



A.64

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

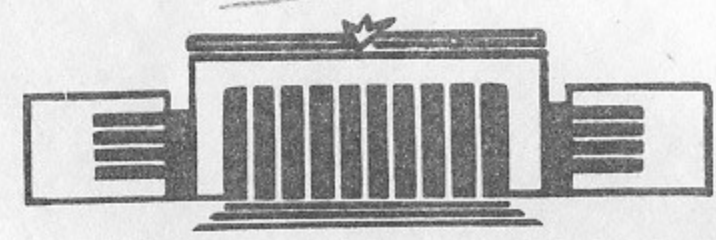
8

А.А.Анашин, Г.Я.Кезерашвили, А.П.Лысенко,
Е.А.Переведенцев, Ю.М.Шатунов

**СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ
СПИРАЛЬНЫЙ ОНДУЛЯТОР ДЛЯ
ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ НА ВЭПП-2М**

ПРЕПРИНТ 84-111

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____



НОВОСИБИРСК

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ СПИРАЛЬНЫЙ ОНДУЛЯТОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ НА ВЭПШ-2М

В.В.Анашин, Г.Я.Кезерашвили, А.П.Лысенко,
Е.А.Переведенцев, Ю.М.Шатунов

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе описывается сверхпроводящий спиральный ондулятор с максимальным полем на оси 4.7 кГс, установленный на электрон-позитронный накопитель ВЭПШ-2М. Параметры магнитной системы ондулятора оптимизированы для измерения радиационной поляризации встречных пучков.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ СПИРАЛЬНЫЙ ОНДУЛЯТОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ НА ВЭПШ-2М

В.В.Анашин, Г.Я.Кезерашвили, А.П.Лысенко,
Е.А.Переведенцев, Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Для измерения поляризации электрон-позитронных встречных пучков по комптоновскому рассеянию в работе / I / было предложено использовать в качестве источника интенсивных потоков циркулярно поляризованных фотонов спиральный ондулятор, установленный в промежутке встречи накопителя. При этом фотоны, излучаемые в ондуляторе электронами, используются для измерения поляризации позитронного пучка, и наоборот.

Кратко напомним свойства ондуляторного излучения. Его средняя мощность в дипольном приближении описывается выражением:

$$W = \frac{2}{3} r_e^2 H_1^2 \gamma^2 N_e f_0 l,$$

где H_1 - амплитудное значение напряженности магнитного поля на оси ондулятора, N_e - число электронов (позитронов), циркулирующих в накопителе, f_0 - частота обращения частиц, l - длина ондулятора. Энергия фотона в ондуляторном излучении связана с углом излучения $n = \gamma \theta$ формулой:

$$\omega_1 = \frac{2\gamma^2 \omega_0}{1 + K^2 + n^2}, \text{ где } \omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} = \frac{c}{\lambda_0}, K = \frac{e H_1 \lambda_0}{m c^2} -$$

фактор ондуляторности, λ_0 - длина периода магнитного поля в ондуляторе.

Степень циркулярной поляризации фотонов ξ_2 близка к 100% при $\omega_1 = \omega_{1 \max} = 2\gamma^2 \omega_0 / (1 + K^2)$. При использовании ондулятора в качестве источника фотонов число комптоновских рассеяний в единицу времени можно записать в виде

$$\dot{N} = \frac{N_e}{S} \int_0^\infty \sigma \left(\frac{dN^+}{d\omega} + \frac{dN^-}{d\omega} \right) d\omega,$$

где $dN^\pm/d\omega$ - спектральная плотность потока фотонов с положительной и отрицательной спиральностью, S - эффективная

площадь взаимодействия.

Сечение комптоновского рассеяния фотона ω_1 с циркулярной поляризацией ξ_2 при лобовом столкновении с ультрарелятивистским электроном (позитроном), обладающим поперечной поляризацией ζ_1 , дается выражением: /2/.

$$d\sigma = d\sigma_0 + \xi_2 \zeta_1 d\sigma_1,$$

$$d\sigma_0 = \frac{4r_e^2 [2\chi^2(1+n^2) + (1+n^2+2\chi)(1+n^4)] ndn d\varphi}{(1+n^2)^2 (1+n^2+2\chi)^3},$$

$$d\sigma_1 = \frac{8r_e^2 \chi n^2 dn \sin\varphi d\varphi}{(1+n^2)(1+n^2+2\chi)^3},$$

где $\chi = 2\gamma\hbar\omega_1/mc^2$ — энергия фотона в системе покоя электрона, а θ и φ — полярный и азимутальный углы вылета вторичных γ -квантов в лабораторной системе.

