

P13-2006-64

А. С. Артемов, С. В. Афанасьев, В. С. Алфеев,
В. В. Борисов, В. Н. Карпинский, Е. А. Матюшевский,
Н. И. Тарантин

СХЕМА И РАСЧЕТ МАГНИТНОГО АНАЛИЗАТОРА
ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО РЕЛЯТИВИСТСКОЙ АТОМНОЙ ФИЗИКЕ
НА ВНУТРЕННИХ МИШЕНЯХ НУКЛОТРОНА

Напрвлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

Артемов А. С. и др.

P13-2006-64

Схема и расчет магнитного анализатора электронов для исследований по релятивистской атомной физике на внутренних мишенях нуклотрона

Предложен и рассчитан специализированный магнитный анализатор, позволяющий посредством регистрации электронов от внутренней мишени проводить экспериментальные исследования в области релятивистской атомной физики на нуклотроне. При выделении δ -электронов он дает возможность оперативно (в каждом цикле работы ускорителя) контролировать абсолютную интенсивность взаимодействия ядер циркулирующего пучка с мишенью.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Artimov A. S. et al.

P13-2006-64

Scheme and Calculation of Magnetic Analyzer of Electrons for Investigations in Relativistic Atomic Physics on the Nuclotron Internal Targets

The specialized magnetic analyzer, which allows one to provide the experimental investigations in the area of relativistic atomic physics at the Nuclotron by means of the detected electrons from the internal target, is proposed and calculated. When the δ -electrons are picked out by its analyzer one can control the absolute intensity of interaction of the circulating nucleus beam with the target operatively (in every accelerator run).

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

ВВЕДЕНИЕ

При взаимодействии налетающих релятивистских ядер пучка с атомами или молекулами мишени происходят процессы, затрагивающие внутренние степени свободы их ядер (релятивистская ядерная физика) и электронных оболочек (релятивистская атомная физика). Последние представляют самостоятельный интерес и до настоящего времени практически не исследовались. Их изучение по энергетическим спектрам электронов, вылетающих из тонкой мишени под различными углами, можно осуществлять на теплом линейном участке нуклотрона со станцией внутренних мишеней. Кроме того, при вылете δ -электронов под определенным углом имеется возможность разработать универсальный (для различных налетающих ядер и мишеней) метод оперативного контроля светимости (абсолютной интенсивности взаимодействия) при измерении сечений физических процессов в области атомной и ядерной физики [1]. В связи с этим необходимы разработка и изготовление специализированного магнитного анализатора электронов и прилегающего к нему участка ионопровода согласованно с существующей станцией внутренних мишеней.

1. ТРЕБОВАНИЯ К КОНСТРУКЦИИ И РАСЧЕТ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО МАГНИТНОГО АНАЛИЗАТОРА ЭЛЕКТРОНОВ

Особенности конструкции анализатора определяются характером физических экспериментов с его использованием, а также геометрическими размерами части теплового участка нуклотрона, где планируется его размещение. Общая схема данного участка с анализатором (1) и станцией внутренних мишеней (2) представлена на рис. 1. Для налетающих на мишень ядер с энергией $E_p = 500\text{--}6000 \text{ МэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ энергия δ -электронов, выделяемых станцией под средним углом $\theta_e = 9^\circ$, имеет диапазон значений $E_e = 1,4\text{--}25 \text{ МэВ}$ [1]. Из-за отсутствия оперативного контроля вертикального по оси Z положения и размеров области нитевидной мишени, испускающей электроны при взаимодействии с циркулирующим пучком, ее неопределенность оценивается как $\sim 10\text{--}15 \text{ мм}$. Кроме того, во время эксперимента в каждом цикле работы ускорителя мишень движется поперек пучка в горизонтальном Y направлении. Данные условия проведения экспериментов определяют

