



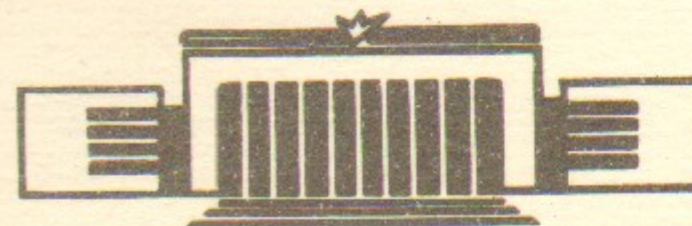
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

56

С.А.Беломестных, А.Е.Бондарь, М.Н.Егорычев,
В.Н.Жилич, Г.А.Корнюхин, С.А.Никитин,
Е.Л.Салдин, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин

НАБЛЮДЕНИЕ СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ИНТЕНСИВНОСТИ СИНХРОТРОННОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ

ПРЕПРИНТ 83—86



НОВОСИБИРСК

НАБЛЮДЕНИЕ СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.А.Беломестных, А.Е.Бондарь, М.Н.Егорычев,
В.Н.Жилич, Г.А.Корнюхин, С.А.Никитин,
Е.Л.Салдин, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин

Аннотация

Описан эксперимент по наблюдению изменения интенсивности синхротронного излучения позитронов в накопителе ВЭЩ-4 при деполяризации пучка. При времени измерения, равном одной минуте, величина эффекта превышала десять статистических ошибок. Продемонстрирована зависимость знака эффекта от знака магнитного поля в точке излучения. Измеренная величина скачка интенсивности в пределах статистической ошибки (равной 7%) согласуется с расчетным спиново-зависимым вкладом. Показано, что предложенный метод может эффективно использоваться для наблюдения поперечной поляризации пучков в электрон-позитронных накопителях.

I. Введение

Выражение для интенсивности излучения классической точечной заряженной частицы, движущейся с ускорением $\dot{\vec{v}}$ поперечным к скорости, имеет вид:

$$W_0 = \frac{2}{3} e^2 \gamma^4 |\dot{\vec{v}}|^2, \quad (1)$$

где e - заряд частицы, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор ($c = 1$). Когда частица движется в поперечном магнитном поле, ее ускорение равно

$$\dot{\vec{v}} = e(\vec{v} \times \vec{H}) / (m\gamma)$$

где m - масса покоя частицы, \vec{H} - вектор магнитного поля. Спектральная плотность интенсивности излучения, возникающего при таком ускорении заряда, имеет максимум при частоте $\omega \approx \omega_c$, где:

$$\omega_c = \frac{3}{2} \frac{eH}{m} \gamma^2$$

и является универсальной функцией параметра $y = \omega / \omega_c$.

Наличие у классической заряженной частицы, движущейся по искривленной траектории, собственного углового момента - спина \vec{S} и собственного магнитного момента $\vec{\mu} = g\vec{S}$ приводит к дополнительному излучению. Это связанное со спином излучение интерферирует с обычным излучением ускоренного заряда, что приводит в выражении для интенсивности к линейно зависящей от спина добавке. Можно показать, что для гиромагнитного отношения $g = e/m$ эта добавка равна

$$W_s = 2 \frac{e^2}{m^2} \gamma^5 |\dot{\vec{v}}|^2 (\vec{v} \times \dot{\vec{v}}) \cdot \vec{S} \quad (2)$$

где \vec{S} - вектор спина в системе покоя частицы.

При движении релятивистского электрона в накопителе энергии характерных излучаемых квантов малы по сравнению с энергией частицы, поэтому выражения (1) и (2) применимы и при расчете интенсивности синхротронного излучения (СИ). Под вектором спина \vec{S} в выражении (2) при этом следует понимать среднее квантово-механическое оператора спина в системе покоя электрона

$$\vec{S} = \langle \hat{S} \rangle = \frac{\hbar}{2} \vec{n},$$

где \hbar — постоянная Планка, $|\vec{n}| = 1$.

Для электронов и позитронов в накопителях существует естественный механизм радиационной поляризации [1]. При этом электроны выстраиваются спинами в направлении против поля накопителя, а позитроны — в направлении по полю. Из выражения для W_S следует, что поляризованный естественным образом пучок электронов и позитронов в накопителе будет излучать больше, чем неполяризованный пучок. Относительная добавка к интенсивности СИ при этом составит

$$\delta = \frac{\hbar \omega_c}{m \gamma} \zeta = \chi \zeta,$$

где ζ — степень поляризации пучка (в идеальном накопителе $\max \zeta = 0,92$).

Зависимость интенсивности СИ электрона от направления спина была впервые рассчитана в работе [2] для однородного магнитного поля. Спиновая зависимость СИ в меняющихся полях была получена в [3] в локально однородном приближении. В работах [4,5] было показано, что данный эффект может быть описан методами классической теории.

В работе [6] было предложено использовать спиновую зависимость СИ для измерения поляризации электронов в накопителях. При этом было отмечено, что наиболее благоприятной для таких измерений является коротковолновая область спектра (большие значения параметра χ). Спиновая добавка к интенсивности при $\chi \gg 1$ растет линейно с χ [2]:

$$\delta = \chi \zeta.$$

Величина δ при фиксированном значении χ (т.е. при фиксированном числе фотонов) пропорциональна величине магнитного поля на участке излучения и энергии частицы:

$$\delta \sim H \gamma.$$

Поэтому усилить зависимость интенсивности СИ от направления спина можно с помощью "змейки", введенной в прямолинейный промежуток накопителя. В простейшем случае "змейка" представляет собой три магнита с сильным вертикальным магнитным полем и с

равным нулю средним значением. Поле в центральном магните в несколько раз больше поля в боковых — компенсирующих магнитах и может намного превосходить по величине ведущее поле накопителя. Из выражения (2) следует, что знак интерференционной поправки к интенсивности СИ определяется проекцией спина электрона на направление магнитного поля. Поэтому периодические изменения знака поля в "змейке" позволяют дополнительно ослабить воздействие систематических погрешностей при измерениях поляризации. При этом также появляется возможность измерения степени поляризации пучка без ее разрушения.

При значениях параметра $\chi \approx 10$ величина δ для накопителей на энергии 10-100 ГэВ при поле в "змейке" порядка 10 кГс составит примерно $\delta \approx 10^{-4} + 10^{-3}$. Число фотонов СИ при этом еще достаточно велико. При рабочих токах в накопителе порядка нескольких миллиампер поток фотонов в детектор может составлять порядка $10^{10} + 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Поэтому имеется возможность измерять поляризацию за времена порядка нескольких секунд.

В работе [7] предложена методика наблюдения поляризации, основанная на сравнении интенсивности СИ поляризованного и неполяризованного сгустков электронов, одновременно циркулирующих в накопителе. Настоящая работа посвящена описанию экспериментов по наблюдению спиновой зависимости СИ. Измерения проводились на накопителе ВЭШ-4 по схеме, предложенной в работе [7].

2. Схема эксперимента

Поскольку спиновая поправка к интенсивности СИ мала ($\delta \leq 10^{-4}$), абсолютные измерения этого эффекта сопряжены с рядом трудностей: требуется высокая стабильность измерительного тракта, положения пучка в накопителе, энергии пучка и т.д. Для того, чтобы устранить эти проблемы, была выбрана схема измерения, в которой наблюдается относительное изменение интенсивности СИ двух сгустков электронов (или позитронов), одновременно вращающихся в накопителе, при деполяризации одного из них специальным селективным деполяризатором. Различные нестабильности в аппаратуре и накопителе в этом случае намного меньше сказываются на результатах измерений.

