

44, 226  
51a

**И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

**ПРЕПРИНТ И Я Ф 76-84**

**Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко**

**ПОЛУЧЕНИЕ ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ  
НОВОГО МЕХАНИЗМА РАДИАЦИОННОЙ  
ПОЛЯРИЗАЦИИ**

**Новосибирск**

**1976**

ПОЛУЧЕНИЕ ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ  
С ПОМОЩЬЮ НОВОГО МЕХАНИЗМА РАДИАЦИОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрен способ получения продольной поляризации без искажения орбиты пучка, в котором радиационная поляризация полностью обязана поляризующему механизму, обнаруженному авторами ранее (1973 г.). В прямолинейный промежуток накопителя вводится постоянное продольное магнитное поле, поворачивающее спин на под-оборота вокруг скорости. При этом в противолежащем промежутке равновесная поляризация направлена вдоль скорости. Степень поляризации может достигать  $62 + 67\%$ .

Эффект радиационной самополяризации ультрарелятивистских электронов и позитронов в однородном магнитном поле был обнаружен А.А.Соколовым и И.М.Терновым в 1963 г. Дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования радиационной поляризации в неоднородных полях показали, что, при выполнении определённых требований, в реальных накопителях обеспечивается высокая степень поляризации.

В обычных ситуациях с малыми отклонениями направления магнитного поля от аксиального излучение поляризует частицы поперек скорости (вдоль поля). Для физики высоких энергий большой интерес представляет также получение продольно-поляризованных пучков.

В работах /1,2/ было показано, что в накопителях и ускорителях можно получать (вводя дополнительные поля) любое требуемое направление поляризации  $\vec{P}_z(\theta)$  в заданном месте орбиты (с азимутом  $\theta$ ), динамически устойчивое в не меньшей степени, чем при движении в почти аксиальном магнитном поле.

Простейшими примерами получения продольной поляризации являются способы, в которых поворот спина осуществляется радиальным магнитным полем, введенным в прямолинейный промежуток, с последующим восстановлением ориентации спина (и орбиты) на выходе из промежутка /2/. Здесь поляризацию обеспечивает обычный механизм прямого взаимодействия спина с излучением, ориентирующий спин на основном участке вдоль ведущего поля.

Исследование радиационных эффектов в произвольных неоднородных полях показало, что самополяризация может иметь место и в накопителях с большими отклонениями направления равновесной поляризации на основных участках от аксиального. При этом обнаружен дополнительный эффективный механизм радиационной поляризации, вообще отсутствующий в почти постоянном по направлению магнитном поле /3/. Эффект имеет классическую интерпретацию и обязан зависимости силы радиационного торможения от спина. В случаях, когда направление  $\vec{P}_z(\theta)$  не совпадает с осью вращения скорости, это направление, вследствие зависимости от траектории частицы, оказывается резонансным образом промодулированным (с частотой прецессии спина). Это приводит к появлению декремента (инкремента) угла между спином и  $\vec{P}_z$ . В определённых ситуациях, когда обычный эффект самополяризации полностью отсутствует, описанный

механизм может обеспечить высокую степень поляризации.

Рассмотрим пример получения продольной поляризации, в котором радиационная поляризация полностью обязана этому новому механизму. Пусть в накопителе имеются два противоположных прямолинейных промежутка I и II. Введем в промежуток I продольное магнитное поле  $H_v$  на длине  $l$ , поворачивающее спин на повороты вокруг скорости. Требуемая величина поля равна (для электронов и позитронов):

$$lH_v = 26 \cdot 10^{-3} \gamma \text{ к гаусс} \times \text{метр}$$

где  $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$  - релятивистский фактор (скорость света  $c = 1$ ). Равновесная устойчивая поляризация  $\vec{n}_s$ , согласно общему результату работы /1/, является периодическим решением уравнения движения спина частицы на замкнутой орбите, которое существует и единственно. Нетрудно проверить, что периодическим будет движение спина, ориентированного в промежутке II вдоль скорости. На основных участках вектор  $\vec{n}_s(\theta) = \vec{n}_s(\theta + 2\pi)$  поперечен к ведущему полю, причём его ориентация в плоскости орбиты зависит от энергии /2/.

Любое другое движение спина на равновесной орбите представляет собой прецессию вокруг  $\vec{n}_s$  ( $\frac{d}{dt} \vec{n}_s \cdot \vec{s} = 0$ ). Дробная часть средней частоты этой прецессии  $\nu$  в рассматриваемом примере равна 1/2 (в единицах частоты обращения частиц в накопителе) независимо от энергии ( $\nu = 1/2$ ). В этом нетрудно убедиться, проследив за движением спина, поперечного к  $\vec{n}_s$  и направленного на основном участке вдоль ведущего поля: спин через оборот частицы оказывается перевернутым.

Поперечное к  $\vec{n}_s$  движение спинов частиц из-за разброса траекторий в пучке размешивается, и поляризация пучка оказывается направленной вдоль  $\vec{n}_s(\theta)$ . Интересно отметить, что в этом примере движение спина динамически даже более устойчиво, чем в обычной ситуации однонаправленного магнитного поля: все спиновые резонансы, в том числе и с бетатронными гармониками, фактически становятся невозможными, ибо резонанс означал бы одновременно неустойчивость и орбитального движения.

