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 пол-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 $\vec{n}_s(\theta)$ в заданном месте орбиты (с азимутом θ), 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 $\vec{n}_s(\theta)$ 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 $\vec{n}_s$. 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 противолежащих прямолинейных промежутка I и II. Введем в промежуток I продольное магнитное поле H_v на длине ℓ, поворачивающее спин на полоборота вокруг скорости. Требуемая величина поля равна (для электронов и позитронов):

$$\ell H_v = 26 \cdot 10^{-3} \gamma \quad \text{к гаусс x метр}$$

где $\gamma = (1 - v^2)^{-\frac{1}{2}}$ – релятивистский фактор (скорость света $c = 1$). Равновесная устойчивая поляризация $\vec{n}_s$, согласно общему результату работы /I/, 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 $\vec{n}_s$ $\left(\frac{d}{dt}\vec{n}_s\vec{s} = 0\right)$. Дробная часть средней частоты этой прецессии ν в рассматриваемом примере равна I/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 деполяризующих факторов, при движении в накопителях с произвольными полями, проведен в работах

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

$$\zeta = \alpha_- / \alpha_+ \quad , \quad T = \alpha_+^{-1}$$

$$\alpha_- = -\gamma^5 \hbar \left(\frac{e}{m}\right)^2 \left\langle |\dot{\vec{v}}|^2 [\vec{v}\dot{\vec{v}}] \left(\vec{n} - \gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma\right) \right\rangle$$

$$\alpha_+ = \frac{5\sqrt{3}}{8} \gamma^5 \hbar \left(\frac{e}{m}\right)^2 \left\langle |\dot{\vec{v}}|^3 \left[1 - \frac{2}{9}(\vec{n}\vec{v})^2 + \frac{11}{18}(\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma)^2\right] \right\rangle \tag{I}$$

Здесь скобки $\langle \ldots \rangle$ 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 (I) члены, не содержащие ($\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma$), описывают прямое воздействие излучения на спин /6,I/. Член в α_+, пропорциональный $(\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma)^2$, учитывает деполяризующее воздействие хаотических скачков траектории, возникающих из-за квантовых флуктуаций излучения /7,4/. Наконец, член с ($\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma$) в α_- 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

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

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

В области невысоких энергий $(\gamma \lesssim 2/g-2 \simeq 10^{-3})$ $|\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma| \sim$
При больших энергиях, вообще говоря, $|\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma| \sim \gamma(g-2) \gg 1$. 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 $\gamma\partial\vec{n}/\partial\gamma$ лежит в области 62 ÷ 67%. При этом вектор $\gamma\partial\vec{n}/\partial\gamma$ на основном участке направлен вдоль ведущего поля и по величине равен:

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

где $\phi = \gamma(g-2)\pi$ – угол поворота спина вокруг вертикального напра ения на основном участке накопителя.

Рассмотрим, например, жесткофокусирующий накопитель со следующими свойствами магнитной системы. Выберем показатель спада поля на участках с вертикальным полем равным единице $(R\,\partial H/H\partial x = -1)$, 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 $\gamma\partial\vec{n}/\partial\gamma$ на основном участке. В такой системе можно также обеспечить динамическую и радиационную устойчивость орбитального движения. Для степени равновесной поляризации получаем:

$$\zeta = \frac{8}{5\sqrt{3}}\,\frac{\frac{\pi}{2}\sin\frac{\phi}{2}}{\frac{8}{9}-\frac{\sin\phi}{9\phi}+\frac{11}{18}\frac{\pi^2}{4}\sin^2\frac{\phi}{2}}$$

При энергиях, когда $\sin^2\frac{\phi}{2} = 8\left(8-\frac{\sin\phi}{\phi}\right)/11\pi^2$, 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.

Литература

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

51[8]

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

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76-84

Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko

LONGITUDINALLY POLARIZED ELECTRONS AND POSITRONS FROM A NEW MECHANISM OF RADIATIVE POLARIZATION

Новосибирск

1976

LONGITUDINALLY POLARIZED ELECTRONS
AND POSITRONS FROM A NEW MECHANISM
OF RADIATIVE POLARIZATION

Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko

A B S T R A C T

Results are reported for obtaining longitudinal polarization without beam orbit distortion in which the radiative polarization is entirely due to polarizing mechanism discovered by the authors in 1973. In the straight section of the storage ring a constant longitudinal magnetic field is introduced which turns the spin for half a turn around the velocity. In the opposite section an equilibrium polarization is directed along the velocity. The polarization degree may achive 62-67%.

