

## ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЧАСТИЦЫ В НАКОПИТЕЛЯХ

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, С.И.Середняков, А.Н.Скринский,  
Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Проведение экспериментов с поляризованными частицами ставит перед техникой ускорителей и накопителей следующие задачи:

1. Получение поляризованных частиц – из источника или используя какой-либо поляризующий механизм в режиме циркуляции пучка на орбите.
2. Сохранение степени поляризации при ускорении (или замедлении) частиц до нужной энергии.
3. Обеспечение устойчивости поляризации в стационарных условиях в течение времени, необходимого для проведения эксперимента.
4. Управление поляризацией пучка с целью получения нужного для эксперимента направления поляризации.

В конкретных условиях эти задачи часто оказываются взаимосвязанными.

В настоящее время есть все основания считать, что современные накопители и ускорители могут быть достаточно гибкими инструментами для исследований с поляризованными частицами. В этом убеждают также первые эксперименты с поляризованными электронами и позитронами, проведенные в накопителях ВЭПП-2М и SPEAR.

### 1. Получение поляризованных частиц

Перечислим кратко используемые и возможные способы получения пучков поляризованных частиц в накопителях. В настоящее время уже существуют довольно интенсивные источники поляризованных электронов, которые можно после ускорения в линейном или циклическом ускорителе инжектировать в накопитель сразу с нужным направлением поляризации, за много циклов накапливая нужные токи. При высоких энергиях эффективным становится и получение поляризованных электронов прямо в накопителях за счет эффекта радиационной поляризации, которая может быть необходима и для компенсации деполаризующих эффектов.

Но, конечно, главная область применения радиационной поляризации – получение интенсивных пучков поляризованных позитронов высокой энергии. При наличии накопителя на высокую энергию, конечно, можно получать поляризованные позитроны низких энергий замедлением; возможность прохождения при этом даже самых сильных спиновых резонансов уже продемонстрирована экспериментально. При низких энергиях (меньше 1.00 МэВ) представляется достаточно эффективным использование для поляризации позитронов специализированного двухдорожечного накопителя, в котором позитроны и поляризованные электроны в одном из промежутков движутся почти параллельно. Вследствие рассеяния частицы теряются из пучков, причем потеря позитронов с одним направлением спина идет более интенсивно, чем с противоположным, что и приводит к поляризации.

Пучки поляризованных протонов можно получить, используя уже существующие источники /1,2/ и ускоряя протоны в существующих или специализированных протонных ускорителях. Интенсивные пучки можно получить, применив перезарядную инжекцию поляризованных протонов в циклический ускоритель /3/ и накапливая их с помощью электронного охлаждения.

Кроме того, поляризация протонов может быть проведена непосредственно в накопителе с электронным охлаждением при использовании спиновой зависимости ядерного взаимодействия протонов со сверхтонкой поляризованной мишенью. Так можно получить протонный пучок с поляризацией 50%, потеряв в оптимальном случае в интенсивности примерно в 30 раз. Главным же применением такого метода, конечно, является получение поляризованных антипротонов. Данных для аккуратной оценки эффективности метода сегодня недостаточно, но есть основания надеяться, что потери интенсивности могут быть сделаны еще меньше.

## II. Управление поляризацией частиц

При движении частицы поперек магнитного поля  $H$  ее спин прецессирует вокруг поля с угловой скоростью  $\vec{\Omega} = -(e/2mc)(g-2)\vec{H}$  относительно скорости частицы. Естественным направлением поляризации пучка частиц в постоянном по направлению магнитном поле является направление вдоль поля. В поперечных к  $H$  направлениях первоначально созданная поляризация пучка частиц затухает за время, определяемое разбросом частот прецессии.

Большой интерес представляет получение пучков, поляризованных вдоль скорости частиц. Принципиально простыми являются способы создания продольной поляризации, когда в прямолинейный промежуток накопителя вводится радиальное магнитное поле  $H_x$ , поворачивающее спины частицы относительно скорости на угол  $\mathcal{J}/2$  (с последующим восстановлением орбиты и направления спина на выходе из промежутка). Требуемая величина произведения магнитного поля  $H_x$  на длину поворота  $\ell$  равна для электронов  $H_x \ell = 2.3$  кГс х м, а для протонов  $H_x \ell = 2.7$  кГс х м. Выбор варианта определяется конкретными экспериментальными условиями. Например, траектория частиц в промежутке может иметь вид, изображенный на рис. 1а /4/ или рис. 1б /5/ (радиальное магнитное поле поперечно плоскости рисунка, стрелками указано направление поляризации).