Наличие поляризации ζ_1 приводит к несимметрии вылета вторичных γ -квантов по углу φ , которая характеризуется параметром $\mathcal{P} = d\sigma_1/d\sigma_0$. Максимальное значение $\mathcal{P} = 0.3$ достигается $\chi \approx 1$ и $n \approx 1$.

Для накопителя ВЭП-2М ($E = 700$ МэВ) максимум асимметрии может быть получен при $\hbar\omega_1 \approx 200$ эВ, что соответствует шагу ондулятора $\lambda_0 \approx 2.5$ см. Энергия вторичных γ -квантов, определяемая формулой $\omega_2 = 4\gamma^2\omega_1/(1+n^2+2\chi)$ может достигать при этих условиях значения $\hbar\omega_{2max} \approx 400$ МэВ.

Интегральную асимметрию при степени поперечной поляризации электронного (позитронного) пучка ζ_1 можно вычислить следующим образом

$$\delta = \zeta_1 \int_0^\infty \left(\frac{dN^+}{d\omega} - \frac{dN^-}{d\omega} \right) d\sigma_1 d\omega / \int_0^\infty \left(\frac{dN^+}{d\omega} + \frac{dN^-}{d\omega} \right) d\sigma_0 d\omega.$$

Для выбора оптимальных параметров ондулятора для накопителя ВЭП-2М был произведен расчет (с усреднением по параметрам e^+e^- пучков и различным участкам энергетического спектра вторичных γ -квантов) величины $\langle \delta \cdot \sqrt{N} \rangle$, характеризующей чувствительность поляриметра. Из результатов расчета, представленных на рис. I, видно, что область значений $0.5 < K < 1$ ($2 \text{ кГц} < H_1 < 4 \text{ кГц}$) является оптимальной. При токах пучков

$I^- \times I^+ = 6 \times 6 \text{ мА}^2$ ($N^\pm = 2.5 \cdot 10^9$) в области энергетического спектра $0.5 \omega_{2max} < \omega_2 \leq \omega_{2max} = 350$ МэВ $\langle \delta \rangle = \pm 12\%$ и $\langle \dot{N} \rangle \approx 1.0$ кГц.

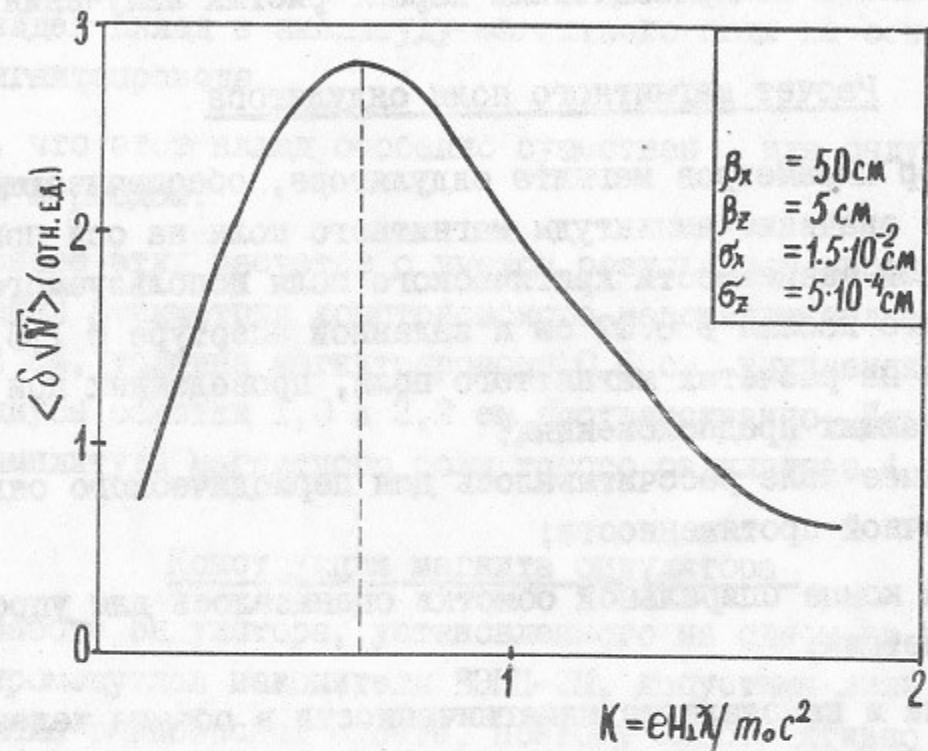


Рис. I.

