

Я. С. ДЕРБЕНЕВ, А. М. КОНДРАТЕНКО

УСКОРЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ

(Представлено академиком А. Н. Скринским 3 III 1975)

1. Известно, что ускорение поляризованных частиц до больших энергий в циклических ускорителях (синхротронах) наталкивается на значительные трудности, связанные с происхождением спиновых резонансов⁽¹⁻⁵⁾. Для подавления эффектов деполяризации рекомендуется либо компенсация опасных гармоник возмущающих полей, либо увеличение скорости прохождения резонансов (уменьшение времени ускорения, изменение со временем частот колебаний частиц при прохождении резонанса). В конкретных условиях реализация этих способов может оказаться сложной как из-за недостаточной степени знания и контроля имеющихся возмущений, так и вследствие технических ограничений на скорость прохождения.

В данной работе рассматриваются другие возможности, основанные не на подавлении опасных гармоник возмущений, а, наоборот, на увеличении их — введением специальных полей — до такой степени, чтобы прохождение резонансов стало адиабатическим (медленным). При этом после прохождения каждого такого резонанса, как известно^(1, 6), направление спинов всех частиц изменяется на противоположное, а степень поляризации пучка сохраняется. В определенных условиях того же эффекта можно добиться, уменьшив скорость прохождения опасных резонансов.

2. Рассмотрим обычную ситуацию, когда направление равновесной поляризации близко к направлению среднего магнитного поля. При этом средняя частота процессии спина * ν равна $\gamma q'/q_0$ (в «натуральной» системе ортов), где $\gamma = \mathcal{E}/(mc^2)$ — релятивистский фактор, q' — аномальная часть гиромангнитного отношения q , $q_0 = e/(mc)$ — «нормальная» часть q . При ускорении частиц, вообще говоря, проходятся резонансы

$$\nu \approx \nu_k = k_z \nu_z + k_x \nu_x + k_\theta, \quad (1)$$

где ν_z , ν_x — частоты вертикальных и радиальных бетатронных колебаний, k_z , k_x , k_θ — целые числа (пока отвлекаемся от медленных синхротронных колебаний), θ — обобщенный азимут.

Каждому набору k_z , k_x отвечает серия резонансов с различными номерами азимутальных гармоник k_θ . Резонансы при $k_z = k_x = 0$ обязаны радиальным и продольным полям на замкнутых орбитах, появляющимся при искажениях структуры магнитного поля. Среди резонансов $\nu = k \pm \nu_z$ подчеркнуты резонансы с номером k , кратным числу элементов периодичности, не связанные непосредственно с искажениями магнитной системы. Мощности (ширины) резонансов $\nu = k \pm \nu_x$ пропорциональны 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 .

Напомним характерные особенности поведения поляризации при прохождении резонанса. Вблизи резонанса уравнение движения вектора спина s можно привести к виду⁽⁶⁾

$$\dot{s} = [\omega s], \\ \omega = \epsilon_k \epsilon_z + \text{Re } w_k (\epsilon_1 + i \epsilon_2),$$

* Время измеряем в единицах обратной угловой частоты обращения в ускорителе.

где $\epsilon_k \approx v - v_k$ — расстройка, w_k — мощность, или ширина резонанса, определяемая резонансной Фурье-гармоникой возмущения, e_1, e_2 — единичные орты в плоскости, поперечной к оси z .

При постоянной скорости прохождения ($\dot{\epsilon}_k = \text{const}$) связь между проекциями s_z до и после прохождения дается формулой ⁽⁶⁾

$$s_z^+ = (2e^{-2I} - 1)s_z^- + 2e^{-I}(1 - e^{-2I})^{1/2}(s^2 - (s_z^-)^2)^{1/2} \cos(\varphi + \psi(0)), \quad I = \frac{\pi}{4} \frac{|w_k|^2}{|\dot{\epsilon}_k|}, \quad (2)$$

где $\psi(0)$ — фаза процессии спина вокруг оси z в момент, когда $\epsilon_k = 0$, φ — фазовый сдвиг при прохождении, меняющийся в зависимости от скорости прохождения от 0 до $\pi/4$.