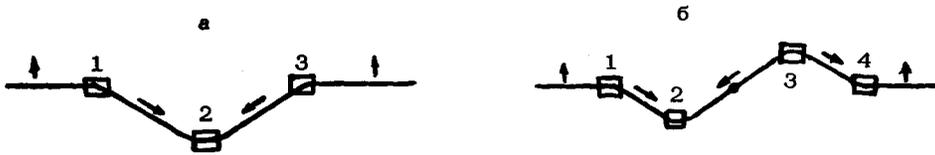


Рис. 1.

Общим свойством вариантов с радиальным полем является то, что в точке осуществления продольной поляризации угол наклона скорости относительно горизонтальной плоскости равен  $\mathcal{J}/\gamma(g-2)$ , где  $\gamma = E/mc^2$  - релятивистский фактор. Переход к сложным вращениям вокруг осей с различными ориентациями устраняет эту связь и дает дополнительную свободу управления поляризацией и орбитой. Примерами использования вращения вокруг двух осей (с восстановлением спинового и орбитального движения) могут служить варианты с применением комбинаций из продольных и вертикальных полей /6/ и комбинаций из радиальных и вертикальных полей /7/.

Существуют способы создания продольной поляризации и без искажения орбиты на всей длине промежутка. Принципиальная схема может быть следующей. Допустим, что в промежутке I без магнитного поля осуществлена продольная поляризация. В обычном накопителе с всюду вертикальным полем спин через оборот частицы оказывается повернутым вокруг вертикальной оси на угол  $\mathcal{J}(g-2)$ , и поэтому продольная поляризация в промежутке не может повторяться от оборота к обороту. Для компенсации поворота спина достаточно в противолежащем промежутке II (рис. 2) дополнительно введенными полями повернуть спин вокруг скорости на угол  $\mathcal{J}$ . Таким образом обеспечивается периодическое по орбите движение спина с осуществлением продольной поляризации в промежутке I.

При низких энергиях ( $\gamma(g-2) \lesssim 1$ ) можно применить для поворота спина на угол  $\mathcal{J}$  в промежутке II продольное магнитное поле, требуемая величина которого на длине  $\ell$  равна

$H_0 = 2\pi E / qe\ell$ . Вносимые продольным полем связь и сдвиг частот бетатронных колебаний при необходимости можно компенсировать дополнительными линзами. При больших энергиях ( $\gamma(g-2) \gg 1$ ) целесообразнее использовать поперечные к скорости магнитные поля, так как требуемая величина этих полей примерно в  $\gamma(g-2)$  раз меньше требуемой величины продольного поля. Применяя специальные комбинации радиальных и вертикальных полей, одновременно можно удовлетворить и условию восстановления орбиты.

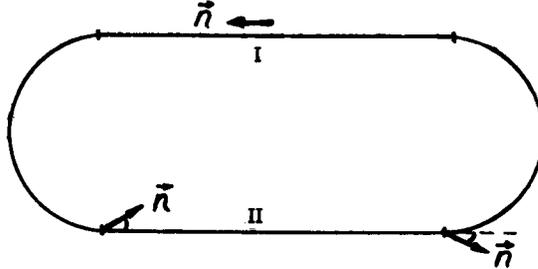


Рис. 2

Существуют также возможности управления относительным знаком спиральностей встречных частиц как в накопителях с разными дорожками, так и с одной /23,4/.