Фоновыми процессами для комптоновского рассеяния является тормозное излучение на атомах остаточного газа и однократное тормозное излучение при электрон-позитронных взаимодействиях /3/.

Простая оценка показывает, что допустимый уровень фона от первого процесса достигается при вакууме $p \approx 1 \cdot 10^{-10}$ Тор. Фон от однократного тормозного излучения можно подавить электростатическим разведением электронов и позитронов в месте встречи по вертикали на величину нескольких размеров пучка. При этом светимость встречных e^+e^- пучков падает в $10^2 \cdot 10^3$ раз, а изменение электрон-фотонной светимости незначительно, ввиду того, что фотонное "пятно" в месте встречи вследствие расходимости ондуляторного излучения много больше вертикального размера электронного пучка $\sigma_z = 5 \cdot 10^{-4}$ см.

В работе /3/ были приведены результаты эксперимента с "теплым" спиральным ондулятором ($H_1 = 1.3$ кГц), установленным на прямолинейный промежуток накопителя ВЭП-2М в 1980 году.

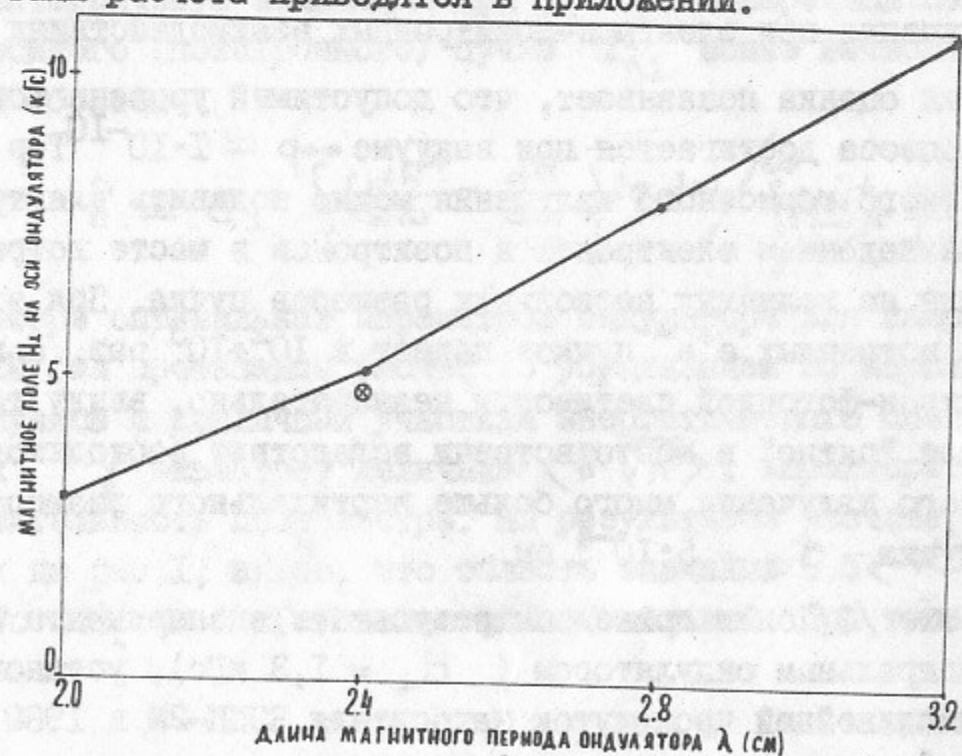
С помощью этого ондулятора наблюдался эффект обратного комптоновского рассеяния ондуляторных фотонов на электронах (и позитронах) встречного пучка. В 1981–1983 г.г. на этом ондуляторе проводились эксперименты по использованию ондуляторного излучения для рентгеновской голографии /4/, а также по изучению спектральных и поляризационных характеристик излучения /5/.