Принимая во внимание практически быстрое размешивание по фазам процессии из-за разброса частот, можно считать, что степень поляризации после прохождения определяется первым членом формулы (2):

$$\langle s_z^+ \rangle = \langle (2e^{-2I} - 1)s_z^- \rangle.$$

При быстром прохождении резонанса ($I \ll 1$) среднее изменение проекции s_z мало. При медленном прохождении ($I \gg 1$) происходит переворот поляризации с экспоненциально малым изменением ее степени. Изменение степени поляризации не мало лишь в случае промежуточного прохождения, когда $I \sim 1$.

3. При ускорении возможны следующие ситуации:

а) Все резонансы проходятся быстро. Условием малости деполяризации будет

$$\sum_k I = \pi \sum_k \frac{|w_k|^2}{|\dot{\epsilon}_k|} \ll 1.$$

С ростом максимальной энергии выполнить это условие становится все труднее из-за возрастания числа проходимых резонансов.

б) Часть резонансов проходится медленно, остальные быстро. Условием малости деполяризации будет

$$\pi \sum_{k_1} \frac{|w_{k_1}|^2}{|\dot{\epsilon}_{k_1}|} + 2 \sum_{k_2} \exp\left(-\frac{\pi}{2} \frac{|w_{k_2}|^2}{|\dot{\epsilon}_{k_2}|}\right) \ll 1.$$

в) Встречаются резонансы с промежуточным прохождением — заведомо неблагоприятная ситуация. Эта ситуация наиболее вероятна, когда существуют резонансы, проходимые медленно.

Практически в любой ситуации за деполяризацию может быть ответственна одна или несколько серий резонансов с фиксированными числами k_z, k_x , прохождение которых не является ни достаточно быстрым, ни достаточно медленным. Введением специальных возмущений можно повысить мощности гармоник опасной серии до такой степени, чтобы их деполяризующее воздействие стало пренебрежимо малым.

4. Рассмотрим конкретные примеры. Предположим, что опасной серией являются резонансы с частотами обращения

$$\gamma \approx k.$$

Введем в промежуток длиной θ_0 между магнитами постоянное магнитное поле h вдоль скорости движения частиц. Мощности резонансов w_k , связанные введенному полю, будут равны * (см., например, ⁽⁶⁾):

$$w_k = \frac{q}{q_0} \frac{h}{\langle H \rangle} \frac{\theta_0}{2\pi}, \quad (3)$$

* Формула (3) видоизменяется при очень больших энергиях, когда $\gamma q' a / (q_0 R) \gtrsim 1$ (здесь a/R — отношение размера пучка к радиусу ускорителя), так как при этом нужно учитывать поперечные к траектории частицы компоненты введенного поля.

где $\langle H \rangle$ — среднее вдоль орбиты управляющее магнитное поле ускорителя. Заметим, что при введении возмущающего поля именно в промежуток, мощности резонансов w_k не убывают с ростом k . Величина магнитного поля h должна быть такой, чтобы выполнялось условие

$$|w_k|^2 \gg |\dot{v}|.$$

Тогда резонансы $v=k$ будут проходиться адиабатически, с сохранением степени поляризации (после прохождения).

При больших энергиях ($\gamma q' \gg q$) можно вводить в промежуток радиальное магнитное поле, порядок требуемой величины которого в $\gamma q'/q$ раз меньше, чем в случае продольного. Возникающее при этом вертикальное искажение замкнутой орбиты может быть скомпенсировано введением дополнительного радиального поля на прилегающих участках с основным вертикальным полем*. Выбор между предложенными вариантами зависит от особенностей конкретного ускорителя и соображений технического характера.

Для устранения деполяризующего влияния резонансов $v=k \pm v_z$, $v=k \pm v_x$ можно воспользоваться аналогичными приемами с тем отличием, что вводимые в промежуток поля должны быть переменными, изменяясь с частотой, близкой к дробной части бетатронных частот v_z или v_x **. Эти переменные поля могут вызывать нежелательную раскачку бетатронных колебаний. Однако точное равенство частот вводимого поля бетатронным не требуется ввиду конечности ширины спиновых резонансов. Нужно лишь, чтобы разность частот была мала по сравнению с мощностью введенных гармоник. Возмущение орбитального движения можно скомпенсировать, как и в случае стационарных полей***.

Что касается нелинейных резонансов, то при необходимости их деполяризующее влияние можно устранять аналогичными способами.

6. При медленных прохождениях резонансов следует, вообще говоря, принимать во внимание синхротронные колебания энергии. Мы не будем здесь рассматривать эту задачу во всей полноте, а ограничимся указанием условий, когда эффекты этой модуляции экспоненциально малы. Согласно работе (6), для этого необходимо выполнение условий адиабатичности

$$|w_k|^2 \gg |\dot{\epsilon}_k| + |v_T \Delta|, \quad |w_k| \gg v_T,$$

где v_T — частота, а Δ — амплитуда синхротронных колебаний расстройки ϵ_k .

7. Существует еще одна возможность подавления эффектов деполяризации в процессе ускорения, основанная на введении в промежуток сильного стационарного поля (радиального или продольного), в котором спин поворачивается на угол порядка единицы. Согласно общим свойствам динамики поляризации в переменном по направлению поле, движение спина будет представлять собой процессию вокруг устойчивого периодического направления $\mathbf{n}(\theta) = \mathbf{n}(\theta + 2\pi)$ (θ — обобщенный азимут), имеющего смысл равновесного направления поляризации (7, 8). Направление $\mathbf{n}$ и частота процессии ν (число оборотов спина вокруг $\mathbf{n}$ за период обращения частицы) являются сложными функциями энергии, причем дробная часть ν меняется в ограниченных пределах (8). Особо выделенной является ситуация, когда спин поворачивается в прямолинейном промежутке вокруг введенного поля на пол оборота; при этом дробная часть ν всегда равна $1/2$ независимо от энергии, и все резонансы, в том числе и с бетатронными гармоника-

* Из-за процессии в вертикальном поле компенсация возмущения спинного движения не происходит.

** В некоторых условиях может оказаться достаточным увеличить мощность резонансов с бетатронными гармониками, просто возбуждав поперечные колебания пучка.

*** Быть может, более оптимальным является создание системы, обеспечивающей быстрое прохождение за счет скачков бетатронных частот.

ми, становятся невозможными. В процессе ускорения направление п эволюционирует сложным образом, но степень поляризации пучка сохраняется.

8. При ускорении или замедлении частиц в накопителях (ускорителях) электронов и позитронов нужно учитывать деполяризующее действие квантовых флуктуаций синхротронного излучения, которое максимально в области спиновых резонансов ($0-11$). Эти эффекты ограничивают скорость прохождения основных резонансов снизу. Введением когерентных возмущений перечисленными здесь способами можно существенно подавить также и деполяризующее воздействие синхротронного излучения.

Авторы признательны акад. А. Н. Скринскому, акад. С. Т. Беляеву, Л. Л. Гольдину и П. Р. Зенкевичу за интерес к работе и полезные обсуждения.

Институт ядерной физики
Сибирского отделения Академии наук СССР
Новосибирск

Поступило
14 II 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ *M. Froissart, R. Stora*, Nucl. Instr. and Meth., v. 7, 297 (1960). ² *П. Р. Зенкевич*, Тр. IV Международн. конф. по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 915. ³ *Х. А. Симонян*, там же, стр. 919. ⁴ *V. Ernst*, Nucl. Instr. and Meth., v. 60, 52 (1968). ⁵ *Ю. А. Плис, Л. М. Сороко*, УФН, т. 107, 281 (1972). ⁶ *Я. С. Дербенев, А. М. Кондратенко, А. Н. Скринский*, ЖЭТФ, т. 60, 1216 (1971). ⁷ *Я. С. Дербенев, А. М. Кондратенко, А. Н. Скринский*, ДАН, т. 192, 1255 (1970). ⁸ *Я. С. Дербенев, А. М. Кондратенко, А. Н. Скринский*, Препринт ИЯФ СО АН СССР, 2-70. ⁹ *В. Н. Байер, Ю. Ф. Орлов*, ДАН, т. 165, 783 (1965). ¹⁰ *Я. С. Дербенев, А. М. Кондратенко*, ЖЭТФ, т. 62, 430 (1972). ¹¹ *А. М. Кондратенко*, Канд. дисс. Новосибирск, 1974.