

## УСКОРЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ В СИНХРОТРОНАХ ДО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

I. Известно, что ускорение поляризованных частиц может наткнуться на значительные трудности, связанные с прохождением спиновых резонансов. В обычной ситуации с почти вертикальным на орбите магнитным полем частота аномальной прецессии спина в процессе ускорения изменяется пропорционально полю, и становятся возможными резонансы <sup>/1,2/</sup>

$$\nu_0 = \nu_K \equiv K_0 + K_2 \nu_2 + K_x \nu_x, \quad (I)$$

где  $\nu_0 = \gamma(g-2)/2$ ;  $\gamma = E/mc^2$ ;  $\nu_2$  и  $\nu_x$  - частоты вертикальных и радиальных бетатронных колебаний;  $K_0, K_2, K_x$  - целые числа. Кроме того, из-за медленных синхротронных колебаний энергии с частотой  $\nu_T$  каждый из резонансов (I) разбивается на серию резонансов, отстоящих друг от друга по частоте на расстоянии, равном частоте  $\nu_T$ . Каждому набору  $K_2, K_x$  отвечает серия резонансов с различными номерами азимутальных гармоник  $K_0$ . Резонансы при  $K_2 = K_x = 0$  обязаны радиальным и продольным полям, появляющимся при искажениях структуры магнитного поля. Среди резонансов  $\nu_0 = K_0 \pm K_2$  подчеркнуты резонансы с номерами  $K_0$ , кратными числу элементов периодичности, не связанные непосредственно с искажением магнитной системы. Мощности резонансов  $\nu_0 = K_0 \pm \nu_x$  пропорцио-

нальны связи вертикальных колебаний с радиальными. Мощности нелинейных резонансов ( $|K_z| + |K_x| > 1$ ) значительно меньше линейных и быстро убывают с ростом номеров  $K_z$  и  $K_x$ .

Очевидными рекомендациями по подавлению деполаризации при ускорении является компенсация гармоник возмущающих полей либо увеличение скорости прохождения резонансов за счёт увеличения скорости изменения энергии или быстрого изменения частот колебаний частиц при прохождении резонанса <sup>/1,3/</sup>. Принципиально возможно также использовать замедление скорости прохождения для перехода к адиабатическому прохождению, при котором происходит переворот спинов всех частиц без заметной деполаризации <sup>/1-4/</sup>. Однако эффективность этих способов падает при увеличении энергии из-за большого числа и большого разброса мощностей проходимых резонансов.

2. Существуют более радикальные способы устранения деполаризации, основанные на введении в ускоритель специальных полей, изменяющих направление равновесной поляризации и зависимость средней частоты прецессии спина от энергии <sup>/2/</sup>. Согласно общим свойствам динамики поляризации движение спина в переменном по направлению поле представляет собой прецессию вокруг определённого периодически меняющегося вдоль орбиты направления  $\vec{n}(\theta) = \vec{n}(\theta + 2\pi)$  ( $\theta$  - обобщённый азимут), имеющего смысл направления равновесной поляризации и устойчивого в наименьшей степени, чем направление вдоль поля при движении в однородном поле. Направление  $\vec{n}$  и частота прецессии  $\nu$  (число оборотов спина вокруг  $\vec{n}$  за период обращения частицы) определяются всей структурой поля на орбите <sup>/5/</sup>.

В данной работе рассматриваются конкретные примеры, в которых введение сильных полей в промежутках позволяет устранить спино-вые резонансы в процессе ускорения.

Рассмотрим сначала вариант, когда в прямолинейный промежуток ускорителя на длине  $l$  вводится продольное магнитное поле  $H_y$ , поворачивающее спин вокруг скорости на угол  $\varphi$ , равный  $\varphi = \frac{g}{2} \frac{e H_y l}{E} = 0,15 H_y(T) l(M) g / E$  (ГэВ) ( $e$  - заряд частицы). Продольное поле не изменяет орбиты частицы, а вносимую им связь радиальных и вертикальных колебаний при необходимости можно компенсировать дополнительными линзами.

Для отыскания  $\vec{n}$  и  $\nu$  достаточно найти матрицу поворота спина за оборот частицы в ускорителе. В рассматриваемом примере

эта задача решается элементарно, поскольку полное вращение представляет собой последовательные повороты вокруг вертикального и продольного направлений. Удобным является спинорное представление вращений.