Расчет магнитного поля ондулятора

Выбор параметров магнита ондулятора, обеспечивающих максимальное значение амплитуды магнитного поля на оси при заданной токовой зависимости критического поля используемого сверхпроводящего кабеля $\varnothing 0.07$ см и заданной апертуре $\varnothing 1,8$ см, основывался на расчетах магнитного поля, проведенных при следующих упрощающих предположениях:

- внутреннее поле рассчитывалось для периодического ондулятора бесконечной протяженности;
- поле на конце спиральной обмотки оценивалось для упрощенной ее геометрии;
- величина и направление намагниченности в объеме железного магнитопровода считались не зависящими от тока обмотки при токах, превышающих условно выбранный "уровень насыщения"; ниже этого уровня магнитная проницаемость железа считалась бесконечной.

Детали расчета приводятся в Приложении.



На рис.2 приведена расчетная зависимость максимально достижимой амплитуды магнитного поля H_1 в ондуляторе при критическом значении тока в сверхпроводнике (≈ 420 А), определяемом напряженностью поля на внутренней поверхности обмотки (≈ 30 кГс) в зависимости от длины периода, причем соотношение между толщиной обмотки и железного магнитопровода выбрано оптимально. Здесь же виден вклад в амплитуду магнитного поля на оси от железного магнитопровода.

Ясно, что этот вклад особенно существен для ондуляторов с коротким периодом.

На основе этих расчетов с учетом результатов численного моделирования асимметрии комптоновского рассеяния был выбран период 2,4 см, толщина магнитопровода 0,6 см, внутренний и наружный радиусы обмотки 1,0 и 2,2 см соответственно. Проектное значение амплитуды магнитного поля такого ондулятора 4.9 кГс.

Конструкция магнита ондулятора

При работе ондулятора, установленного на одном из прямолинейных промежутков накопителя ВЭПП-2М, допустимы лишь локальные искажения равновесной орбиты, поэтому конструктивно магнит ондулятора должен быть выполнен в виде двух половин, расположенных симметрично относительно места встречи, причем $\int H_z d\ell = 0$ на длине ондулятора, а $\int H_x d\ell = 0$ на длине каждой его половины, тем самым обеспечивается "самокомпенсация". Краевые поля ондулятора существенно влияют на искажение орбиты, между тем их расчет с требуемой точностью в данной геометрии и с учетом насыщения железного магнитопровода затруднителен. Для изучения вопроса о расположении "эффективного края" магнитного поля относительно края железного спирального магнитопровода были проведены измерения в криогенных условиях распределений компонент H_x и H_z краевого поля и их интегралов на модели сверхпроводящего ондулятора.

С учетом этих измерений была окончательно выбрана длина 10 см двух идентичных двухзаходных спиральных с шагом 2,4 см магнитопроводов из железа АРМКО, в пазы которых уложена с коэффициентом упаковки 0.62 обмотка из сверхпроводящего $NbTi$ кабеля $\varnothing 0.07$ см в лавсановой изоляции, замоноличенная эпоксидным компаундом с наполнителем (нитрид бора). Промежуток между

половинами ондулятора 3,6 см. (Рис.3)

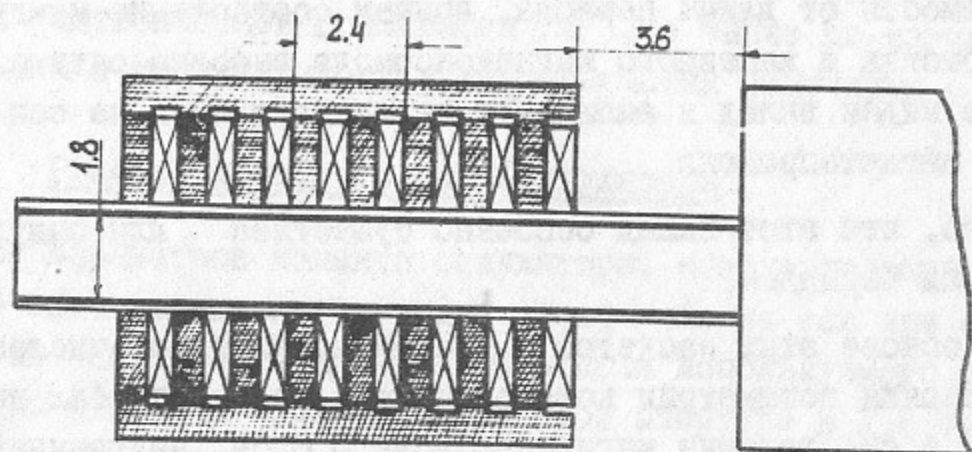


Рис.3.