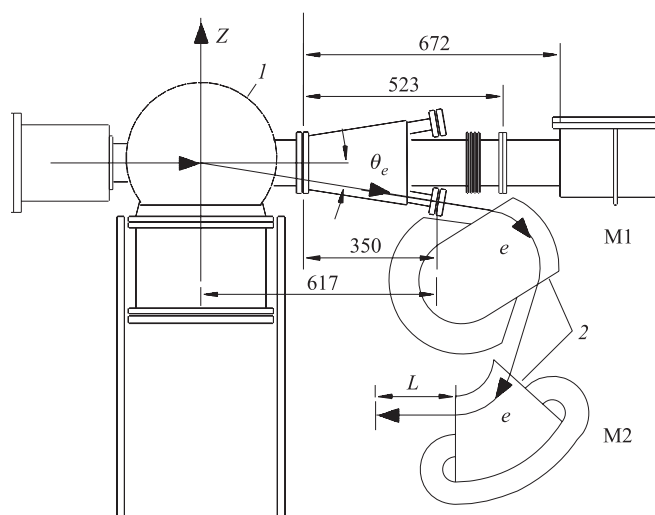


Рис. 1. Схема части теплового участка нуклотрона со станцией внутренних мишеней (1) и магнитным анализатором (2)

необходимый тип магнитного анализа потока электронов для получения максимального разрешения по импульсу (энергии) в радиальном направлении анализатора с углом отклонения его оптической оси $\Phi \sim 180^\circ$ как преобразование параллельных траекторий в точку (П–Т) [2]. Это преобразование может быть реализовано с помощью следующих двух ступеней магнитных диполей с однородным полем. Первая ступень (1) анализатора (рис. 2) осуществляет преобразование П–П одновременно в радиальном и по магнитному полю направлениях с промежуточной перетяжкой пучка в аксиальном направлении. Вторая ступень (2) обеспечивает преобразование П–Т в тех же направлениях. При этом с изменением величины однородного поля не меняется его топография в спектроскопическом режиме работы анализатора, а данное двухступенчатое преобразование является единственно возможным. С учетом приведенных в работе [2] условий для реализации необходимой оптики в пределах допустимых геометрических размеров пространства ее размещения (рис. 1) выбраны следующие параметры магнитных диполей M1 и M2 первой и второй ступени соответственно:

- радиусы оптических осей $R_{e1} = R_{e2} = R_e = 150$ мм;
- M1 \rightarrow угол отклонения оси $\Phi_1 = 98^\circ$, углы наклона прямолинейных входной (i) и выходной (e) границ $\varepsilon_{1i} = \varepsilon_{1e} = +49^\circ$;
- M2 $\rightarrow \Phi_2 = 73^\circ$, $\varepsilon_{2i} = +25^\circ$, $\varepsilon_{2e} = 0^\circ$.

Расстояние от первой до второй ступени выбирается достаточно произвольно. При этом его величина вдоль оптической оси от выходной границы