Результирующая матрица поворота спина от начала промежутка ( $\theta = 0$ ), очевидно, равна

$$\Lambda(0) = \exp(-\frac{i}{2}\sigma_z \Phi) \exp(-\frac{i}{2}\sigma_y \Psi),$$

где  $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ ,  $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$  - матрицы Паули;  $\Phi = \pi \gamma(q-2)$  - угол поворота вокруг вертикального поля на основных участках орбиты. Произвольно ориентированный спин через оборот частицы оказывается повернутым на угол  $2\pi \nu$  вокруг  $\vec{n}$ , где  $\cos \pi \nu = \text{Sp } \Lambda(0) = \cos \frac{\Phi}{2} \cdot \cos \frac{\Psi}{2}$ ;  $\vec{n}(0) = (i/\sin \pi \nu) \text{Sp } \vec{\sigma} \Lambda(0)$ .

При  $\Psi = 0$ , как и должно быть, получаем обычную зависимость частоты  $\nu$  от энергии:  $\nu = \gamma(q-2)/2$ . При  $\Psi \neq 0$  величина  $\cos \pi \nu$  как функция энергии испытывает ограниченные колебания в интервале  $\pm \cos \frac{\Psi}{2}$  ( $\Psi = \text{const}$ , см. рис. I).

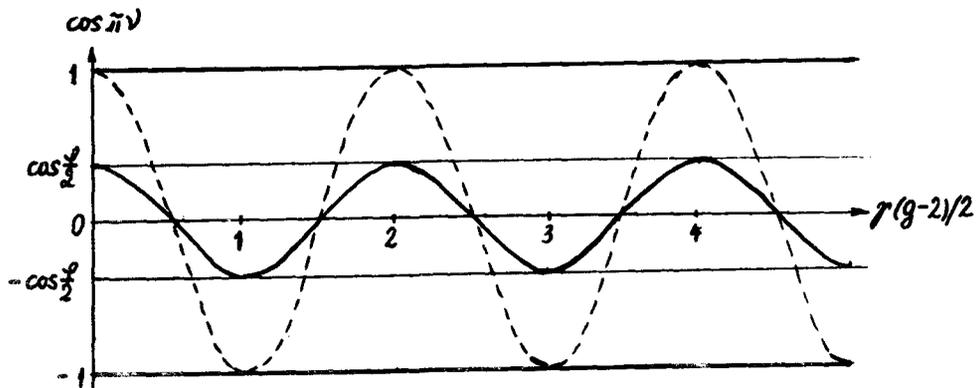


Рис. I

Резонансы  $\nu = K_0$  ( $\cos \pi \nu = \pm 1$ ) становятся невозможными уже при малых значениях  $\Psi/2$ . Для прохождения этих резонансов без деполаризации должно выполняться условие адиабатичности  $(\Psi/2\pi)^2 \gg \dot{\gamma}(q-2)/2\omega$ .

Кроме того, величина  $\Psi/2\pi$  должна превышать "естественную" ширину резонанса <sup>х)</sup>, связанную с возмущающими радиальными и продольными полями на основных участках. При этом после прохождения каждого такого резонанса направление спинов всех частиц изме-

<sup>х)</sup> Полезно также выполнить условие  $\Psi \gg 2\pi \nu_f$ , обеспечивающее невозможность проявления боковых резонансов  $\nu = K_0 \pm m \nu_f$ .

няется на противоположное, а степень поляризации пучка сохраняется.

Дальнейшее увеличение угла поворота спина в промежутке позволяет одновременно подавить деполаризующее влияние резонансов и с бетатронными частотами. Например, все линейные резонансы  $\nu = \pm \nu_{x,x} + K_0$  невозможны в процессе ускорения, если выполнено условие

$$|\cos(\psi/2)| < |\cos \pi \nu_{x,x}|,$$

которое, что очень важно, не зависит от энергии.

Описанным способом можно устранить влияние многих серий резонансов с различными номерами  $K_z$  и  $K_x$ . Деполаризующие эффекты обязаны лишь резонансам очень высоких порядков и пренебрежимо малы. Предельным вариантом является случай, когда  $\psi = \pi$ . При этом независимо от энергии дробная часть частоты прецессии всегда равна половине ( $\cos \pi \nu = 0$ ), и появляется возможность выбором рабочих частот бетатронных колебаний  $\nu_z$  и  $\nu_x$  наиболее эффективно отстроиться от спиновых резонансов. В такой ситуации обеспечение устойчивости поляризации не является более сложной задачей, чем сохранение поляризации в стационарных условиях на максимальной энергии в течение времени, равного времени ускорения. Важно отметить, что при  $\psi = \pi$  в противоположном промежутке ускорителя равновесная поляризация направлена вдоль скорости независимо от энергии. Это позволяет инжектировать частицы продольно поляризованными непосредственно в этот промежуток.