Для улучшения условий охлаждения несущая трубка, к которой припаяны железные спирали, выполнена из меди и имеет прямой контакт с жидким гелием. Внутри трубки проходит плотно вставленная тонкостенная вакуумная камера из нержавеющей стали с апертурой $\varnothing 1,8$ см, имеющая также прямой контакт с жидким гелием. Таким образом, охлаждаемая гелием вакуумная камера работает как криогенный насос для остаточного газа на прямолинейном промежутке накопителя.

Испытание ондулятора

Измерение магнитного поля на оси ондулятора проводилось датчиком Холла, работавшим при температуре жидкого гелия, в погружном криостате. Максимальная величина магнитного поля на оси составила 4,7 кГс при токе 430 А. Эта экспериментальная точка обозначена на рис.2 (см.выше). Зависимость амплитуды поля на оси от тока в обмотке показана на рис.4. Здесь кривая 2 - экспериментальная, 1 - расчет.

На рисунке 5 представлены измеренные распределения компонент H_x и H_z магнитного поля на оси ондулятора при токе в обмотке 200 А.

Измерения показали хорошее совпадение величины магнитного поля с расчетными значениями и полное отсутствие эффекта тренировки.

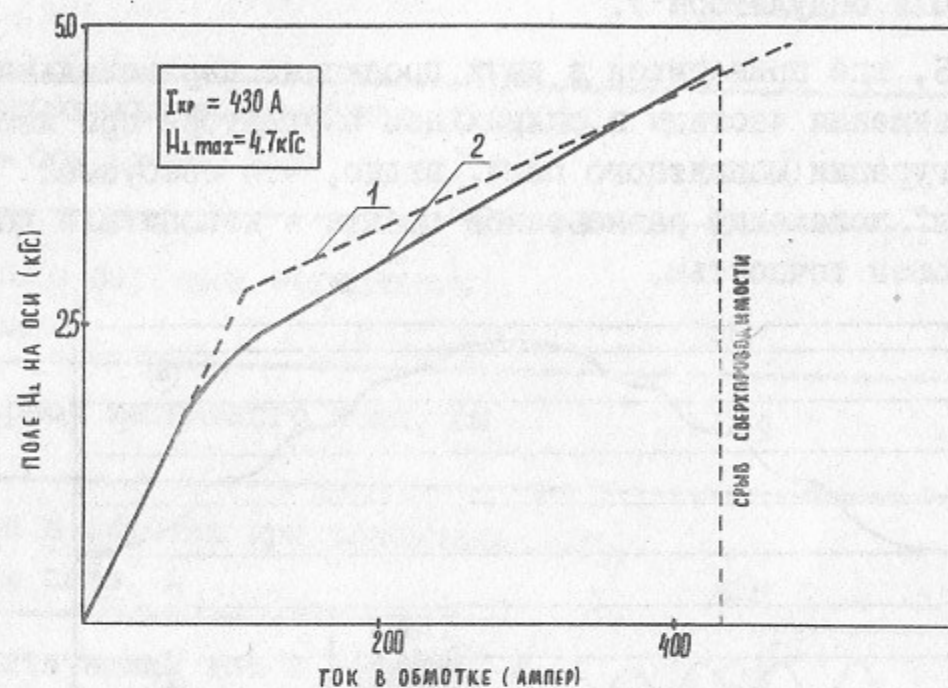


Рис.4.