Устойчивость движения спина во всех рассмотренных вариантах следует из общих свойств динамики спина в накопителях с переменными по направлению полями /8,9/. Периодическое движение спина  $\vec{n}(\theta) = \vec{n}(\theta + 2\pi)$ , где  $\theta$  – обобщенный азимут движения частицы, существует для любых стационарных электромагнитных полей, обеспечивающих существование замкнутых орбит  $\vec{z}(\theta)$ . Спин, отклоненный от  $\vec{n}(\theta)$  на произвольный угол, прецессирует вокруг  $\vec{n}(\theta)$  подобно тому, как в однонаправленном поле спин прецессирует вокруг поля. За каждый оборот частицы спин поворачивается вокруг  $\vec{n}$  на один и тот же угол  $2\pi\nu$ , не зависящий от места на орбите. Эффективная частота прецессии  $\nu$  определяется не только энергией частицы, но и всей структурой поля на орбите. В вариантах создания продольного направления равновесной поляризации с помощью поворота спина на угол  $\pi$  вокруг скорости в промежутке II спин, ориентированный на основном участке по полю (поперек устойчивого направления поляризации  $\vec{n}$ ), оказывается через оборот частицы перевернутым. Это означает, что частота  $\nu = 1/2$ . Интересно, что в этом варианте движение спина динамически устойчиво при любой энергии: все спиновые резонансы, в том числе и с бетатронными гармониками, фактически становятся невозможными, ибо резонанс означал бы одновременно неустойчивость и орбитального движения.

### III. Ускорение поляризованных частиц \*

Одной из важных задач, где могут найти применение результаты исследования динамики спинов, является подавление деполаризации при прохождении спиновых резонансов (перестройка энергии, ускорение частиц) в особенности актуальное для тяжелых частиц (см., например, обзор /1/). Очевидными рекомендациями являются компенсация опасных гармоник возмущающих полей либо увеличение скорости прохождения резонансов (например, за счет скачков бетатронных частот /2,10/). Более радикальным является способ, основанный не на подавлении опасных гармоник, а на их увеличении введением в промежутки дополнительных полей до такой степени, чтобы прохождение резонансов стало адиабатическим /11/. Предельными вариантами, позволяющими одновременно подавлять влияние резонансов как с частотами обращения, так и бетатронными частотами, могут служить описанные выше примеры с введением в промежутки полей, поворачивающих спин на пол-оборота вокруг скорости. При этом частицы удобно инжектировать продольно поляризованными непосредственно в противолежащий промежуток, где направление равновесной поляризации параллельно скорости. На начальном этапе ускорения целесообразно использовать на длине  $\ell$  продольное магнитное

\* Более подробно этот вопрос рассматривается в специальном докладе /37/, представленном на эту конференцию.

поле:  $H_y \ell = 35 \gamma \text{ кГс х м}$  (для протонов), а при достаточно высоких энергиях ( $\gamma(g-2) \gg 1$ ) – поперечные к орбите поля. Включение и выключение поворачивающих полей в процессе ускорения может производиться адиабатически с сохранением устойчивости спинового и орбитального движения.

Поскольку в этих вариантах спиновые резонансы невозможны при любой энергии, в процессе ускорения будет сохранена степень поляризации пучка.

Задача сохранения поляризации при ускорении или замедлении может быть актуальна и для легких частиц. Например, можно быстро поляризовать электроны на высокой энергии, замедлив их затем до нужной в данном эксперименте. Полезным приемом может оказаться также быстрая поляризация в специальном накопителе с большим полем при невысокой энергии с последующим переводом поляризованных частиц в основной накопитель.

При динамически медленном (адиабатическом) пересечении спинового резонанса в накопителях электронов и позитронов нужно учитывать деполаризирующее действие квантовых флуктуаций синхротронного излучения, которое максимально в области резонанса. Вводя когерентные возмущения достаточной величины (дополнительные поля в промежутке), можно избежать и деполаризации за счет флуктуаций излучения /11,38/.

#### IV. Радиационная поляризация электронов и позитронов

1. Исследования по теории радиационной поляризации в накопителях были начаты в Новосибирске в 1965 г. Был подробно изучен поляризующий механизм, обнаруженный ранее А.А.Соколовым и И.М.Терновым /12/ для случая однородного магнитного поля, и показано, что взаимодействие спина с излучением не изменяется существенным образом при переходе к неоднородным полям, характерным для накопителей /13–16/. Однако квантовые флуктуации излучения приводят в неоднородном поле к деполаризирующим эффектам, обусловленным стохастизацией орбитального движения /16,17/. В дальнейшем была развита детальная теория диффузии спинов, учитывающая всю специфику движения в накопителях /19/. Особенно важным для приложений моментом явилась разработка теории диффузии в области спиновых резонансов /20/.