3. При высоких энергиях ( $\gamma(q-2) \gg 1$ ) для поворота спина в промежутке вокруг горизонтального направления (в частности, вокруг скорости) рационально использовать вместо продольного магнитного поля поперечные к скорости поля. Для поворота спина на угол  $\pi$  однородным полем  $H_\perp$  на длине  $\ell$  требуется  $H_\perp \ell = 54$  кГс·м для протонов и 45 кГс·м для электронов независимо от энергии. Однако введение однонаправленного (радиального) поля внесло бы существенное искажение орбиты на основных участках. Требования поворота спина на заданный угол и восстановления орбиты на выходе из промежутка можно совместить, если использовать определенные комбинации из радиальных и вертикальных полей. Приведём два примера поворота спина на угол  $\pi$ . Введём в три последовательных участка I, II и III поперечные поля, составляющие друг с другом угол  $120^\circ$ , как показано на рис.2а (направление скорости поперечно плоскости рисунка, магнитное поле II горизон-

тально). На каждом участке спин поворачивается вокруг поля на угол  $\mathcal{K}$ . Легко проследить, что после прохождения этих трёх участков спин оказывается повернутым вокруг радиального направления на угол  $\mathcal{K}$ .

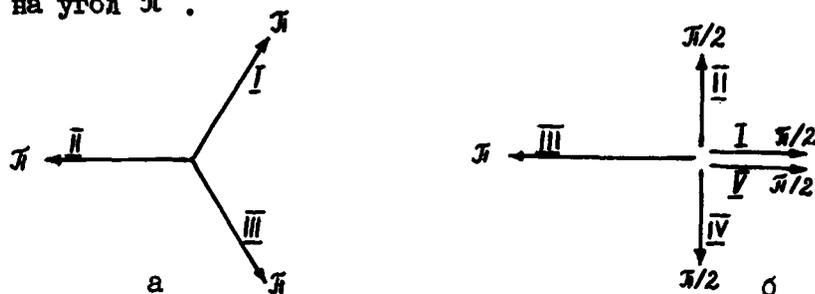


Рис.2

Направление скорости частицы восстанавливается при этом с точностью до  $|r(q-2)/2|^{-3}$  (при необходимости можно обеспечить и точное восстановление скорости малой коррекцией полей). Возникающее пространственное смещение орбиты легко компенсируется на последующем участке однонаправленным полем с равным нулю средним значением, уже не искажающим направление спина и скорости.

На рис.2б представлена схема поворота спина на угол  $\mathcal{K}$  вокруг скорости также с восстановлением орбиты. В этом примере на четырех из пяти последовательных участках введены поля, поворачивающие спин на угол  $\mathcal{K}/2$ , а на центральном участке с радиальным полем спин поворачивается на угол  $\mathcal{K}$  (стрелками обозначены, как и на рис.1, векторы углов поворота спина на каждом участке).

В приведенных примерах, как и в случае поворота продольным полем, при любой энергии дробная часть частоты прецессии спина равна половине, равновесная поляризация в противоположащем симметричном промежутке направлена вдоль оси поворота спина в промежутке с введенными полями (в примере I вдоль радиального направления, в примере II вдоль скорости).

Включение и выключение поворачивающих полей в процессе ускорения может производиться адиабатически с сохранением устойчивости спинового и орбитального движения.

4. Описанным способом можно ускорять поляризованные частицы практически до очень высоких энергий. Ограничения наступают лишь при энергиях, когда спиновые резонансы, связанные с возмущающими радиальными магнитными полями на основных участках, начинают

перекрываются. Условие неперекрывания резонансов можно записать в виде

$$\gamma(q-2)|(H_x)_k/\bar{H}_z| \ll 1, \quad (2)$$

где  $(H_x)_k/\bar{H}_z$  — отношение Фурье-гармоники возмущающих полей к средней вдоль орбиты вертикальной компоненте поля. При нарушении этого условия сложной становится задача как ускорения поляризованных частиц, так и сохранения поляризации ускоренного пучка в стационарных условиях. Однако в видимом сегодня диапазоне максимальных энергий условие (2) может быть выполнено, и описанный способ обеспечивает сохранение поляризации в процессе ускорения.

Авторы признательны А.Н.Скринскому за полезные обсуждения и постоянный интерес к работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. M.Froissart, R.Stora. Nucl.Inst. and Meth., 7, 297 (1960).
2. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко. ДАН СССР, 223, 830 (1975).
3. T.Kloe et al. Part. Acc., 6, 213 (1975).
4. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. ЖЭТФ, 60, I216 (1971).
5. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. ДАН СССР, 192, I255 (1970).