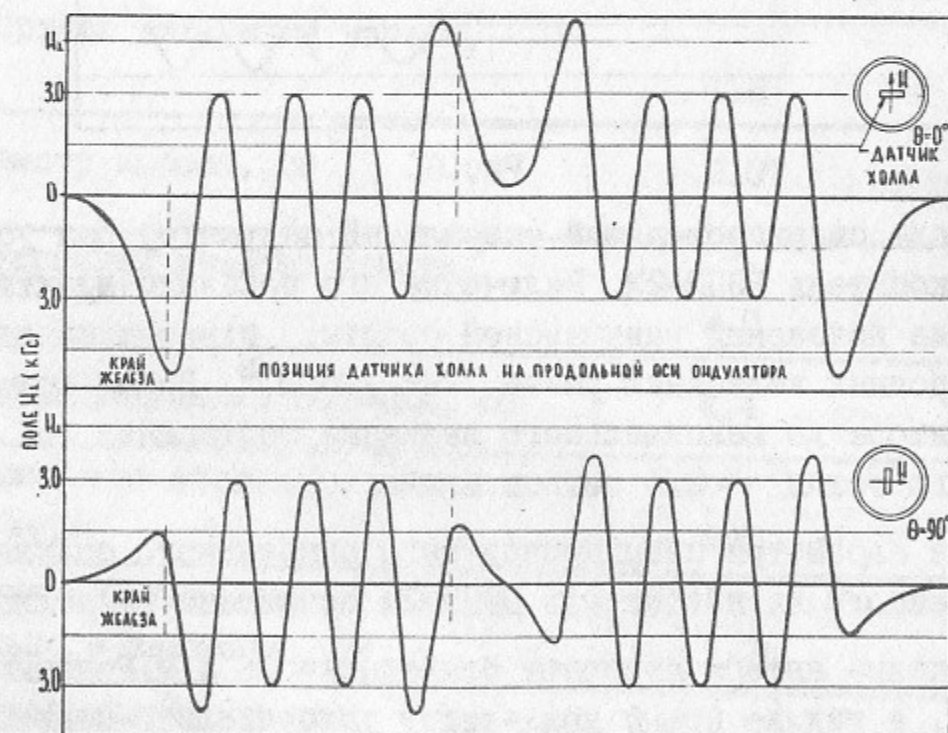


Рис.5

Небольшое отличие в характере экспериментально измеренной токовой зависимости поля от расчетной объясняется упрощениями в использованной для расчетов физической модели (см. раздел "Расчет магнитного поля ондулятора").

Из рис.6, где приводится в двух проекциях параксиальная траектория движения частицы в спиральном ондуляторе при измеренной конфигурации магнитного поля, видно, что требуемая "самокомпенсация" искажений равновесной орбиты в накопителе достигается с хорошей точностью.

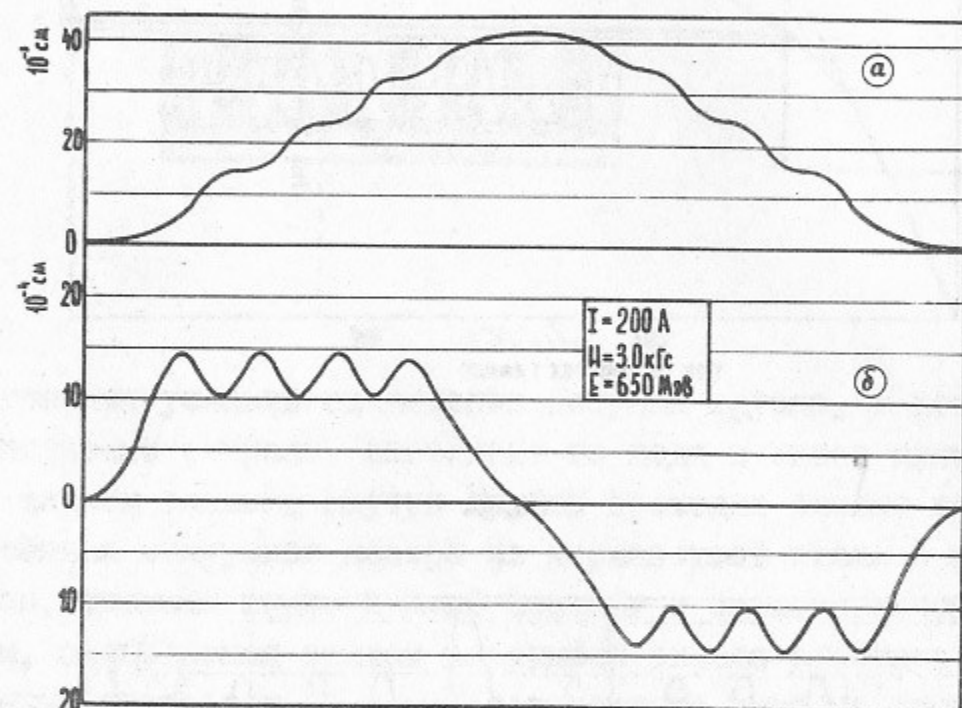


Рис.6.