Было также получено единое описание радиационных эффектов в накопителях с произвольно меняющимся по направлению полями /18,20/. При этом обнаружено, что в ситуациях с большими отклонениями направления равновесной поляризации  $\vec{n}(\theta)$  от вертикального существует дополнительный эффективный поляризующий механизм. Эффект имеет классическую интерпретацию и обязан зависимости радиационной силы торможения от спина. Например, в описанном выше накопителе с продольным полем  $\vec{n}$  лежит в плоскости орбиты, и радиационная поляризация полностью обязана этому механизму. В этом примере степень поляризации может достигать 60–70%. Интересно отметить, что максимальная степень поляризации, благодаря этому эффекту, достигается в накопителе с неоднородным полем специального вида и равна 95% (в однородном поле – 92%) /21/.

2. Радиационная поляризация при сверхвысоких энергиях. В последнее время в связи с проектированием и строительством накопителей электронов и позитронов на 10–100 ГэВ стал актуальным вопрос о возможности радиационной поляризации при столь высоких энергиях. При идеальном выполнении магнитной системы, обеспечивающей плоские замкнутые орбиты и полное разделение радиальных и вертикальных бетатронных колебаний, деполаризирующие эффекты, обусловленные квантовыми флуктуациями излучения, пренебрежимо малы. В работах /19,22/ подробно изучена спиновая диффузия в накопителях с малыми нарушениями идеальности и получены ограничения на характерные возмущения магнитного поля. Для иллюстрации приведем ограничения на допустимые величины погрешностей углов ориентации поворачивающих магнитов  $\alpha_M$  и линз  $\alpha_L$  в плоскости, поперечной к орбите, и погрешностей выставки линз в вертикальном направлении  $\Delta Z$  для накопителей с большим числом однородных элементов:

$$\alpha_M \leq 0,1 \frac{\sqrt{\gamma_g}}{E^2}; \quad \alpha_L \leq 0,2 \frac{\sqrt{\gamma_g}}{E}; \quad \frac{\Delta Z_L}{R} \leq \frac{5 \cdot 10^{-2}}{\gamma_g^{3/2} E^2}. \quad (1)$$

(для  $E \gg \gamma_g$ ).

В этих формулах  $\nu_p$  обозначает число бетатронных колебаний за оборот частицы,  $E$  — энергию в ГэВ. Эти критерии применимы до энергий, пока разброс частот прецессий спина в пучке остается меньше расстояний между спиновыми резонансами. В противоположной ситуации, при достаточно высоких энергиях, механизм диффузии сводится к стохастическим прохождениям спиновых резонансов. Приведем критическое значение погрешности угла выставки магнитов  $\alpha_M$ :

$$\alpha_M \leq 5 \cdot 10^{-7} H \sqrt{ME},$$

где  $H$  — поле в поворотных магнитах в единицах Тесла,  $M$  — число магнитов.

Последняя формула применима для энергий

$$E > 2 \cdot 10^2 \nu_y^{3/5} H^{-2/5}$$

( $\nu_y$  — частота фазовых колебаний частицы в единицах частоты обращения). Важно заметить, что для таких высоких энергий условие сохранения радиационной поляризации в заданном накопителе с повышением энергии становится все менее жестким, в отличие от случая, когда разброс частот прецессии мал.

Наихудшая ситуация лежит примерно в области сотен ГэВ. Например, для проектируемого накопителя LEP на максимальной энергии 100 ГэВ допустимые погрешности, формула (1), равны:  $\alpha_M \approx 10^{-4}$ ,  $\Delta Z_L \approx 0,05$  мм,  $\alpha_L \approx 2 \cdot 10^{-2}$ .

Если условия сохранения радиационной поляризации нарушаются, необходимо принимать специальные меры. Полезным оказывается введение магнитных змеек, т.е. участков с сильным знакопеременным вертикальным полем, ускоряющим процесс поляризации /23/. При этом с помощью специального приема можно избежать усиления диффузии спинов, обусловленной квантовыми флуктуациями излучения в области змейки /23/. Таким образом в условиях движения в накопителях можно обеспечить радиационную поляризацию при любых энергиях.

3. Практически важным является вопрос устойчивости радиационной поляризации встречных пучков. Сгусток встречных частиц, ввиду сильной нелинейности его поля, несет с собой серию спиновых резонансов, мощности которых довольно слабо уменьшаются с повышением порядка резонанса. Частоты орбитального движения становятся зависящими от амплитуд колебаний частицы возле равновесной орбиты. В этих условиях определяющим механизмом деполаризации становится диффузионное (из-за квантовых флуктуаций излучения) прохождение спиновых резонансов от встречного пучка. В грубом приближении условия устойчивости поляризации и самих встреч в накопителе совпадают, и при надлежащем выборе параметров движения пучков можно сохранить радиационную поляризацию при оптимальной светимости /24/.

## V. Методы измерения поляризации

1. Поляризация электронов и позитронов, движущихся в накопителе, может быть измерена разными способами.

При энергии порядка 1 ГэВ поляризацию одного пучка достаточно удобно измерять по зависимости упругого рассеяния частиц в сгустке от их поляризации /25/. Обмениваясь при рассеянии энергией  $\pm \Delta E$ , частицы выбывают из пучка и могут быть зарегистрированы тем или иным образом. При переходе к большим энергиям этот способ становится малоэффективным, потому что из-за роста поперечных импульсов частиц падает как сечение процесса, так и вклад поляризации.

Зависимость от поляризации электронов имеется также в сечении комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных фотонов /26/. Максимум асимметрии вылета вторичных  $\gamma$ -квантов с энергией  $\gamma^2 \hbar \omega_p$  достигается в этом методе при частоте фотонов  $\hbar \omega_p = mc^2/\gamma$ . При энергиях электронов порядка нескольких ГэВ максимальная асимметрия ( $\approx 30\%$ ) может быть достигнута при использовании ультрафиолетовой части спектра (500–1000 Å) синхротронного излучения самого электронного пучка, которое имеет значительную и разного знака степень круговой поляризации выше и ниже плоскости равновесной орбиты. Использование лазеров эффективно при энергиях электронов порядка 10 ГэВ, где асимметрия значительна для оптической области спектра. Для обычных размеров пучка при помощи лазера  $\approx 10$  Вт и числа электронов  $\approx 10^{10}$  скорость счета "полезных" событий составит  $\approx 10^3$  Гц.

Основным недостатком применения Комpton-эффекта для измерения поляризации является, по-видимому, необходимость острой фокусировки фотонов и точной выставки электронной орбиты. От этого недостатка свободен метод измерения поляризации рассеянием на струе атомарного поляризованного водорода /16/. Для известных плотностей поляризованного (в неоднородном поле типа Штерна-Герлаха) водорода ( $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\zeta=1$ ) при  $E=1 \text{ ГэВ}$  и диаметре струи  $\approx 0,5 \text{ см}$  число событий в секунду численно равно току пучка электронов в мА. Эффект азимутальной анизотропии, при поперечной поляризации электронов, составляет  $\pm 10\%$ . В случае продольной поляризации скорость счета полезных событий изменяется в 8 раз при параллельной и антипараллельной ориентации спинов электронов пучка и мишени. Возможность одновременного рассеяния электронов и позитронов, а также слабая зависимость сечения этого процесса от энергии частиц ( $\sigma \sim \gamma^{-1}$ ) делают применение поляризованной газовой мишени удобным способом измерения поляризации как одного пучка, так и встречных пучков в области энергий до  $10 \text{ ГэВ}$ .

Представляет интерес, особенно при больших энергиях, использовать зависимость мощности синхротронного излучения от поперечной поляризации электронов и позитронов. Вклад поляризации, связанный с интерференцией излучений заряда и магнитного момента электрона, мал, однако его наблюдение находится в пределах экспериментальных возможностей и он нарастает с увеличением энергии частиц. Наибольший эффект можно получить при выделении коротковолновой части спектра синхротронного излучения и при использовании "змеек" с большим значением магнитного поля. Так, например, для накопителя ВЭПП-4 при поле  $40 \text{ кГс}$  и энергии  $6 \text{ ГэВ}$  относительный вклад поляризации составляет  $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ .

Произведение поляризаций встречных пучков может быть измерено непосредственно в основных экспериментах по взаимодействию частиц высокой энергии. Сечения двухчастичных реакций зависят от взаимной ориентации спинов электронов и позитронов /27/. Сильную зависимость от поперечной поляризации имеет сечение рождения пары  $\mu$ -мезонов:

$$\sigma_{\mu\mu}(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{\pi}{2}) = 0; \quad \sigma_{\mu\mu}(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = 0) = 2\sigma_{\mu\mu}^0.$$

Использование процессов рождения псевдоскалярных мезонов для определения поляризации начальных частиц затруднено тем, что сечение этих процессов, как правило, меньше, чем  $\sigma_{\mu\mu}$ . Однако в области резонансов, где соответствующее сечение резко возрастает, наблюдение азимутальной анизотропии образования пар конечных частиц представляется удобным способом измерения поперечной поляризации. Продольная поляризация встречных пучков может легко наблюдаться по упругому рассеянию электрона на позитроне. Сечение этого процесса при  $\theta = \frac{\pi}{2}$  изменяется в 8 раз для параллельных и антипараллельных спинов частиц.