Для получения жесткого СИ в эксперименте используется специальная трехполюсная магнитная "змейка" (см. рис.1). Макси-

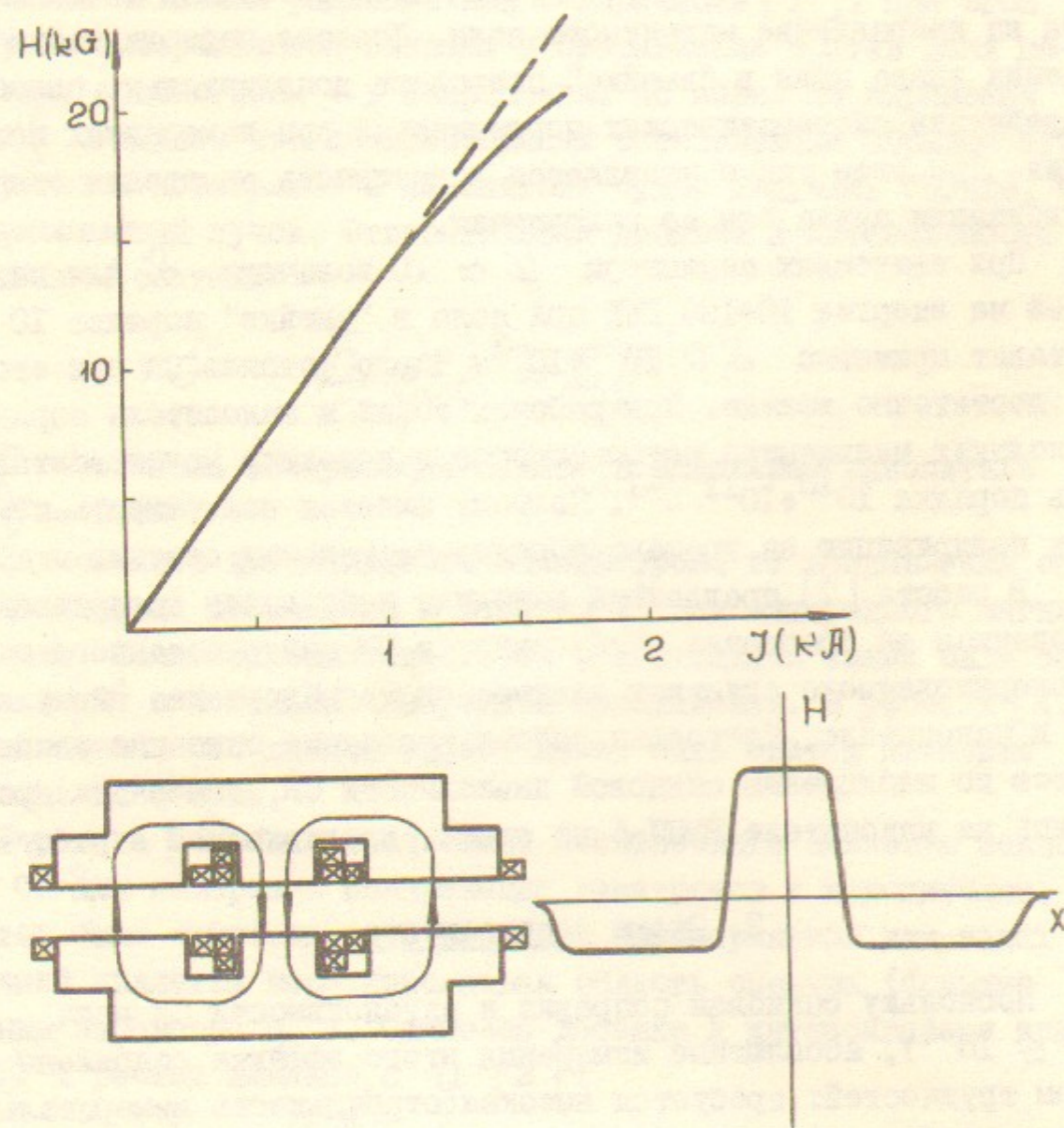


Рис.1. Зависимость величины поля от тока в "змеяке".
Ниже показана конструкция "змеяки" и распределение поля вдоль ее оси.

мальная величина поля в центральном магните равна 21 кГс. Полный интеграл поля "змеяки" близок к нулю, что дает возможность менять знак поля в магнитах в процессе измерений.

Пучок СИ из центрального магнита "змеяки" выводится на детектор. Детектором служит обычный сцинтилляционный счетчик. Сцинтиллятор на основе полистирола, размерами 7x4x20 см³ просматривается одним спектрометрическим ФЭУ (см. рис.2). Поскольку эффект больше в жесткой части спектра, перед сцинтиллятором поставлен свинцовый фильтр толщиной 4 мм. Спектр фотонов СИ, прошедших фильтр, рассчитывается методом Монте-Карло и изображен на рис.3. Характерная энергия регистрируемых фотонов порядка 250 кэВ ($\gamma \approx 7+8$). Зависимость числа фотонов, взаимодействовавших в сцинтилляторе, от величины поля в змейке приведена на рис.4. Так как поле в боковых-компенсирующих магнитах "змеяки" в три раза меньше поля в центральном магните, то фон СИ от них (и ведущего поля накопителя) пренебрежимо мал.

За один оборот пучка в накопителе при токе 0,5 миллиампера и энергии 5 ГэВ в детекторе регистрируется $\approx 5 \cdot 10^3$ фотонов СИ. Одному фотону СИ попавшему в сцинтиллятор соответствует примерно 30 фотоэлектронов с катода ФЭУ. Ширина амплитудного спектра сигналов с ФЭУ определяется статистическими флуктуациями числа взаимодействовавших фотонов в детекторе. Для сравнения интенсивности излучения двух сгустков в накопителе, последовательность сигналов с ФЭУ подается на обычный пороговый дискриминатор (см. рис.5). Зависимость вероятности срабатывания дискриминатора при прохождении сгустка через "змеяку" от величины пороговой амплитуды изображена на рис.6. Максимальная крутизна наклона этой кривой определяется шириной амплитудного распределения сигналов с ФЭУ (т.е. количеством фотонов СИ, попавших в детектор). Вероятность, с которой срабатывает дискриминатор, наиболее сильно зависит от средней амплитуды, когда эта вероятность равна 0,5. При этом скорость счета на выходе дискриминатора связана с изменением наиболее вероятной амплитуды следующим образом:

$$\frac{\Delta f}{f} = k \frac{\Delta A}{A},$$

где k - коэффициент, зависящий от ширины амплитудного спектра

$$k = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{A}{\sigma_A},$$

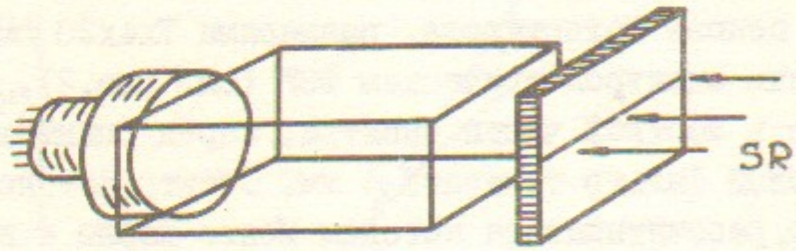


Рис.2. Схема детектора

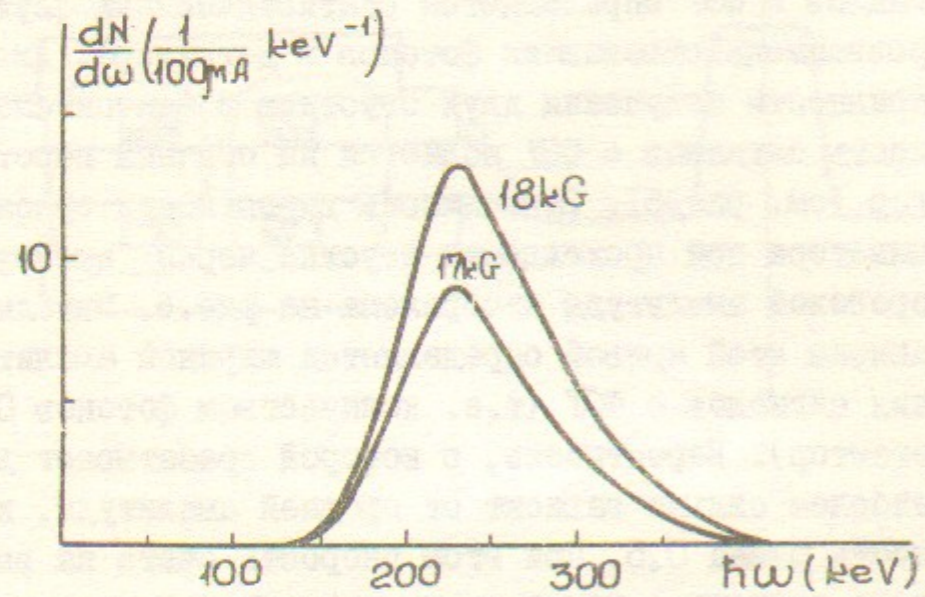


Рис.3. Спектр фотонов СИ, прошедших свинцовый фильтр 4 мм и провзаимодействовавших в детекторе.

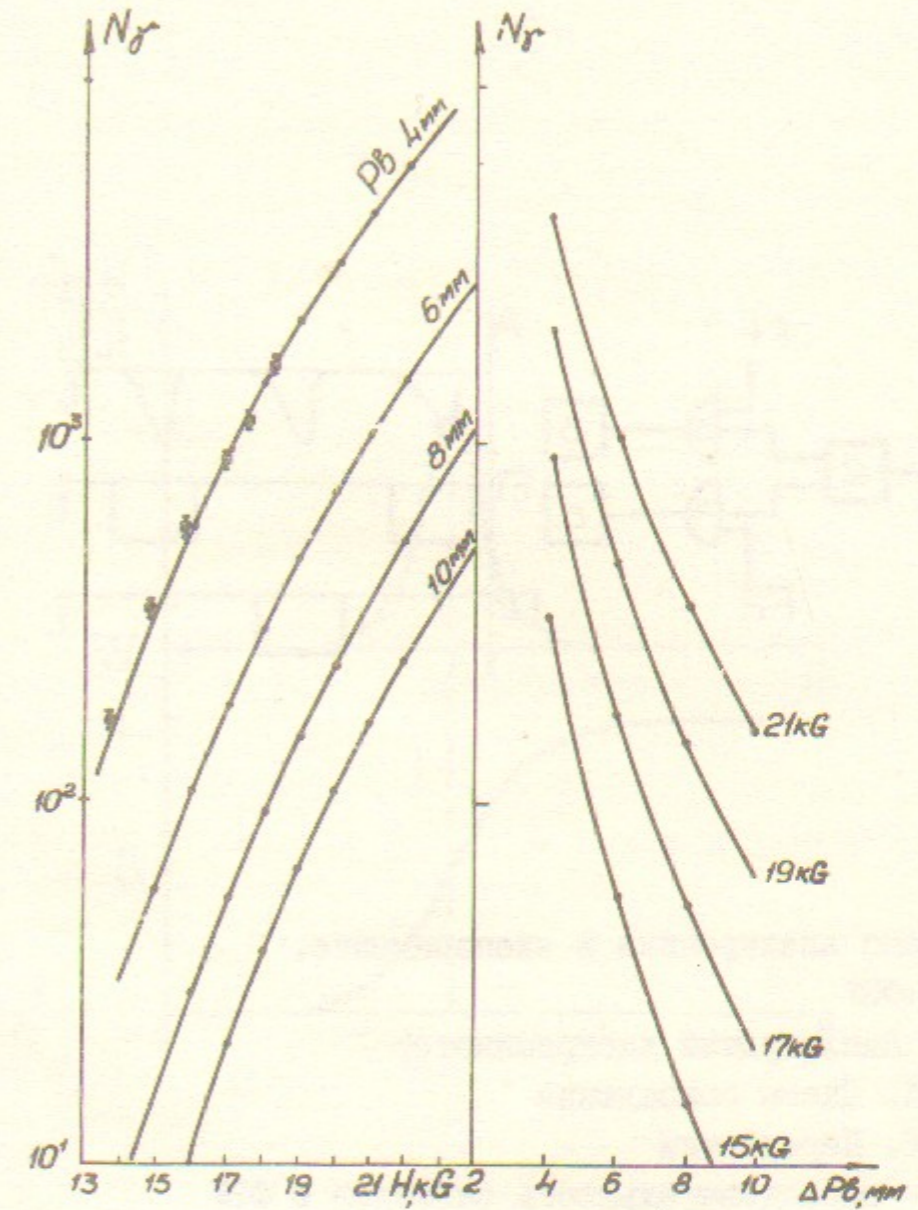


Рис.4. Зависимость количества фотонов СИ, попавших в детектор при прохождении сгустка позитронов через "змейку" от величины поля в "змейке" и толщины конвертора. Число позитронов в сгустке $0,8 \cdot 10^9$ (ток 100 μ А), энергия 5150 МэВ. Точками показаны расчетные значения, квадратиками - измеренные.

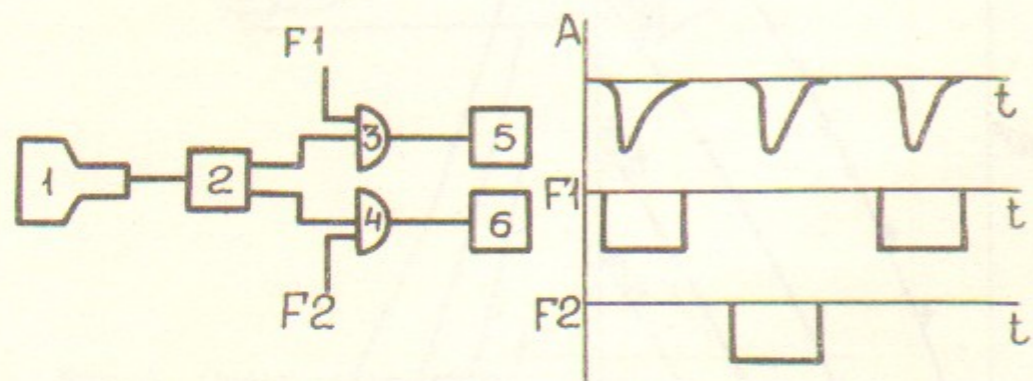


Рис.5. Схема электроники в эксперименте.

1. -ФЭУ

2. Амплитудный дискриминатор

3,4. Схемы совпадения

5,6. Пересчетки

A - последовательность сигналов с ФЭУ

F1, F2 - управляющие сигналы, синхронизированные с моментом прохождения сгустков через "змеяку".