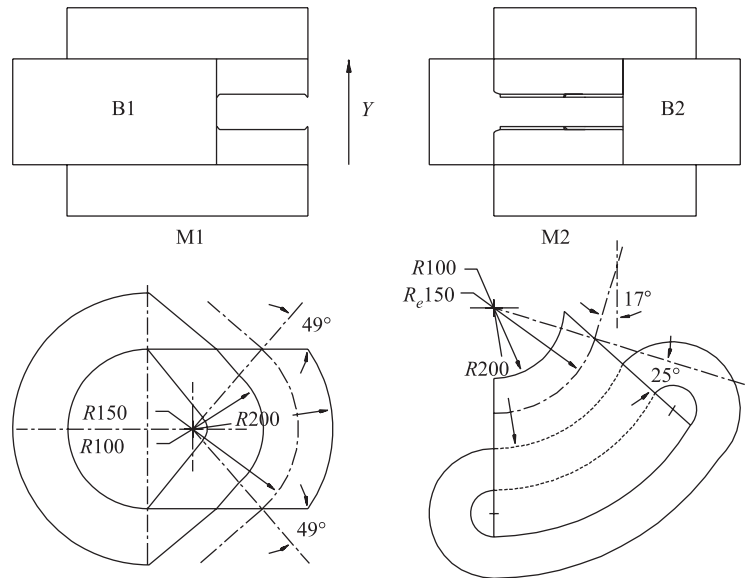


Рис. 2. Схема диполей M1 и M2 анализатора

второй ступени анализатора до стигматического фокуса электронного пучка равна $L = 135$ мм. Реальный угол отклонения заряженных частиц в межполюсном зазоре дипольного магнита определяется интегральным действием поля с учетом его распределения за пределами геометрических границ полюсов. Приведенные выше значения углов соответствуют эффективной границе поля, на которой его распределение заменяется ступенькой с тем же интегральным действием. Для формы полюсов вдоль оптической оси в виде профиля Роговского эффективная и геометрическая границы совпадают.

Основные характеристики выбранного анализатора определяются общими формулами матричного представления его оптического действия через элементы матриц первой и второй ступеней. В частности, коэффициент Z_α линейного преобразования радиальной ширины источника монохроматических электронов на фокальную плоскость и коэффициент Z_δ линейного диспергирования в радиальном направлении по относительной величине изменения их импульса соответственно равны

$$Z_\alpha = Z_{\alpha 2} \cdot A_{\alpha 1}; \quad Z_\delta = Z_{\alpha 2} \cdot A_{\delta 1} + Z_{\delta 2}; \quad (1)$$

где $Z_{\alpha 2} = L \cos \Phi_{21} / R_e \cos \Phi_{22}$; $A_{\alpha 1} = \cos \Phi_{11} / \cos \Phi_{12}$; $A_{\delta 1} = (\sin \Phi_{11} + \sin \Phi_{12}) / \cos \Phi_{12}$; $Z_{\delta 2} = L(\sin \Phi_{21} + \sin \Phi_{22}) / R_e \cos \Phi_{22}$; $\Phi_i = \Phi_{i1} + \Phi_{i2}$; Φ_{i1} и Φ_{i2} — слагаемые угла Φ_i ($i = 1, 2$), определяющиеся условием сопряжения

на их общей границе встречных квазипараллельных оптической оси траекторий частиц от источника и приемника [2]. Для выбранных характеристик диполей получаем $Z_\alpha = 1,35$. При угловом аксептансе анализатора в медианной плоскости $\Delta\alpha \approx 3 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$ рад это соответствует ширине радиального изображения протяженного по оси Z источника монохроматических электронов $\Delta Z_\alpha = Z_\alpha \cdot R_e \cdot \Delta\alpha \approx 0,6 - 2$ мм. Как показано в работе [1], при соответствующем этому аксептансу телесном угле регистрации выделяемых δ -электронов их поток достаточен для оперативного контроля светимости в экспериментах с внутренними мишенями на нуклотроне. Оптимальное значение $\Delta\alpha$ устанавливается с помощью регулируемой калиброванной диафрагмы квадратной формы на входе анализатора. Расчетная величина линейного диспергирования электронов в его фокальной плоскости, определяемая значением Z_δ , равна $\Delta Z_\delta = 6,6$ мм на 1 % относительного изменения их импульсов. Таким образом, импульсное разрешение выбранного специализированного анализатора в первом приближении оценивается величиной $\approx 0,1 - 0,3$ %.

Определение электромагнитных параметров диполей анализатора из магнитомягкого материала проводилось численным моделированием из условия оптимизации их размеров для поля в межполюсном зазоре 40 мм на уровне 0,58–0,59 Тл и плотности тока в обмотках питания 2,5–2,6 А/мм². Данная плотность тока позволяет выполнить их из провода рабочего сечения 4 × 4 мм и эксплуатировать даже в непрерывном режиме без применения дополнительных мер по охлаждению магнитов. Предлагаемые обмотки (В1, 2) состоят из 510 витков (15 слоев по 34 витка в каждом) и, с учетом изоляции провода, имеют поперечное вдоль оси Y сечение 70 × 160 мм. Важным параметром для магнитов анализатора является напряженность поля в их магнитопроводе. Для магнитомягкого материала она не должна превышать значения 1,6–1,8 Тл, когда начинает проявляться выход на насыщение в зависимости значения магнитной индукции от тока питания. С учетом этого для необходимого максимального внутризазорного поля $B_{y|\max} = 0,56$ Тл проведена оптимизация толщины и радиальной ширины полюсов диполей, а также формы и величины геометрического сечения магнитопровода. Полученные при этом размеры электромагнитов М1 и М2 вдоль оси Y составляют $\Delta Y = 380$ мм, а их расчетная индуктивность равна 0,7 и 0,6 Гн соответственно. Расчетные распределения поля в объеме магнитопроводов оптимальной конфигурации показывают, что оно практически везде не превышает 1,5 Тл. Отступление от линейного режима работы, например, диполя М1 начинает проявляться только при магнитном поле в его зазоре $B_y \approx 0,65$ Тл (рис. 3). При выбранном числе витков в обмотке требуемый для регистрации δ -электронов максимальной энергии ток ее питания равен ≈ 35 А.

На рис. 4 приведены полученные распределения поля вдоль осевой (X) траектории данного диполя для вариантов формы его полюсов в (X – Y)-сечении на входе и выходе с прямыми углами и в виде профиля Роговского.

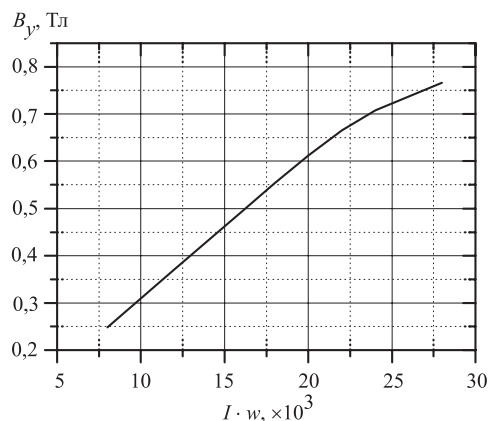


Рис. 3. Зависимость максимальной магнитной индукции B_y в медианной плоскости диполя М1 от значения ампер-витков ($I \times w$) в обмотке питания

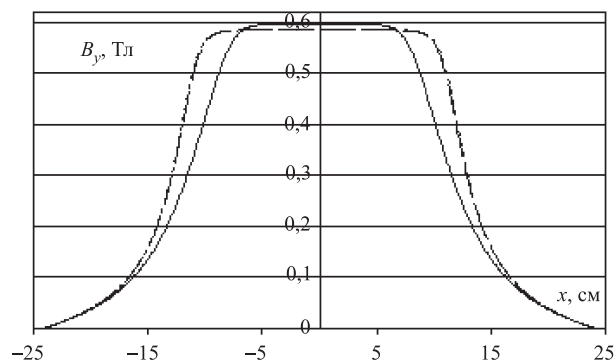


Рис. 4. Распределение магнитной индукции в медианной плоскости диполя М1 вдоль осевой траектории для форм его полюсов на входе и выходе в виде прямого угла (штриховая линия) и профиля Роговского (сплошная линия)

При одинаковом интегральном действии лучшая однородность поля в пределах геометрических границ диполя достигается в первом варианте и при меньших токах питания. Однако в этом случае для реализации необходимой оптики потребуется некоторая корректировка по сравнению с приведенными выше угловыми характеристиками полюсов.

Определяющей характеристикой предлагаемого специализированного магнитного анализатора импульсов электронов является степень однородности его поля в анализирующем радиальном направлении межполюсного пространства. Для примера на рис. 5 представлены полученные численным моделированием радиальные распределения магнитного поля в медианной плоскости

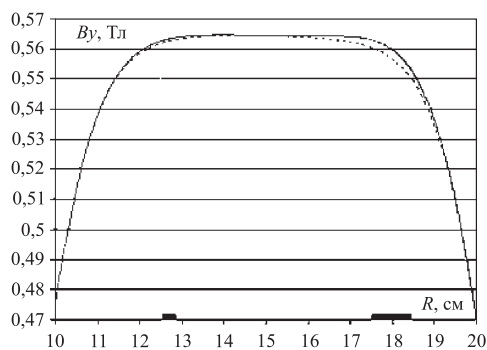


Рис. 5. Радиальное распределение магнитного поля в медианной плоскости диполя М1 с плоскими полюсами (штриховая линия) и с отмеченными шиммами высотой 0,3 мм (сплошная линия)

диполя М1 без и с оптимальным для получения максимально однородного поля шиммированием на предполагаемых границах его рабочей области. Аналогичные приведенным на рис. 3–5 зависимости получены также для диполя М2 анализатора.

Для определения степени влияния краевого магнитного поля диполя М1 на циркулирующий пучок в приведенной на рис. 1 и 2 геометрии рассчитывалась его максимальная величина вдоль перпендикуляра к оси ионопровода нуклотрона. Полученные для двух профилей полюсов и максимального поля в их зазоре 0,56 Тл результаты представлены на рис. 6. При заметном возму-

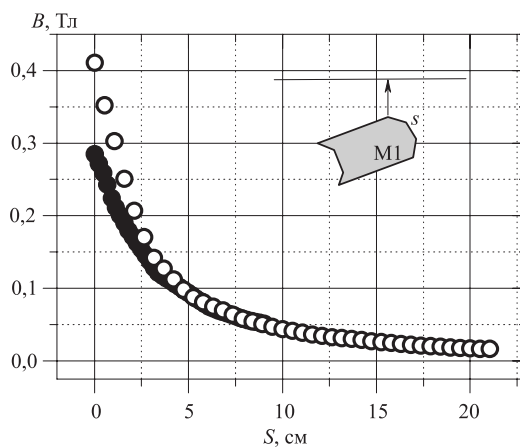


Рис. 6. Зависимость величины магнитного поля от расстояния вдоль перпендикуляра к оси ионопровода до ближайшей к ней точки геометрической границы полюса М1. $B_{y|_{\max}} = 0,56$ Тл, \circ — прямоугольный профиль полюса, \bullet — профиль по контуру Роговского

шающем факторе со стороны анализатора необходимо реализовать управляемую во времени систему электрического питания обмотки данного диполя, а также, при необходимости, экранирование прилегающего к нему ионопровода.

2. СХЕМА И РЕЖИМЫ РАБОТЫ АППАРАТУРЫ ДЛЯ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПИТАНИЯ АНАЛИЗАТОРА

Работа аппаратуры электрического питания предлагаемого анализатора электронов синхронизирована с временной зависимостью магнитного поля диполей нуклотрона в каждом цикле его работы. Она состоит из двух (по числу ступеней анализатора) независимых импульсных источников тока ($I_1, 2$, рис. 1), допускающих некоторую варьруемую отстройку по величине тока друг от друга. Работа источников тока во время цикла схематически представлена на рис. 7. Для проведения исследований необходим следующий режим

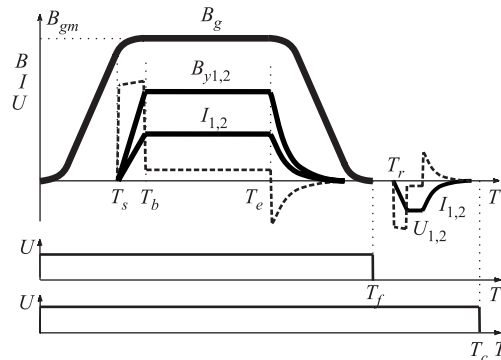


Рис. 7. Режимы работы диполей нуклотрона и анализатора, а также источников питания его обмоток во время цикла работы ускорителя. B_g и $B_{y1,2}$ — магнитная индукция диполей нуклотрона и диполей М1, 2 анализатора (по показаниям датчиков Холла), а $I_{1,2}$ и $U_{1,2}$ — ток и напряжение (штриховая линия) источников

их работы. Моменты T_s синхронизированного включения и T_e (выключения) источников подбираются оператором исходя из необходимости некоторого перекрытия горизонтальных участков («столов») B_g и $B_{y1,2}$ — зависимостей во времени — и требования минимального влияния краевого магнитного поля диполя $M1$ на процесс ускорения пучка и его циркуляции с фиксированной энергией. В этом случае интервал T_b-T_e является временными воротами для движения внутренней мишени в пучок и работы микрострипового детектора электронов. За интервал времени T_s-T_b перехода поля B_g с растущей части в постоянную составляющую источник поднимает ток до тех пор, пока

магнитное поле по показаниям датчиков Холла не достигнет некоторой расчетной величины $K_{1,2} \cdot B_a$. После этого величина тока остается постоянной до момента T_e его выключения. Коэффициенты $K_{1,2}$ вводятся оператором в управляющую программу источников программы и осуществляют их корректировку при калибровке анализатора. Если ориентироваться на регистрацию δ -электронов, то величину B_a нужно считать однозначно связанной с углом их регистрации θ_e , радиусом R_e оптической оси в диполях М1, 2 и величиной магнитной индукции B_{gm} . Связь $B_{gm} \rightarrow B_a$ автоматически рассчитывается управляющей программой в соответствии с приведенным ниже выражением при каждом изменении характеристик ускоряемых частиц.

$$(B_a \cdot R_e)^2 = 4m_e^2 \cdot \frac{\cos^2 \theta_e (Z_i B_{gm} R_g / M_i)^2}{(Z_i B_{gm} R_g / M_i)^2 (1 - \cos^2 \theta_e) + 1} \times \\ \times \left[1 + \frac{\cos^2 \theta_e (Z_i B_{gm} R_g / M_i)^2}{(Z_i B_{gm} R_g / M_i)^2 (1 - \cos^2 \theta_e) + 1} \right], \quad (2)$$

где Z_i, M_i — заряд и масса частиц пучка соответственно; R_g — радиус их траектории в диполях нуклотрона. После окончания работы детектора накопленная в диполе энергия рассеивается на резисторе гашения поля. Размагничивание магнитопровода осуществляется в интервале времени $T_r - T_c$ тем же источником при формировании им реверсивного тока. При максимальном токе питания обмоток диполей 40 А и указанной выше их расчетной индуктивности, а также оптимальной настройке магнитного поля B_g с интервалом $T_b - T_s \approx 0,1$ с максимальное напряжение источников 1, 2 составляет приблизительно 250 и 290 В при пиковой мощности примерно 11 и 12 кВт соответственно. На «столе» магнитного поля наибольшее напряжение определяется резистивным сопротивлением обмоток приблизительно 0,56 Ом и равно примерно 22 В.

На рис. 8 показана принципиальная схема источников питания. Они выполнены по современной технологии высокочастотного преобразования мощности с использованием широкоимпульсной модуляции сигнала (Switch Mode Technology with Pulse-Wide Modulation). Силовая часть источников состоит из сетевого (U_c) выпрямителя (NR), низкочастотного фильтра (LFF), понижающего преобразователя (Ch) с рабочей частотой 50 кГц, высокочастотного конвертора (HFC) с несущей частотой 25 кГц, согласующего высокочастотного трансформатора (HFT_r), высокочастотных выпрямителя (HFR) и фильтра (HFF), а также ключа гашения поля (DS). При необходимости исключения остаточного магнитного поля в анализаторе предусматривается коммутатор реверса тока (RS). Источники снабжены бесконтактным датчиком тока (CS), который измеряет абсолютную величину тока в обмотке магнитов М1, М2. Согласование работы составных частей источников и связь с внешними системами осуществляет схема управления и защит (CPS). Применение двойного