2. При работе с поляризованными пучками желательно уметь деполаризовать пучок. Для этой цели можно использовать "машинный" резонанс достаточной мощности. Однако использование "машинного" резонанса не всегда удобно, так как связано с изменением параметров пучка: либо энергии, либо частоты бетатронных колебаний. Более перспективным представляется создание внешнего резонанса при помощи высокочастотного электромагнитного поля, поперечного к направлению поляризации и резонансного с частотой прецессии спина. Такая "раскачка" не должна приводить к изменению размеров пучка, если частота высокочастотного поля не совпадает с одной из комбинаций частот орбитальных колебаний. В этом смысле при поперечной поляризации электронов безопаснее включать продольное магнитное поле. Однако при больших энергиях, когда  $\gamma(g-2) \gg 1$ , для деполаризации пучка целесообразнее применять поперечное  $H$ -поле, так как при том же времени деполаризации требуемые продольные поля гораздо больше:  $\int H_y d\ell / \int H_x d\ell = \gamma(g-2)$ .

Применение бегущей волны, где  $|H_x| = |E_x|$  дает дополнительные возможности при экспериментах с двумя пучками. В отсутствие отражения выбором направления распространения волны можно деполаризовать по отдельности любой из встречных пучков. Кроме того, представляется технически возможным выборочно деполаризовать сгустки в одном и том же пучке, если использовать короткие по времени импульсы, сфазированные с частотой обращения частиц. Это позволит проводить эксперимент на встречных пучках с поляризованными и неполяризованными частицами одновременно при прочих равных параметрах.

## Эксперименты с поляризованными пучками

1. Эксперименты с поляризованными пучками в Новосибирске были начаты в 1970 г. В начале на накопителе ВЭПП-2 /16/, а позднее на ВЭПП-2М /28/ было экспериментально доказано существование эффекта радиационной поляризации. Измерение степени поперечной поляризации проводилось по регистрации упругого рассеяния частиц в ступке. На ВЭПП-2М использовались две системы спинтилляционных счетчиков: первая детектировала электроны с передачей энергии  $\Delta E/E \geq 20\%$ ; вторая – электроны и позитроны с  $\Delta E/E \approx 5\%$ . При этом наблюдалось скачкообразное увеличение скорости счета  $\dot{n}$  таких событий при быстрой деполяризации пучка с помощью модулированного шумом высокочастотного продольного магнитного поля, резонансного с частотой прецессии спинов (рис. 3). Зависимость величины скачка от времени, прошедшего с начала цикла поляризации, позволила определить предельную степень  $\zeta_{max} = 0,92 \pm 0,15$  и характерное время радиационной поляризации  $\tau_p = 68 \pm 10$  мин.

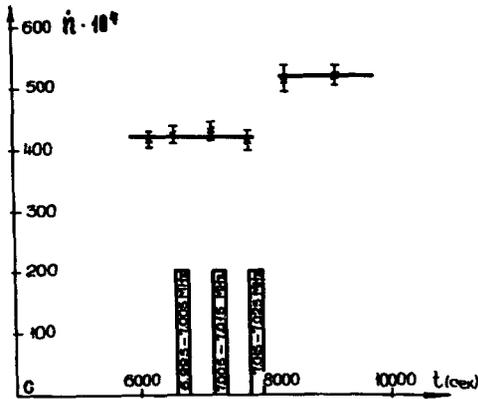


Рис. 3.

Более подробно вопросы, связанные с прохождением спиновых резонансов в накопителях электронов и позитронов, обсуждаются в отдельном докладе /38/, представленном на эту конференцию.