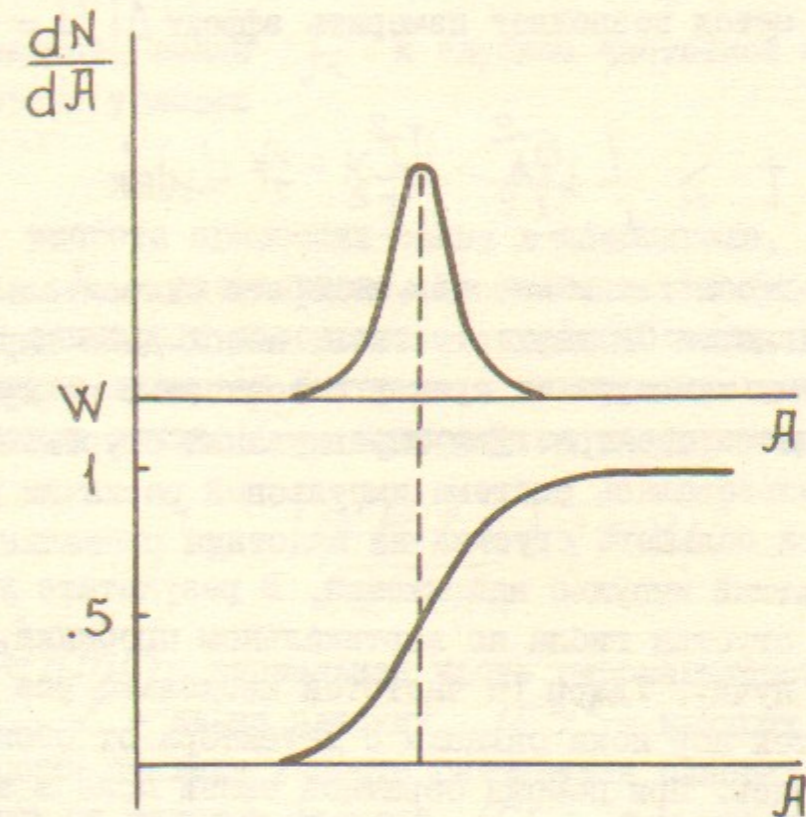


Рис.6. Амплитудный спектр сигналов с ФЭУ и зависимость вероятности (W) срабатывания дискриминатора при изменении порога (A).

где σ_A/A - относительная дисперсия амплитудного распределения сигналов с ФЭУ. За время t число срабатываний дискриминатора равно:

$$N = \frac{1}{2} f_0 t,$$

где f_0 - частота обращения. Статистическая ошибка N равна:

$$\sigma_N = \sqrt{\frac{N}{2}}$$

Таким образом, метод позволяет измерить эффект $\Delta I/I = 5 \cdot 10^{-5}$ за время

$$t \geq \frac{1}{f_0} \frac{\sigma_A^2}{A^2} \frac{I^2}{\Delta I^2} \approx 1 \text{ сек}$$

Для того, чтобы таким методом измерять относительное изменение интенсивности СИ двух сгустков, необходимо выравнять средние амплитуды сигналов от пучков с точностью не хуже, чем ширина амплитудного спектра. Для выравнивания сгустков в экспериментах использовалась система импульсной раскачки пучков. В момент пролета большего сгустка на пластины раскачки подавался высоковольтный импульс напряжения. В результате удара малая доля частиц сгустка гибла на вертикальном пробнике, подведенном близко к пучку. Удары (с частотой несколько раз в минуту) повторялись до тех пор пока сигналы с детектора от обоих сгустков не сравнивались. При помощи обратной связи поле в змейке поддерживалось таким, чтобы для одного из выбранных пучков средняя амплитуда сигнала была равна порогу дискриминатора.

Отношение скоростей счета дискриминатора от разных сгустков характеризует отношение интенсивностей излучения этих пучков. Поскольку при таком методе измерений нужно деполяризовать один сгусток, сохраняя поляризацию второго, был сделан специальный селективный деполяризатор, принцип работы которого описан в следующем разделе.

3. Деполяризатор

Преднамеренная деполяризация пучка может осуществляться при помощи периодического поперечного электромагнитного поля, введенного на одном из участков накопителя. Технически удобно с этой целью применять ТЕМ-волну, создаваемую парой разнесен-

ных по вертикали проводящих пластин, подключенных в ВЧ-генератору. В экспериментах по измерению спиновой зависимости интенсивности синхротронного излучения были использованы свободные пластины из системы электростатического разведения пучков на ВЭШ-4.

Пусть величина магнитного поля в ТЕМ-волне меняется во времени t по закону:

$$H(t) = H_0 \cos 2\pi \int (f_d + \Delta f_d \cos f_m t) dt,$$

и, если частота волны f_d и глубина частотной модуляции Δf_d удовлетворяют условию

$$|f_d \pm f_s + K f_0| < \Delta f_d$$

где f_s - частота прецессии спина в накопителе, f_0 - частота обращения, K - целое число, то имеют место периодические пересечения спинового резонанса. В предположении, что пересечения резонанса являются быстрыми и некоррелированными, время деполяризации пучка τ_d вычисляется по формуле [8]:

$$\tau_d^{-1} = \frac{(q' H_0 \ell f_0)^2}{2\pi \Delta f_d} |F^v|^2 \quad (3)$$

где $q' = |e\hbar|/(mc)$ - аномальная часть гиромагнитного отношения электрона, ℓ - длина пластин, $|F^v|^2$ - квадрат величины спиновой функции отклика в месте размещения пластин деполяризатора. Отличие от единицы фактора $|F^v|^2$ в выражении для τ_d связано с учетом интегрального деполяризующего эффекта вертикальных колебаний частицы, возбуждаемых поперечным полем волны. Результаты расчета фактора $|F^v|^2$ в месте размещения пластин деполяризатора на ВЭШ-4 приведены на рис.7.

Границы применимости используемого выражения для τ_d (3) определяются следующими условиями.

Прохождения спинового резонанса являются быстрыми, если

$$f_m \tau_d \gg 1 \quad (4)$$

где значение τ_d подставляется из формулы (3). Некоррелированность последовательных прохождений резонанса может быть связана либо с собственными шумами ВЧ-генератора, либо с диффузией

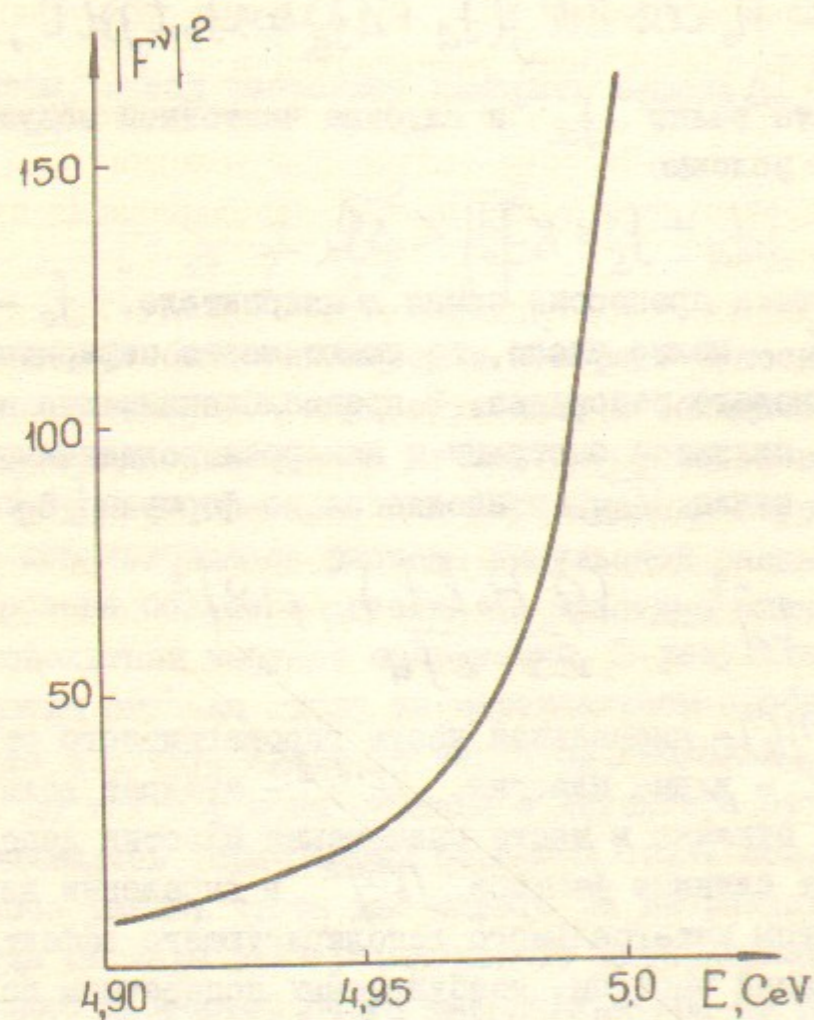


Рис.7. Зависимость фактора $|F^v|^2$ в месте размещения пластин деполяризатора от энергии E

фазы спиновой прецессии вследствие квантовых флуктуаций синхротронного излучения. Например, в первом случае условие некоррелированности имеет вид:

$$\Delta f_n > f_m \quad (5)$$

где Δf_n - шумовой разброс частоты деполяризатора.