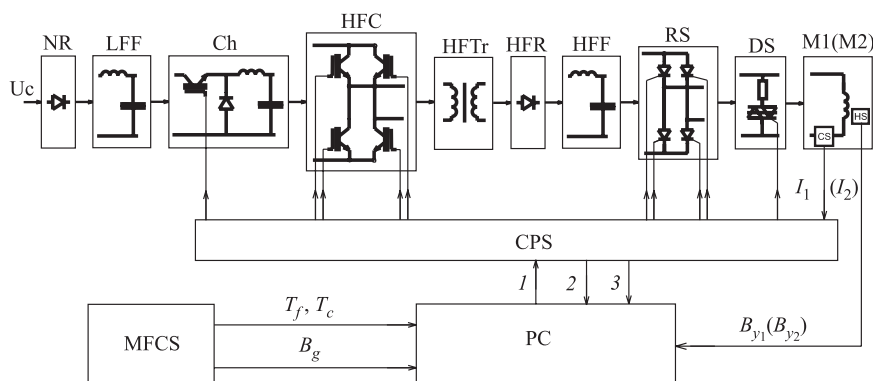


Рис. 8. Принципиальная блок-схема источников питания анализатора

преобразования Ch и HFC на частотах во много раз больше сетевых позволяет получить стабильность выходного тока (поля), соответствующую требуемой $\leq 10^{-4}$ относительных единиц при КПД на уровне 90%. При работе источников текущие значения B_g , T_r и T_c (рис. 7) поступают в специализированный персональный компьютер (PC) из системы управления главным магнитным полем диполей нуклотрона (MFCS) и при наличии разрешения от CPS (канал 3) оператор дает команду на формирование тока питания. При последовательном сравнении значений $K_{1,2} \cdot B_a$ и реальных величин магнитного поля $B_{y1,2}$, получаемых с датчиков Холла (HS), по каналу 1 осуществляется управление источниками. В момент времени T_e по информационному каналу 2 компьютер подает сигнал в CPS на вывод тока. При этом запираются Ch и HFC, включаются DS и накопленная в электромагнитах энергия гасится на резисторах DS. В момент времени T_r по каналу 2 подается команда в CPS на размагничивание. При этом RS переключается в реверсивное состояние и идет импульс тока размагничивания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты по выбору двухступенчатой магнитной системы анализа импульсов электронов, а также численному моделированию магнитопроводов соответствующих диполей и обмоток их электрического питания показывают принципиальную возможность создания неохлаждаемого специализированного магнитного анализатора для исследований по релятивистской атомной физике с использованием внутренних мишеней на отведенной для этого области теплого участка нуклотрона. При выделении δ -электронов, вылетающих из мишени в заданном направлении, предложенный

анализатор дает возможность оперативно (в каждом цикле работы ускорителя) контролировать абсолютную интенсивность взаимодействия ядер циркулирующего пучка с мишенью. Для питания анализатора и минимизации влияния его краевого поля на циркулирующий пучок предложена структурная схема управляемых от персонального компьютера источников тока для его обмоток, режим работы которых основан на временной зависимости магнитного поля диполей нуклотрона в каждом цикле его работы. Данные источники могут быть выполнены по современной технологии высокочастотного преобразования мощности с использованием широкоимпульсной модуляции сигнала. Это позволяет при высоком КПД получить требуемую для измерений стабильность выходного тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Артемов А. С., Афанасьев С. В.* Возможности контроля светимости в экспериментах с внутренними мишенями на нуклотроне по δ -электронам. // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, N.2[119]. С. 18–26.
2. *Тарантин Н. И.* Магнитные статические анализаторы заряженных частиц (Поля и линейная оптика). М.: Энергоатомиздат, 1986. 128 с.

Получено 16 мая 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 27.06.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,93. Уч.-изд. л. 1,35. Тираж 315 экз. Заказ № 55390.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/