3. Измерение поляризации встречных пучков проводилось системой счетчиков, одновременно регистрирующей электроны и позитроны, потерянные из пучков вследствие упругого рассеяния внутри ступок. Было показано, что вплоть до токов  $10 \times 10$  мА при  $E = 650$  МэВ радиационная поляризация шла обычным образом. Поляризация не исчезала после опускания энергии до 510 МэВ, где сохранялась в течение длительного времени. В районе энергии  $\Phi$ -мезона была достигнута максимальная светимость поляризованных встречных пучков  $2 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} /29/$ .

Было проведено два эксперимента с поляризованными встречными пучками, в которых изучалась азимутальная анизотропия рождения встречных частиц. При энергии  $2 \times 650$  МэВ измерение анизотропии рождения мюонных пар подтвердило факт возникновения поляризации встречных пучков. Изучение анизотропии рождения каонов проводилось в области  $\Phi$ -мезонного резонанса после поляризации пучков  $e^+$  и  $e^-$  на энергии 650 МэВ в течение времени  $t = 2\tau_p$  (рис. 4). Измеренная величина произведения степеней поляризации  $\zeta^+ \zeta^- = 0,63 \pm 0,14$ .

Эффект радиационной поляризации изучался также на АСО /30/ и SPEAR /31,32/. В целом опыт работы трех накопителей показывает, что радиационная поляризация может быть получена в широком диапазоне экспериментальных условий и светимость поляризованных встречных пучков уже сегодня достаточна для проведения широкого круга экспериментов по физике высоких энергий.

Хорошим примером использования поляризованности встречных пучков является эксперимент, проведенный на SPEAR, в котором в многоадронных событиях были определены спины первичных струй /33/. При этом продемонстрировано, что поляризация резко облегчает эксперименты такого типа.

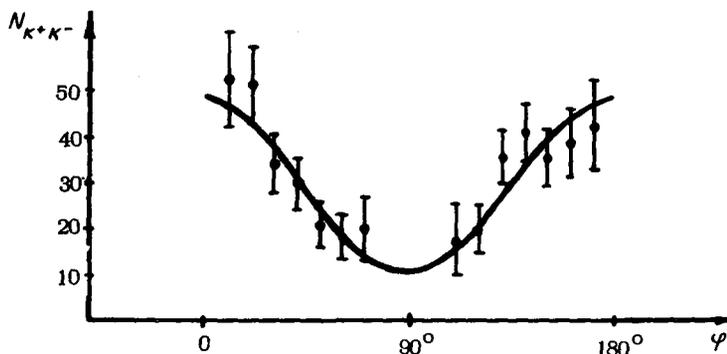


Рис. 4

4. На накопителе ВЭПП-2М радиационная поляризация была использована для экспериментов другого характера /34/. Регистрация скачкообразного изменения скорости счета событий упругого рассеяния в ступке при определенной частоте деполаризующего поля является также измерением средней частоты прецессии спинов  $\Omega$ . По значению  $\Omega = \gamma(g/2-1)\omega_0$  можно определить усредненную по синхротронным колебаниям энергию релятивистского электрона.

На практике точность измерения технически ограничена медленными нерегулярными пульсациями магнитного поля накопителя, которые "размывают" среднюю частоту прецессии. Так, например, система стабилизации магнитного поля ВЭПП-2М в настоящее время обеспечивает точность одного измерения  $\pm 2 \cdot 10^{-5}$ . Такая высокая точность калибровки средней энергии частиц в накопителе позволила провести ряд "метрологических" экспериментов /35/: масса  $\varphi$ -мезона была измерена с точностью  $\pm 130$  КэВ (в два раза лучше, чем среднемировое значение); сумма масс заряженных  $K^\pm$ -мезонов - с точностью 28 КэВ.

Метод резонансной деполаризации позволил осуществить опыт по прецизионному сравнению аномальных магнитных моментов (АММ) электрона и позитрона /36/. В отсутствие поперечных электрических полей в накопителе электроны и позитроны имеют общую равновесную орбиту и строго одинаковую среднюю энергию. В этом случае спины электронов и позитронов движутся в одном и том же среднем магнитном поле, и возможная разность частот прецессии их спинов будет определяться разностью АММ этих частиц.

В эксперименте частоты прецессии спинов электронного и позитронного пучков измерялись по моменту деполаризации каждого пучка внешним высокочастотным полем. Деполаризатор в описываемом опыте работал в режиме медленного сканирования частоты.