Если выполнены условия (4), (5), то при включении деполяризатора степень поляризации уменьшается в $(1 + \tau_p / \tau_d)$ раз за время $\tau_p \tau_d / (\tau_p + \tau_d)$, где τ_p - время радиационной поляризации в накопителе. Поэтому только при условии $\tau_d \ll \tau_p$ можно говорить, что происходит полная деполяризация пучка со временем релаксации τ_d .

Преднамеренная деполяризация только одного из двух сгустков, вращающихся друг за другом в накопительном кольце, может быть обеспечена путем подачи на пластины импульса напряжения с частотой обращения частиц f_0 . Длина импульса много меньше расстояния между сгустками. Резонансная деполяризация осуществляется за счет амплитудной модуляции импульса с частотой спинового резонанса. Для этого достаточно, чтобы рабочий диапазон частоты амплитудной модуляции лежал в пределах $0 \pm f_0 / 2$. При деполяризации одного из сгустков второй будет оставаться поляризованным, если параметр τ_d , вычисленный для него из (3), много больше τ_p .

В эксперименте был применен селективный деполяризатор, блок-схема которого изображена на рис.8. В его состав входят пластины для формирования ТЕМ-волны, согласующие волновые нагрузки (50 Ом), генератор импульсов и система контроля сигналов.

Запуск генератора осуществляется импульсами с частотой f_0 , поступающими с задающего генератора ВЧ-системы накопителя и совпадающими по времени с моментом пролета одного из сгустков между пластинами. Длительность импульсов равна 100 нс, постоянная времени фронта - 25 нс. Эти параметры обусловлены высокочастотными свойствами элементов выходного усилителя и обеспечивают достаточное затухание (более чем в 10^3 раз) импульса к моменту пролета второго сгустка, сдвинутого относительно первого на полоборота ($f_0 = 818,8$ кГц).

В отсутствие амплитудной модуляции на каждую пластину поступают импульсы напряжения $U_1 = U_2 = 50$ В (интервал времени

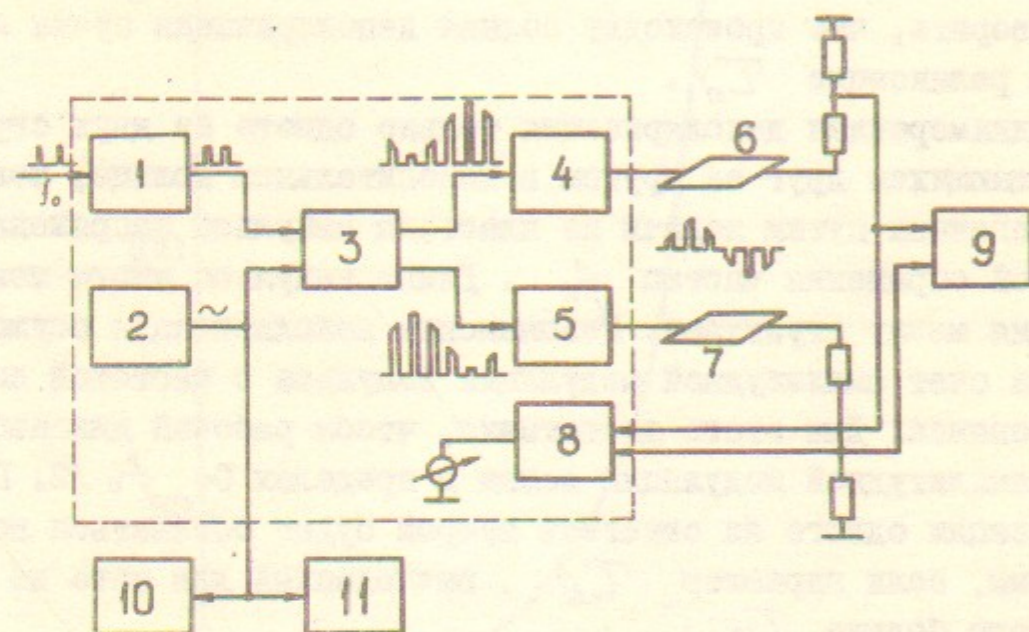


Рис.8. Блок-схема селективного деполяризатора

1. Формирователь импульсов
2. Генератор
3. Модулятор
- 4,5. Выходные усилители
- 6,7. Пластины
8. Схема измерения амплитуды сигнала
9. Осциллограф
10. Частотомер
11. Анализатор спектра.

от 0 до t_1 на рис.9). Деполяризация сгустка становится возможной с включением в момент t_1 (см. рис.9) амплитудной модуляции импульсов. Огибающая разностного напряжения меняется тогда по закону:

$$U_1 - U_2 = U \cos 2\pi f_d t,$$

где U устанавливается в пределах от 0 до 100 В.

Генератор обеспечивает плавную перестройку f_d в диапазоне $20 \text{ кГц} \leq f_d \leq 409 \text{ кГц}$, что согласуется с физическими требованиями на интервал частот деполяризации.

Предусмотрена модуляция частоты f_d по линейному закону (см. рис.10). Частота модуляции f_m может меняться от 5 Гц до 50 Гц. Максимальная девиация Δf_d равна 5 кГц. Для индексов модуляции $\Delta f_d / f_m \gg 10$ характерный вид огибающей спектра приведен на рис.11. Собственная ширина спектральной линии генератора равна $\Delta f_n \approx 100 \text{ Гц}$.

В нашем случае длина пластин деполяризатора $l = 150 \text{ см}$, зазор между ними 3,8 см. При амплитуде напряжения между пластинами 40 В, амплитуде частотной модуляции $\Delta f_d = 1 \text{ кГц}$, время деполяризации τ_d , рассчитанное по формуле (3), на энергии 4,98 ГэВ ($|F^v|^2 = 73$) составляет 10 с. В экспериментах частота f_m задавалась равной 5 Гц. Тем самым были выполнены условия быстроты и некоррелированности пересечений резонанса (4) и (5). Время радиационной поляризации на этой энергии составляет $\tau_p \approx 0,5 \text{ час}$. Поэтому один сгусток полностью деполяризуется, а равновесная степень поляризации второго при этом практически не изменится.

4. Результаты измерений

Измерения спиновой зависимости интенсивности СИ проводились следующим образом. На энергии инжекции 1,86 ГэВ в накопитель ВЭШ-4 перепускались два пучка позитронов с токами $200 + 500 \mu\text{А}$ в каждом, таким образом, чтобы они располагались в диаметрально противоположных сепаратрисах^{ж)}. Затем энергия пучков в накопителе поднималась до рабочей (5 ГэВ) и включалось

^{ж)} Использование для измерений таких малых токов связано только с чисто техническими особенностями расположения "змейки" на накопителе ВЭШ-4.