The effect of radiative self polarization of ultra-relativistic electrons and positrons in a homogeneous magnetic field was discovered by A.A.Sokolov and I.M.Ternov in 1963. Further theoretical and experimental investigations of radiative polarization in inhomogeneous magnetic fields showed that under some conditions a high degree of polarization can be achieved in real storage rings.

In the usual case with small deviations of the magnetic field direction from the axial direction, the radiation polarizes particles in the direction transverse to the velocity (along the field). For high energy physics the question of obtaining longitudinally polarized beams is also of great interest.

In references /1,2/ it has been shown that in storage rings and accelerators one can obtain (introducing additional fields) any required direction of polarization $\vec{n}_s(\theta)$ at any given point of the orbit (with an azimuth θ), which is no less dynamically stable than the case with motion in a nearly axial magnetic field.

The simplest examples of obtaining longitudinal polarization are the methods in which the spin is turned by a radial magnetic field introduced into the straight section with the subsequent recovery of the spin orientation (and an orbit) at the output from section /2/. The polarization here is ensured by the usual direct spin-radiation interaction mechanism which makes the spin orientation along the guide field on the main part of the orbit.

A study of radiation effects in arbitrary inhomogeneous fields showed that the self polarization may take place in storage rings with large deviations of the equilibrium polarization direction from the axial on the main parts of an orbit. An additional effective mechanism of radiative polarization was discovered which is absent in a nearly constant (in direction) magnetic field. The effect has a classical interpretation and is due to spin-dependence of a radiative braking force. In the cases when direction $\vec{n}_s(\theta)$ does not coincide with the velocity rotation axis the direction $\vec{n}_s$ appears to be resonantly modulated with the spin procession frequency due to dependence on the particle trajectory. This leads to appearance of the decrement (increment) of an angle between the spin and $\vec{n}_s$. In certain situations when the usual effect of self polarization is entirely absent, the described mechanism can provide a high degree of polarization.

Let us consider an example of obtaining longitudinal polarization where radiative polarization is entirely due to this new mechanism. Assume that in the storage ring there are two oppositely placed straight sections I and II. Let us introduce the longitudinal magnetic field H_v into section I in a distance ℓ. The field turns the spin for half a turn around the velocity. The field value required for electrons and positrons is equal to:

$$\ell H_v = 26 \cdot 10^{-3} \gamma \ \text{KGauss x m}$$

where $\gamma = (1-v^2)^{-\frac{1}{2}}$ is the relativistic factor (velocity of light $c = 1$). According to the general result of the work /I/ an equilibrium stable polarization $\vec{n}_s$ is the periodic solution of the equation for the spin particle motion along the closed orbit. This solution always exists and is the only one. It is easy to check that the motion of a spin directed along the velocity in section II will be periodic. On the main sections the vector $\vec{n}_s(\theta) = \vec{n}_s(\theta + 2\pi)$ is transversal to the guiding field and its orientation in the orbit plane depends on the energy /2/.

Any other motion of the spin along the equilibrium orbit is the precession around $\vec{n}_s$ $\left(\frac{d}{dt}\vec{n}_s\vec{S} = 0\right)$. A fractional part of the mean frequency of this precession ν in the example under consideration is equal to $^1/_2$ (in terms of the particle rotation frequency in the storage rings) independent of the energy value ($\nu = {}^1/_2$). That is easy to see by following the motion of the spin transverse to $\vec{n}_s$ and directed along the guiding field on the main part of orbit. In one particle revolution the spin appears to be turned over.

The particle spin motion transverse to $\vec{n}_s$ is intermixed due to the beam trajectory spread and the beam polarization appears to be directed along $\vec{n}_s(\theta)$. It is interesting to note that the spin motion in this example is more stable dynamically than that in the usual situation of a single-direction magnetic field: all the spin resonances (including those with betatron oscillations as well) become practically impossible since the resonance would mean at the same time an instability of the orbital motion.