В мае 1984 года сверхпроводящий спиральный ондулятор был установлен на накопитель ВЭШ-2М. Включение его показало практическое отсутствие искажений равновесной орбиты, измеренный сдвиг частот бетатронных колебаний равен $\Delta\nu_{x,z} \approx 10^{-3}$. Время подъема поля в ондуляторе до максимального значения составляет ~ 1 сек. Расход жидкого гелия ~ 2.5 литров в час.

Основные параметры сверхпроводящего спирального ондулятора, установленного на накопитель ВЭШ-2М приведены в Таблице I.

В заключение авторы выражают благодарность Л.М.Родионовой, и В.М.Хореву, а также всему коллективу ускорительно-накопительного комплекса ВЭШ-2М.

Таблица I

Параметры сверхпроводящего спирального ондулятора, установленного на ВЭШ-2М

Максимальное магнитное поле на оси пучка, кГс	4,70
Число периодов магнитного поля	8
Период магнитного поля, см	2.4
Ток в обмотке при максимальном поле, А	428
Критический ток в обмотке, А	430
Общая длина области с винтовым полем, см	20
Апертура вакуумной камеры, см	1.8
Диаметр кабеля, см	0.07
Внутренний диаметр обмотки, см	2.0
Наружный диаметр обмотки, см	4.4
Количество витков на одном периоде	308
Время подъема поля до максимального значения, см	~ 1
Расход жидкого гелия, литров/час	$\sim 2,5$

Приложение

Расчет магнитных полей в бесконечном спиральном
ондуляторе с железным магнитопроводом

При проектировании сверхпроводящего ондулятора возникает необходимость в расчете полей не только для рабочей области вблизи его оси, но и для области, занятой обмоткой, с целью выяснения критического тока в тех витках обмотки, где значения поля максимальны. Большое проектное значение поля в данном ондуляторе позволило решать задачу приближенно, полагая, что для малых токов, пока железный магнитопровод далек от насыщения, железо является идеальным магнетиком с бесконечной магнитной проницаемостью, а при токах выше некоторого уровня полного насыщения железа избыточная величина тока дает вклад в поле как безжелезная система, между тем величина и направление намагниченности в насыщенном магнитопроводе более не изменяются. Уровень насыщения определяется из анализа магнитной цепи, в которой одна ветвь замыкается через рабочую область, а другая — через магнитопровод. При насыщении магнитное сопротивление в последней становится преобладающим.

Поле безжелезного спирального ондулятора с толстой обмоткой легко рассчитывается послойным суммированием вкладов от каждого тонкого слоя обмотки с помощью известного выражения для скалярного потенциала магнитного поля ψ :

$$\psi(r, z-d) = -\frac{8I\alpha a}{c} \sum_{n=1,3,5,\dots} \frac{\sin \frac{n\alpha h}{2}}{\frac{n\alpha h}{2}} \left\{ \begin{array}{l} K'_n(n\alpha a) I_n(n\alpha r) \\ I'_n(n\alpha a) K_n(n\alpha r) \end{array} \right\} \times \sin n(\alpha z-d), \quad (1)$$

где z, r, α — цилиндрические координаты, I — ток в ленточной спиральной обмотке радиуса a , $\alpha = 2\pi/L$, L — период спирали, I_n, K_n, I'_n, K'_n — модифицированные бесселевы функции и их производные, причем верхнее выражение в скобках относится к внутренней области $r \leq a$, а нижнее — к наружной $r \geq a$, c — скорость света.

Задачу о полях тонкослойной спиральной обмотки радиуса R , уложенной в паз идеального магнитопровода ($\alpha < r < b, |z| < h/2$) решим методом разделения переменных в уравнениях магнитостатики.

Во внутренней области ($r < a$):

$$\psi_I = \sum_{n=1,3,5} c_n I_n(n\alpha r) \sin n(\alpha z-d). \quad (2)$$

В области паза за обмоткой ($R < r < b, |z| < h/2$) ряд Фурье берется с периодом h , а не L :

$$\psi_{II} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{c}_n F_{\gamma n}(\gamma n \alpha r) \sin \gamma n(\alpha z-d), \quad (3)$$

причем радиальная функция $F_{\gamma n}$ задана соотношением

$$F_{\gamma n} = K_{\gamma n}(\gamma n \alpha b) I_{\gamma n}(\gamma n \alpha r) - I_{\gamma n}(\gamma n \alpha b) K_{\gamma n}(\gamma n \alpha r), \quad (4)$$

а $\gamma \equiv L/h$. В выражениях (3) и (4) учтены однородные граничные условия для ψ при $z = \pm h/2$ и при $r = b$. И, наконец, при $a < r < R, |z| < h/2$ имеем:

$$\psi_{II} = \psi_{III} + \frac{2I}{c} \gamma(\alpha z-d), \quad (5)$$

и граничные условия при $r = R$ учтены этой добавкой. Очевидно, что для внутренней области ($r < a$) вклады токовых слоев толстой обмотки аддитивны, поскольку добавка не зависит от R .

Наложение граничных условий $\psi_I = \psi_{II}, |z| < h/2; \psi_I = 0,$

$$h/2 < |z| < L/2 \text{ и } \frac{d\psi_I}{dr} = \frac{d\psi_{II}}{dr} \text{ при } |z| < h/2, r=a \text{ приводит}$$

к бесконечной линейной системе, из которой и находятся (численно) неизвестные коэффициенты c_k и \tilde{c}_n :

$$\begin{cases} I_{2k-1} c_k = \frac{16I}{c\alpha h} \frac{\sin(2k-1)\frac{\alpha h}{2}}{(2k-1)^2} + \frac{8}{\alpha h} \sin(2k-1)\frac{\alpha h}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{n \tilde{c}_n F_{\gamma n}}{(\gamma n)^2 - (2k-1)^2} & (6) \\ F'_{\gamma n} \tilde{c}_n = \frac{4}{\alpha h} (-1)^{n-1} \sum_{k=1}^{\infty} I'_{2k-1} \frac{2k-1}{(\gamma n)^2 - (2k-1)^2} \sin(2k-1)\frac{\alpha h}{2} c_k & (6') \end{cases}$$

здесь $k, n = 1, 2, \dots, I_{2k-1} \equiv I_{2k-1}[(2k-1)\alpha a]$ и т.д.

Обрывая разложение в области III и оставляя лишь 3 гармоники (физически эта операция соответствует скруглению краев паза радиусом $\sim (L-h)/6\pi$), можно получить явное выражение для c_k , через \tilde{c}_1, \tilde{c}_2 и \tilde{c}_3 , которое не приводится ввиду его громоздкости. Практически расчет осуществлялся с помощью программы на ЭВМ ODRA-1305, причем модифицированные бесселевы функции с нецелым индексом оценивались с нужной точно-

Л и т е р а т у р а

стью с помощью формул равномерного асимптотического разложения. Описанная процедура шивки позволяет надеяться на точность вычисления полей в области обмотки $\sim 10\%$.

1. Е.Л.Салдин, Ю.М.Шатунов. Труды XI Всесоюзной конференции по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978, т.1, с.124.
2. В.Н.Байер, В.А.Хозе. ЯФ, 9, 409 (1969).
3. Г.Я.Кезерашвили, А.П.Лысенко, В.М.Хорев, Г.М.Черных, Ю.М.Шатунов. Труды Всесоюзного совещания по использованию синхротронного излучения СИ-82, Новосибирск 1982, с.109.
4. E.S. Gluskin, P.P. Ilyinsky, G. Ya. Kezerashvili, G.N. Kulipanov, V.F. Pindyurin, A.N. Skrinisky and A.S. Sokolov. Preprint INP 83-145. Also in Springer Series in Optical Sciences. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo. Ed. by T. Tamir, vol. 43, p. 36.
5. E.S. Gluskin, S.V. Gaponov, S.A. Gusev, P. Dhez, P.P. Ilyinsky, Yu. Ya. Platonov, N.N. Salashchenko, Yu. M. Shatunov. Preprint INP 83-163.

III-111

А.А.Анашин, Г.Я.Кезерелвили, А.П.Лысенко,
Е.А.Переведенцев, Ю.М.Шатунов

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ СПИРАЛЬНЫЙ ОНДУЛЯТОР
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ НА БЭПП-2М

Препринт
№ 84-III

Работа поступила 6 августа 1984г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 15.08-1984 г. МН 04508

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл. I, I печ. л., 0,9 учетно-изд. л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № III.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90