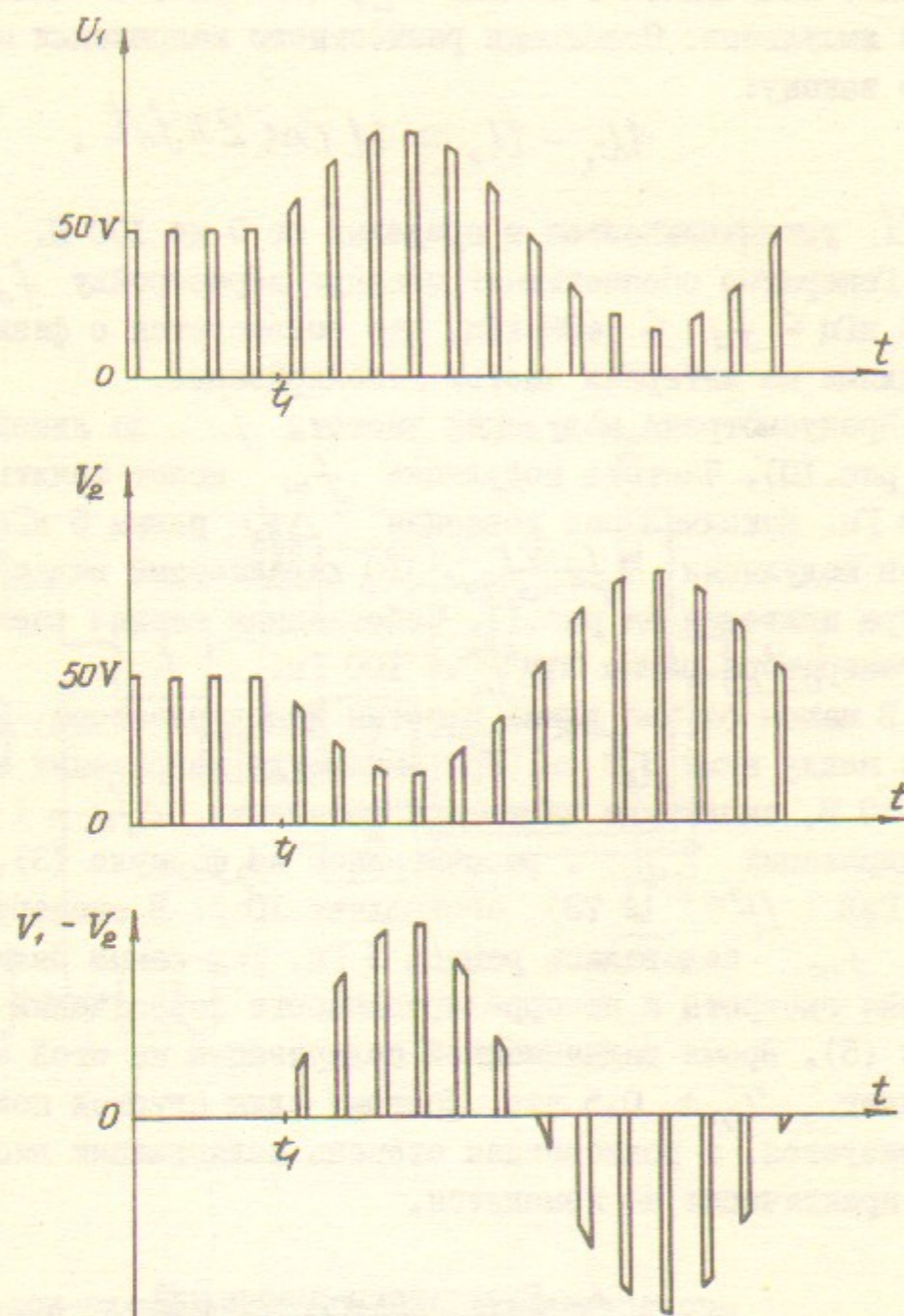


Рис.9. Временные диаграммы напряжений на пластинах

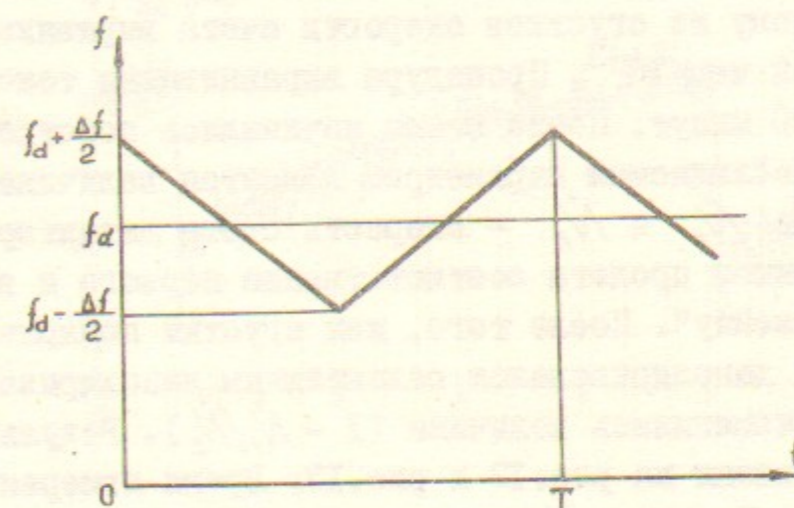


Рис.10. Закон изменения частоты во времени при включении ЧМ сигнала

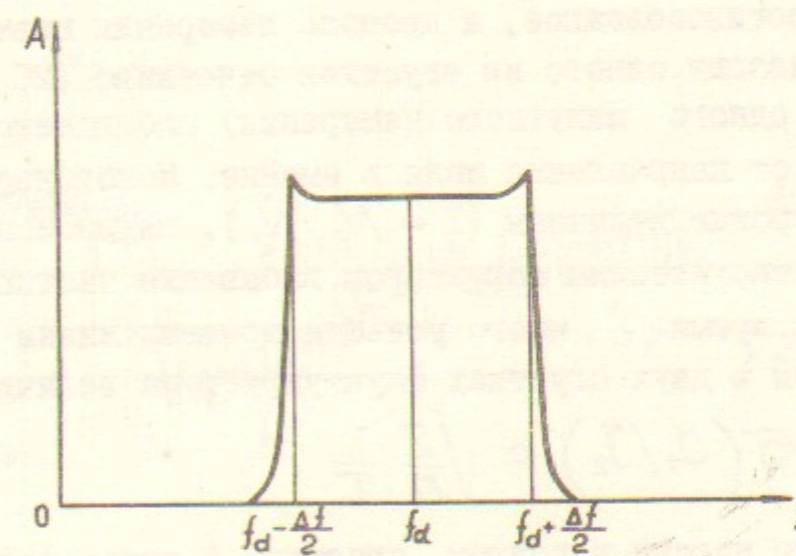


Рис.11. Огибающая спектра сигнала с линейной модуляцией частоты при больших индексах модуляции

поле в змейке. По скорости счета сигналов с дискриминатора определялось, какой из сгустков больше и с помощью регулируемого удара по одному из сгустков скорости счета выравнивались с точностью лучшей чем 10^{-3} . Процедура выравнивания токов занимала около 10-20 минут. После этого начинались собственно сами измерения. Наблюдаемым параметром является величина $(1 - \dot{N}_1/\dot{N}_2)$, где \dot{N}_1 и \dot{N}_2 - скорость счета детектора на совпадение с моментом пролета соответственно первого и второго сгустков через "змейку". После того, как сгустки поляризовались, один из них деполаризовался селективным деполаризатором. При этом скачком изменялась величина $(1 - \dot{N}_1/\dot{N}_2)$. Результаты измерений представлены на рис.12 и рис.13. Время измерения в каждой точке 60 с. Величина скачка равна примерно десяти статистическим ошибкам. После выключения деполаризатора наблюдается восстановление поляризации сгустка.

С целью наблюдения зависимости эффекта от знака проекции спина на направление магнитного поля были проведены измерения величины $(1 - \dot{N}_1/\dot{N}_2)$ при периодических изменениях знака поля в змейке. Результаты представлены на рис.14. Время измерения в каждой точке равно 50 с. После чего поле в змейке за 120 с менялось на противоположное, и процесс измерения повторялся. После деполаризации одного из сгустков отчетливо (20 статистических ошибок одного минутного измерения) наблюдается зависимость эффекта от направления поля в змейке. Монотонное изменение среднего уровня величины $(1 - \dot{N}_1/\dot{N}_2)$, видимое на рис.14, связано со статистическим характером выбывания частиц пучка из накопителя. За время t , много меньшее времени жизни пучка τ , отношение токов в двух сгустках флуктуирует на величину

$$\sigma(\dot{N}_1/\dot{N}_2) \approx \sqrt{\frac{2}{N}} \frac{t}{\tau},$$

где N - число частиц в каждом сгустке. В нашем случае $N \approx 3 \cdot 10^9$, $\tau \approx 10^5$ с, $t \approx 10^4$ с и поэтому возможно изменение отношения токов \dot{N}_1/\dot{N}_2 на $8 \cdot 10^{-6}$, что составляет 20% от измеряемого эффекта. Поскольку эти медленные изменения в счете не зависят от направления поля в змейке, то их можно получить и учесть, если построить зависимость от времени полусуммы соседних величин $(1 - \dot{N}_1/\dot{N}_2)$ при разных направлениях поля в змейке. На рис.15 приведены результаты обработки таким спс-

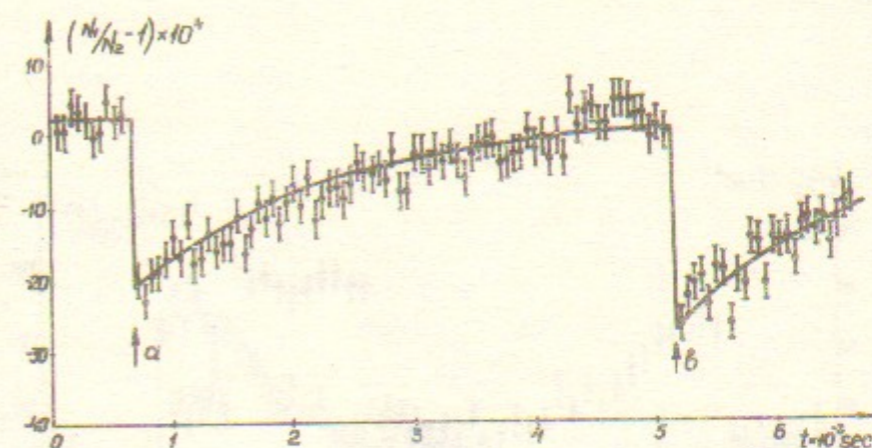


Рис.12. Результаты измерения зависимости интенсивности СИ от степени поляризации пучка. Поле в "змейке" совпадает по направлению с ведущим полем накопителя. В точках a и b произведена быстрая деполаризация одного из сгустков (N_1). Время измерения в точке 60 с. Время поляризации сгустка $\tau_p = 1740 \pm 20$ с ($\zeta = 0,726$).

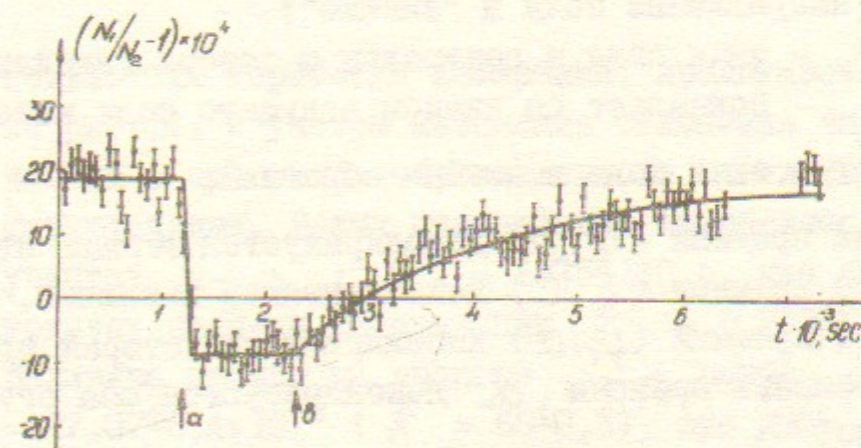


Рис.13. Результаты измерений, аналогичные представленным на рис.12. В точке a - момент включения деполаризатора, в точке b - деполаризатор выключен (между этими точками деполаризатор остается включенным). Время поляризации $\tau_p = 1800 \pm 20$ с ($\zeta = 0,751$).

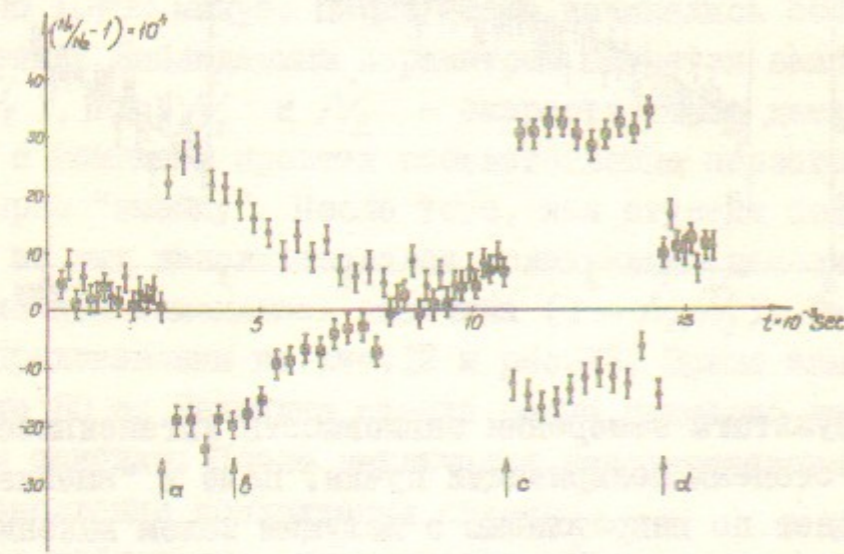


Рис. 14. Результаты измерения зависимости интенсивности СИ от направления поля в "змейке":

⊕ - знак поля в центральном зазоре "змейки" совпадает со знаком ведущего поля накопителя;

⊖ - знак поля в змейке обратный;

На интервале времени (a, b) деполаризуется первый сгусток.
 На интервале времени (b, c) деполаризатор выключен.
 На интервале времени (c, d) деполаризуется второй сгусток.
 Начиная с момента времени d деполаризуются оба сгустка одновременно.

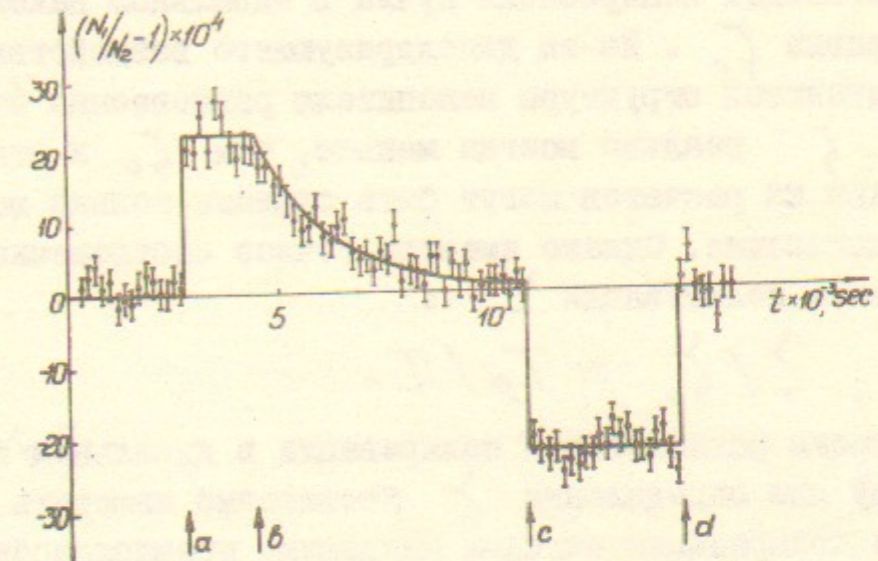


Рис. 15. Результаты обработки измерений, представленных на рис. 14, с учетом изменения отношения числа частиц в сгустках, обусловленного статистическими флуктуациями. Время поляризации подгонялось по участку b ÷ c : $\tau_p = 1825 \pm 110$ с, что соответствует степени поляризации $\zeta_\tau = 0,713 \pm 0,043$. Величина скачка на участке c ÷ d равна $\Delta = 22,07 \pm 0,4 \times 10^{-4}$ ($k = 66 \pm 0,5$), это дает степень поляризации $\zeta_\Delta = 0,691 \pm 0,02$ ($\zeta_\tau / \zeta_\Delta = 1,032 \pm 0,067$).