Общий анализ кинетики радиационной поляризации, с учетом всех существенных поляризующих и деполаризующих факторов, при движении в накопителях с произвольными полями, проведен в работах

/3-5/. В нерезонансной ситуации степень равновесной поляризации  $\zeta$  и время ее установления  $T$  определяются формулами /3/:

$$\begin{aligned} \zeta &= \alpha_- / \alpha_+ \quad , \quad T = \alpha_+^{-1} \\ \alpha_- &= -\gamma^5 \hbar \left(\frac{e}{m}\right)^2 \langle |\dot{\vec{v}}|^2 [\vec{v} \dot{\vec{v}}] (\vec{n} - \gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma) \rangle \\ \alpha_+ &= \frac{5\sqrt{3}}{8} \gamma^5 \hbar \left(\frac{e}{m}\right)^2 \langle |\dot{\vec{v}}|^3 \left[ 1 - \frac{2}{9} (\vec{n} \dot{\vec{v}})^2 + \frac{11}{18} (\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma)^2 \right] \rangle \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение вдоль орбиты,  $\vec{n}$  - направление оси прецессии спина, являющееся функцией координат и импульса и определяемое с учетом отклонения траектории частицы от равновесной (на равновесной орбите  $\vec{n} = \vec{n}_s(\theta)$ ). Отклонение  $\vec{n} - \vec{n}_s$  мало и может быть найдено по теории возмущений /4/. В формулах (1) члены, не содержащие  $(\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma)$ , описывают прямое воздействие излучения на спин /6,1/. Член в  $\alpha_+$ , пропорциональный  $(\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma)^2$ , учитывает деполаризующее воздействие хаотических скачков траектории, возникающих из-за квантовых флуктуаций излучения /7,4/. Наконец, член с  $(\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma)$  в  $\alpha_-$  соответствует дополнительному механизму радиационной поляризации /3,5/. В однородном магнитном поле  $\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma = 0$ ,  $\vec{n} = -[\vec{v} \dot{\vec{v}}] / |\dot{\vec{v}}|$ , и равновесная степень поляризации равна 92%.

В рассматриваемом примере на основном участке направление  $\vec{n}$  поперечно к ведущему полю  $\vec{n} [\vec{v} \dot{\vec{v}}] = 0$ , и прямое действие излучения на спин не может поляризовать пучок. Степень равновесной поляризации определяется формулой

$$\zeta = \frac{8}{5\sqrt{3}} \cdot \frac{\langle |\dot{\vec{v}}|^2 [\vec{v} \dot{\vec{v}}] \gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma \rangle}{\langle |\dot{\vec{v}}|^3 \left[ 1 - \frac{2}{9} (\vec{n} \dot{\vec{v}})^2 + \frac{11}{18} (\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma)^2 \right] \rangle} \quad (2)$$

Величина  $\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma$  определяется фокусирующей системой накопителя.

В области невысоких энергий ( $\gamma \approx 2/8-2 \approx 10^{-3}$ )  $|\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma| \sim$  При больших энергиях, вообще говоря,  $|\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma| \sim \gamma(\gamma-2) \gg 1$ . Однако, специальным выбором фокусирующей системы можно уменьшить  $\gamma \partial \vec{n} / \partial \gamma$  до величины порядка единицы и обеспечить высокую степень равновесной поляризации.

Исследование формулы (2) на экстремум показывает, что максимум степени по параметру  $r\partial\tilde{n}/\partial r$  лежит в области  $62 + 67\%$ . При этом вектор  $r\partial\tilde{n}/\partial r$  на основном участке направлен вдоль ведущего поля и по величине равен:

$$|r\partial\tilde{n}/\partial r| = \left[ \frac{2}{11} \left( 8 - \frac{\sin\phi}{\phi} \right) \right]^{1/2}$$

где  $\phi = r(g-2)\tilde{n}$  - угол поворота спина вокруг вертикального направления на основном участке накопителя.

Рассмотрим, например, жесткофокусирующий накопитель со следующими свойствами магнитной системы. Выберем показатель спада поля на участках с вертикальным полем равным единице ( $R\partial H/\partial x = -1$ ), а фокусирующие элементы в промежутках между этими участками выбраны так, чтобы угловые отклонения  $x'$  (в плоскости орбиты) на входе и выходе из каждого промежутка были одинаковыми, за исключением участка с введенным продольным полем. В этом участке вводятся дополнительные элементы, компенсирующие  $x-z$  связь, вносимую продольным полем, и обеспечивающие вертикальное направление  $r\partial\tilde{n}/\partial r$  на основном участке. В такой системе можно также обеспечить динамическую и радиационную устойчивость орбитального движения. Для степени равновесной поляризации получаем:

$$\beta = \frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{\frac{\tilde{n}}{2} \sin \frac{\phi}{2}}{\frac{8}{9} - \frac{\sin\phi}{9\phi} + \frac{11}{18} \frac{\tilde{n}^2}{4} \sin^2 \frac{\phi}{2}}$$

При энергиях, когда  $\sin^2 \frac{\phi}{2} = 8(8 - \frac{\sin\phi}{\phi})/11\tilde{n}^2$ , достигается максимальная степень поляризации, а время поляризации становится примерно в два раза меньше, чем в накопителе без продольного поля.

Описанный способ удобен тем, что продольная поляризация осуществляется в другом промежутке на всей его длине, без искажений равновесной орбиты.

## Л и т е р а т у р а

1. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. ДАН СССР, 192, 1255 (1970), Sov. Phys. Dokl. 15, 583 (1970).
2. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 2-70 (1970).
3. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ЖЭТФ 64, 1918 (1973) Sov. Phys. JETP 37, 968 (1973).
4. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ЖЭТФ 62, 430 (1972) Sov. Phys. JETP 230 (1972).
5. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ДАН СССР 217, 311 (1974).
6. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТФ 58, 1695 (1970).
7. В.Н.Байер, Ю.Ф.Орлов. ДАН СССР 165, 783 (1965).

Работа поступила - 26 августа 1976г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ  
Подписано к печати 20.IX-1976г. МН 02971  
Усл.0,4 печ.л.; 0,35 учетн.-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно  
Заказ № 84.

---

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР