментов и для безмонокроматорной спектроскопии на протонных и электронных накопителях.

Основные преимущества ОПФС перед традиционно используемыми ондуляторами, которые обеспечиваются за счет характеристик разностного ядра, следующие.

1. Высокое метрологическое качество, не зависящее от градиента магнитного поля в межполюсном зазоре ОПФС и от конечных размеров пучка частиц, пролетающих через ОПФС, что позволит проводить мониторинг пучков в накопителях с малой погрешностью (10^{-3} и лучше).

2. Направленность в $\approx 3 \cdot [(N - m)/1.06]^{1/2}$ раз более высокая, чем полной индикатрисы ОИ.

3. Высокая спектральная локализация ($\Delta\lambda/\lambda \approx 1.06/(N - m)$).

4. Поляризация практически полностью представлена σ -компонентом.

Отметим также, что для проведения измерений по предложенному методу достаточен дипольный режим движения частиц в ОПФС, при котором без промежуточных диспергирующих элементов поток фотонов на объекте исследования сравним с аналогичным потоком за монокроматором в обычном ондуляторе с большим значением параметра дипольности.

Эти преимущества позволяют в принципе использовать рассмотренный метод применения ОПФС для спектроскопии объектов с высоким метрологическим качеством путем протяжки разностного ядра по спектру изменением энергии частиц в накопителе и в фурье-спектроскопии, принципиально недоступной методам классической интерферометрии в рентгеновском диапазоне длин волн.

Список литературы

- [1] Алфёров Д.Ф., Бессонов Е.Г. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. С. 828–831.
- [2] Coisson R. // Nucl. and Meth. 1977. Vol. 143. P. 241.
- [3] Смоляков Н.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 2174–2180.
- [4] Никитин М.М., Эпп В.Я. Ондуляторное излучение. М.: Энергоатомиздат, 1988. 152 с.
- [5] Medvedev A.F., Epp V.Ya., Shinkeev M.L., Zalmez V.F. // Nucl. Instr. and Meth. 1991. Vol. A308. P. 124–127.
- [6] Медведев А.Ф., Эпп В.Я., Шинкеев М.Л. и Зельмеж В.Ф. // Препринт Томского научного центра СО АН СССР. № 34. Томск, 1991.
- [7] Медведев А.Ф. // Препринт Томского научного центра СО АН СССР. № 37. Томск, 1991.