сособом экспериментальных данных, представленных на рис.14.

Исходя из полученных данных, можно проделать сравнение величины наблюдаемого эффекта с расчетной величиной. Для этого надо знать степень поляризации пучка в момент измерения. Степень равновесной поляризации пучка в идеальном накопителе известна и равна ζ_0 . Из-за деполяризующего воздействия погрешностей магнитной структуры накопителя равновесная степень поляризации ζ реально всегда меньше, чем ζ_0 и относительно ее величины из расчетов могут быть сделаны только вероятностные предсказания. Однако имеется точное соотношение между ζ и временем поляризации τ_p :

$$\zeta / \zeta_0 = \tau_p / \tau_0$$

где τ_0 - время радиационной поляризации в идеальном накопителе. Поэтому для определения ζ достаточно измерить время τ_p . Время поляризации методом максимума правдоподобия подгонялось по точкам участка (BC) на рис.15. В результате имеем $\tau_p = 1825 \pm 110$ с, $R(\chi^2) = 70\%$, откуда следует, что степень поляризации пучка $\zeta = 0,713 \pm 0,043$.

Для расчета ожидаемого скачка в величине $(1 - \dot{N}_1 / \dot{N}_2)$ должен быть известен также коэффициент усиления (k) в соотношении:

$$(1 - \dot{N}_1 / \dot{N}_2) = k(1 - W_1 / W_2)$$

где W_1 и W_2 - интенсивности СИ от первого и второго сгустков соответственно. Как уже отмечалось выше, величина (k) зависит от количества фотонов СИ, попадающих в детектор при однократном прохождении пучка через "змею". Измерения (k) проводились следующим образом. Снималась зависимость отношения $(f_0 - \dot{N}_1) / f_0$ от среднего тока ФЭУ при изменении поля в "змею". Производная этой зависимости в точке $\dot{N}_1 = f_0 / 2$ и определяет значение k . На рис.16 изображена зависимость k^2 от расчетного числа фотонов, зарегистрированных в детекторе. Наблюдается линейная зависимость. Это указывает на то, что величина k действительно определяется статистическими флуктуациями числа фотонов N_f , попавших в детектор. Во время измерений, изображенных на рис.14,15, величина k была

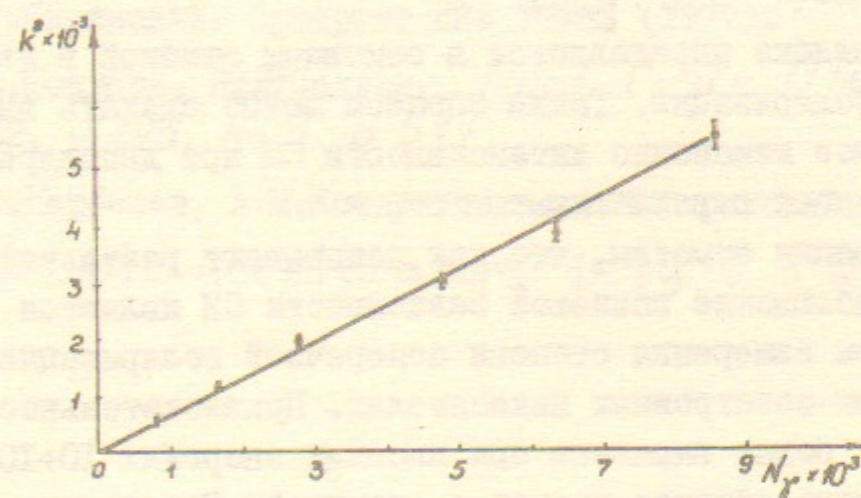


Рис.16. Зависимость k^2 от расчетного количества фотонов, провзаимодействовавших в детекторе (N_f).

равна $K = 66 \pm 0,5$.

Зная величину коэффициента K , можно найти количество фотонов, попадающих в детектор. Расчет ожидаемого скачка $\Delta(1 - \dot{N}_1/\dot{N}_2)$ который производился методом численного моделирования взаимодействия фотонов СИ с веществом детектора для $\xi = 0,713$ и $K = 66$, дал

$$\Delta(1 - \dot{N}_1/\dot{N}_2)_{th} = 22,78 \cdot 10^{-4}$$

Отношение расчетной величины эффекта к экспериментальной равно

$$\frac{\Delta(1 - \dot{N}_1/\dot{N}_2)_{th}}{\Delta(1 - \dot{N}_1/\dot{N}_2)_{exp}} = 1,034 \pm 0,067$$

Приведенная ошибка определяется в основном ошибкой в измерении времени поляризации. Таким образом можно сделать вывод, что наблюдаемое изменение интенсивности СИ при деполяризации пучка согласуется с расчетным.

В заключении отметим, что, как показывают результаты данной работы, наблюдение спиновой зависимости СИ является эффективным методом измерения степени поперечной поляризации пучков в электрон-позитронных накопителях. Привлекательность этого метода еще более выражена при высоких энергиях 10-100 ГэВ, так как величина эффекта растет с энергией. Вследствие высокого быстродействия, слабой чувствительности к параметрам пучка и стабильности орбиты данный метод можно использовать при работе по выявлению и компенсации деполяризующего воздействия погрешностей магнитной системы накопителя. Для большинства современных накопителей характерен многосгустковый режим работы на встречных пучках, поэтому описанная методика может применяться также и для контроля поляризации частиц в экспериментах на встречных пучках по физике высоких энергий.

Мы благодарны Я.С.Дербеневу, А.М.Кондратенко, Г.Н.Кулипанову за полезные обсуждения, В.М.Аульченко, М.М.Бровину, П.Д.Воблону, И.Е.Кореневу, В.В.Колмогорову, А.С.Кузьмину, В.В.Свищеву, В.М.Хореву, М.В.Юркову за помощь в подготовке эксперимента.

Литература

1. А.А.Соколов, И.М.Тернов. ДАН СССР, 1963, т.153, № 5, стр.1052.
2. И.М.Тернов и др. ЖЭТФ, 1964, I, стр.374.
3. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ДАН СССР 1971, т.197, стр.66.
4. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ДАН СССР, 1974, т.217, № 2, стр.311.
5. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ЖЭТФ, 64, 1918(1973).
6. В.Н.Корчуганов, Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев, Е.Л.Салдин, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ 77-83 (1977).
7. А.Е.Бондарь, Е.Л.Салдин. Nucl. Instr. Meth. 1982, v. 195, No 3, p. 577.
8. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. Particle Accelerators 1979, v. 9, No 9, p. 247.

С.А.Беломестных, А.Е.Бондарь, М.Н.Егорычев,
В.Н.Жилич, Г.А.Корнюхин, С.А.Никитин,
Е.Л.Салдин, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин

НАБЛЮДЕНИЕ СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Препринт
№ 83-86

Работа поступила 22 июля 1983г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 1.08.83г. МН 03277

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл. 1,6 печ.л., 1,3 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 86

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90