Результаты нескольких циклов измерений показывают, что оба пучка деполаризуются одновременно и возможная разность в частотах деполаризации не превышает  $10^{-5}$  от значения частоты, что подтверждает равенство АММ электрона и позитрона с такой же точностью. Этот результат на два порядка лучше существовавшего до данного эксперимента.

В контрольных циклах измерений с включенным радиальным электрическим полем наблюдалось расщепление частот деполаризации пучков, что служит хорошей гарантией качества измерений.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю.А.Плжс, Л.М.Сороко. УФН, **107**, 281 (1972).
2. T.Khoe, R.L.Kustom, R.L.Martin, E.F.Parker, C.W.Potts, L.G.Ratner, R.E.Timm. "Particle accelerators", **6**, 213 (1975).
3. Ю.И.Бельченко, Г.И.Будкер, Г.Е.Деревянкин, Г.И.Димов, В.Г.Дудников, Г.В.Росляков, В.Е.Чуприянов, В.Г.Шамовский. "Работы по сверхточным протонным пучкам в Новосибирске". Доклад на X Международной конференции по ускорителям, Сердлухов, июль 1977.

4. А.Н.Скринский. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, В22 (Тбилиси, 1976).
5. R.Schwitters, B.Richter. SPEAR-175, PEP-Note 87 (1974).
6. N.Christ, F.J.M.Farley, H.G.Hereward. Nucl. Instr. and Meth., 115, 227 (1974).
7. В.В.Монтэгуэ, CERN/ISR-LTD/76-2 (1976).
8. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский, ЖЭТФ, 60, 1216 (1971).
9. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. ДАН СССР, 192, 1255 (1970); Препринт ИЯФ СО АН СССР 2-70 (1970).
10. D.Cohen. Rev. Sci. Instr., 33, 161 (1962).
11. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ДАН СССР, 223, 830 (1975).
12. А.А.Соколов, И.М.Тернов. ДАН СССР, 153, 1052 (1963).
13. В.Н.Байер, В.М.Катков. ЯФ, 3, 81 (1966).
14. В.Н.Байер, В.М.Катков. ЖЭТФ, 52, 1422 (1967).
15. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТФ, 58, 1695 (1970).
16. В.Н.Байер. УФН, 105, 441 (1971).
17. В.Н.Байер, Ю.Ф.Орлов. ДАН СССР, 165, 783 (1965).
18. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ЖЭТФ, 64, 1918 (1973).
19. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ЖЭТФ, 62, 430 (1972).
20. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ДАН СССР, 217, 311 (1974).
21. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. Препринт ИЯФ 76-84, Новосибирск (1976).
22. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. "Радиационная поляризация при сверх-высоких энергиях". Препринт ИЯФ, Новосибирск (1977).
23. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, С.И.Середняков, Г.М.Тумайкин, А.Н.Скринский, Ю.М.Шатунов. Препринт ИЯФ 76-112, Новосибирск (1976).
24. А.М.Кондратенко. ЖЭТФ, 66, 1211 (1974).
25. В.Н.Байер, В.А.Хозе. АЭ, 25, 440 (1968).
26. В.Н.Байер, В.А.Хозе. ЯФ, 9, 409 (1969).
27. В.Н.Байер, В.С.Фадин. ДАН СССР, 161, 74 (1965).
28. С.И.Середняков, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. ЖЭТФ 71, 2025 (1976).
29. Л.М.Курдалзе, С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-66. Труды V Международной конференции по физике высоких энергий, Варшава (1975).
30. J.Le Duff et al. Препринт Orsay (France), 4-73 (1973); Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва (1972).
31. U.Camerini, D.Cline, J.Learned, A.K.Mann, L.K.Resvanis. Phys. Rev. Lett., 12, 1888 (1975).
32. J.G.Learned, L.K.Resvanis, C.M.Spencer, Phys. Rev. Lett., 35, 1668 (1975).
33. G.Hanson et al. Phys. Rev. Lett., 35, 1609 (1975).
34. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, С.И.Середняков, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск 76-64 (1976).
35. В.А.Сидоров. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, В13 (Тбилиси 1976).
36. С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Phys. Lett., 66B, p. 102 (1977).
37. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. Доклад на X Международной конференции по ускорителям, Серпухов, июль 1977 г.
38. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский, Ю.М.Шатунов. Доклад на X Международной конференции по ускорителям, Серпухов, июль 1977 г.