The general analysis of the radiative polarization with an account of all the existing polarizing and depolarizing factors in the storage rings with arbitrary fields has been carried out in the works /3,5/. In the non-resonance case, the equilibrium polarization degree ζ and the time of its setting T are defined by formulas /3/:

$$\zeta = \alpha_- / \alpha_+ \ , \quad T = \alpha_+^{-1}$$

$$\alpha_- = \hbar \left(\frac{e}{m}\right)^2 \gamma^5 \left\langle |\dot{\vec{v}}|^2 \dot{\vec{v}} \times \vec{v} \left(\vec{n} - \gamma \partial\vec{n}/\partial\gamma\right)\right\rangle \qquad \text{(I)}$$

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

Here brackets $\langle\ldots\rangle$ mean an averaging along the orbit, $\vec{n}$ - is the spin procession axis direction which is a function of coordinates and momentum defined with an account of deviation of the particle trajectory from the equilibrium one (on the equilibrium orbit $\vec{n} = \vec{n}_s(\theta)$): The deviation $\vec{n} - \vec{n}_s$ is small and can be found by the perturbation theory. In formulas (1) the terms which do not include $(\gamma \partial\vec{n}/\partial\gamma)$ describe the direct radiation effect on the spin /6,I/. In the term proportional to $(\gamma\partial\vec{n}/\partial\gamma)^2$ takes into account the depolarizing effect of stochastic trajectory jumps which can appear due to quantum fluctuations of radiation / 7,4/. Finally, the term with $(\gamma\partial\vec{n}/\partial\gamma)$ in α_- corresponds to the additional mechanism of radiative polarization /3,5/. In the homogeneous magnetic field $\gamma\partial\vec{n}/\partial\gamma = 0$, $\vec{n} = \dot{\vec{v}} \times \vec{v} / |\dot{\vec{v}}|$, and the equilibrium polarization degree is equal to 92%.

In the example under consideration the direction $\vec{n}$ on the main part is transverse to the guiding field and the direct radiation effect on the spin cannot polarize the beam. The equilibrium polarization degree is defined by the formula

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

The value $\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma$ is determined by the focusing system of the storage ring.

In the region of low energies $(\gamma \leq 2/(g-2) \approx 10^3)$, $|\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma| \sim 1$. With higher energies, generally speaking, $|\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma| \gg 1$. Though, by the special choice of the focusing system one can reduce to the value of the order of unity and provide a high degree of equilibrium polarization.

The study of formula (2) showed that the maximum of ζ lies in the region 62-67%. The vector $\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma$ on the main part of the orbit is directed along the guiding field and its value is:

$$|\gamma \partial \vec{n}/\partial \gamma| = \left[\frac{2}{\pi}\left(8 - \frac{\sin\Phi}{\Phi}\right)\right]^{1/2}$$

where $\Phi = \pi\gamma(g-2)$ is an angle of the spin rotation around the vertical direction on the main section of the storage ring.

Let us consider, for example, the strong-focusing storage ring with the following properties of its magnetic system. Let us choose the field decreasing factor on the sections with the vertical field to be equal to unity ($R\partial H/H\partial x = -1$) and the focusing components between these sections are chosen in such a way that angular deviations X' (in the orbit plane) on the input and output of each straight section should be the same except the section with the longitudinal field introduced. In this section the additional components introduced to compensate the X - Z coupling due to the longitudinal field and also

provide both dynamic and radiation stability of the orbital motion. For the equilibrium polarization degree we obtain:

$$\zeta = \frac{8}{5\sqrt{3}} \cdot \frac{\frac{\pi}{2}\sin\frac{\Phi}{2}}{\frac{8}{9} - \frac{\sin\Phi}{9\Phi} + \frac{11}{18}\frac{\pi^2}{4}\sin^2\frac{\Phi}{2}}$$

With energies when $\sin^2\frac{\Phi}{2} = \frac{8}{11\pi^2}\left(8 - \frac{\sin\Phi}{\Phi}\right)$, the maximum polarization is achieved and the polarization time becomes less by a factor of two than in the storage ring without longitudinal field.

The method presented here is convenient in that longitudinal polarization occurs in the other section along its length without equilibrium orbit distortion.

The authors wish to thank academician A.N.Skrinsky for valuable discussions during the course of this work.

REFERENCES

1. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, A.N.Skrinsky. DAN USSR, 192, 1255 (1970), Sov.Phys.Dokl. 15, 583 (1970).

2. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, A.N.Skrinsky. Preprint INP 2-70, Novosibirsk, (1970).

3. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko. JETP 64, 1918 (1973) Sov.Phys. JETP 37, 968 (1973).

4. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko. JETP 62, 430 (1972) Sov.Phys. JETP 35, 230 (1972).

5. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, DAN USSR 217, 311 (1974).

6. V.N.Baier, V.M.Katkov, V.M.Strakhovenko, JETP 58, 1695 (1970).

7. V.N.Baier, Yu.F.Orlov. DAN USSR 165, 783 (1965).

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 20.9-1976г. МН 02971
Усл. 0,4 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 84.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР