

10

ДЗЭТАТРОН — МОДИФИКАЦИЯ ЦИКЛИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ С ВЕРТИКАЛЬНО РАСТУЩИМ ВЕДУЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Ю. Г. Басаргин

Рассмотрена модификация известной схемы резонансного ускорения ультрарелятивистских электронов в постоянном магнитном поле, когда частицы перемещаются по вертикали вдоль пространственной кривой, близкой к винтовой линии, причем частота ускоряющего электрического поля постоянна.

Введение

В 60-е годы авторы работ [1-3] предложили ряд схем циклических ускорителей с растущим по вертикали постоянным магнитным полем, где траектории частиц имеют вид трехмерных спиралей. Подобные системы в принципе могут обеспечить существенно более высокую интенсивность, чем синхротроны. Скептическое отношение к возможностям реализации этих схем можно объяснить сложностью явно полюсных элементов магнитной структуры и ее неэкономичностью (аналогичная ситуация имела место в связи с концепцией кольцевых фазотронов [4]). Однако в настоящее время успехи крупномасштабного применения сверхпроводимости радикально меняют оценки энергопотребления. С другой стороны, имеется возможность учитывать оправдавший себя в современных синхротронах принцип компоновки магнитной структуры с разделением функций поворота частиц и их фокусировки. Эти обстоятельства, по-видимому, позволяют развить предложения [1-3] в виде более практичных модификаций.

Поясняемая ниже схема предполагает упрощенный по сравнению с [1, 2] вариант, когда в не явно полюсных элементах магнитной структуры с разделенными функциями составляющие вектора поля линейны относительно соответствующих координат, что должно обеспечить лучшую технологичность конструкции при использовании сверхпроводящих обмоток. Кроме того, меньшим оказывается удлинение орбит.

Дзэтатрон (резонансный циклический кольцевой ускоритель со смещением осевой траектории постоянного радиуса вдоль вертикальной оси Z) должен удовлетворять следующим требованиям. Во-первых, необходимо обеспечить смещение витков «винтовой» осевой траектории, соответствующее приросту энергии за оборот и темпу роста магнитного поля по вертикали. Во-вторых, магнитная структура должна осуществлять поперечную фокусировку частиц около осевой траектории. В-третьих, должны быть равными длины витков осевой траектории во всей области ускорения. В-четвертых, учитываются условия продольной устойчивости. В-пятых, темп ускорения увязывается с требованиями вертикального разделения витков при вводе и выводе.

Инжекция ультрарелятивистских электронов (скорость равна скорости света) при выполнении данных требований обеспечивает возможность ускоре-

ния при постоянной частоте электрического поля. Важно, что резонаторы ускоряющей системы работают в метровом диапазоне длин волн, что согласуется с техническими возможностями осуществления непрерывного режима ускорения.

1. Схема ускорителя

На рис. 1 в двух проекциях показан элемент периодичности кольцевой структуры. Элемент содержит два поворотных магнита SMB с углом раствора сектора, равным π/N (N — число элементов периодичности), и два прямолинейных участка длиной $L_{1,2}$ каждый. В одном из промежутков помещены два резонатора R и триплет из пространственных квадруполов SQ ; во втором про-

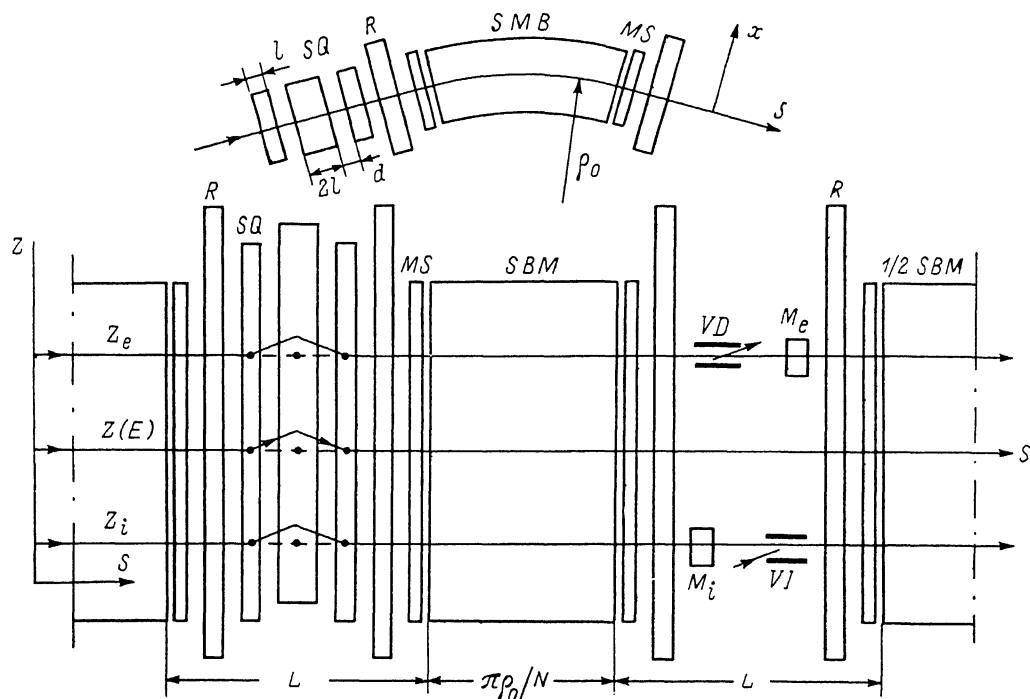


Рис. 1.

межутке элемента периодичности, кроме двух резонаторов, содержатся также вертикальный инфлектор VI , дефлектор VD и магниты M_i и M_e , формирующие поле в зонах ввода и вывода. У границ поворотных магнитов поставлены экраны MS , обеспечивающие перпендикулярность входа (и выхода) осевых частиц к границам поля.

На рис. 2 показаны поперечные сечения пространственного поворотного магнита SMB и квадруполов SQ . Требуемое распределение магнитного поля в SMB и SQ в вытянутой по вертикали прямоугольной апертуре обеспечивается распределением токовых витков у ферромагнитных поверхностей. Предполагается, что ускорение электронов ведется при пролете зазоров объемных резонаторов R прямоугольного сечения.

При малых радиусах ρ_0 в схеме рис. 1 могут отсутствовать квадруполы SQ .

2. Теоретические предпосылки

а) Поле в элементах магнитной структуры. Осевая траектория ускоряемых частиц должна перемещаться вдоль вертикальной оси Z от аппликаты Z_i при инжекции до Z_e при выводе (рис. 1, 2), причем должны сохраняться радиусы кривизны и кручения этой пространственной кривой. Тогда конфигурация условных замкнутых «равновесных» орбит не будет за-

висимой от Z , что необходимо для ускорения ультрарелятивистских электронов в магнитной структуре со стационарным полем и при фиксированной частоте возбуждения резонаторов.

Предположим возможность существования устойчивых замкнутых (равновесных) орбит для частиц определенного импульса p , причем эти орбиты могут и не иметь плоскость симметрии, определяемой свойствами симметрии магнитного поля. В частности, в обсуждаемой схеме основные плоскости симметрии магнитов SBM и SQ повернуты относительно друг к другу, что создает двойную кривизну равновесных орбит. На элементе периодичности кольцевой магнитной структуры в этом случае удобно применять две системы координат, повернутые на 45° , причем эти системы «сшиваются» прямолинейными отрезками. В пределах криволинейных участков пространственных равновесных орбит используется натуральная система координат (z, x, s) , где z, x — поперечные отклонения от равновесной орбиты; s — длина, отсчитываемая вдоль этой ор-

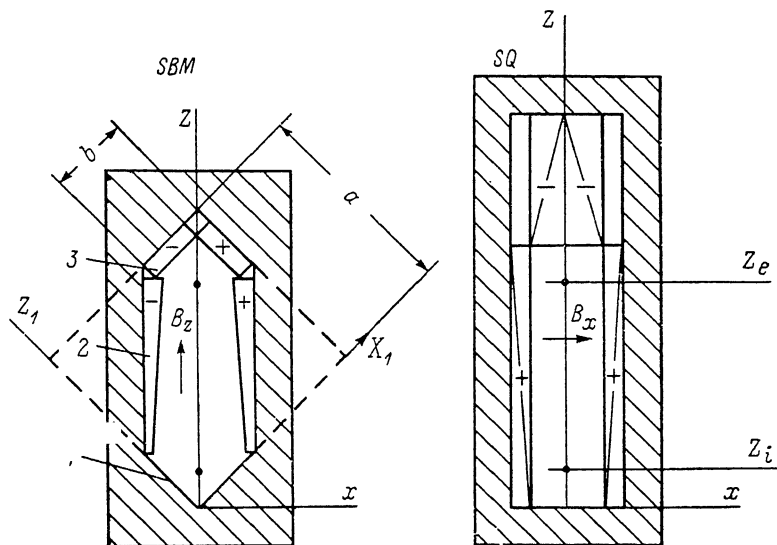


Рис. 2.

биты [4, 5]. Вдоль равновесной орбиты известно распределение по s составляющих магнитного поля B_z, B_x, B_s и их производных; радиус кривизны орбиты $\rho(s) = \rho_0 + x$. Составляющие поля связаны уравнениями $\text{div } \mathbf{B} = 0$ и $\text{rot } \mathbf{B} = 0$, что приводит к зависимостям (штрих означает дифференцирование по s)

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{B_x}{\rho + x} \frac{\rho}{\rho + x} B'_s = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\rho}{\rho + x} B'_z - \frac{\partial B_s}{\partial z} = 0, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = 0, \quad (2b)$$

$$\frac{\partial B_s}{\partial x} + \frac{B_s}{\rho + x} - \frac{\rho}{\rho + x} B'_x = 0. \quad (2в)$$

На рис. 2 показано сечение не явно полюсного магнита SBM . Составляющая поля B_z поворачивает осевые траектории с радиусом кривизны $\rho = \rho_0$ (считается, что $\rho = \rho_0 + x$); составляющие B_x, B_s направлены вдоль осей X_1, Z_1 , повернутых на 45° относительно осей X, Z . Если аппликата осевой траектории равна Z , то условия (1), (2) удовлетворены при линейных зависимостях

$$B_z = g_1(s) Z, \quad B_x = -g_1(s) X, \quad (3)$$

где распределение градиента $g_1(s)$ измерено в окрестности $Z=0$ при $X=0$. При отклонениях χ, ζ от осевой траектории вдоль осей X_1 и Z_1 соответствующие составляющие поля равны

$$B_z = g_1 \left(\frac{\sqrt{2} Z}{2} + \chi \right), \quad B_x = g_1 \left(\frac{\sqrt{2} Z}{2} + \zeta \right). \quad (4)$$

Внутри магнитов SBM градиент $g_1(s) = g_1$ и радиус кривизны $\rho(s) = \rho_0$ примерно постоянен, причем в ультрарелятивистском приближении энергия частиц E определяется формулой

$$E \text{ (МэВ)} = 300 g_1 \text{ (Тл/м)} \rho_0 \text{ (м)} Z \text{ (м)}. \quad (5)$$

В показанном на рис. 2 сечении не явно полюсного магнита SBM выполняются соотношения (3), (4) для составляющих поля в области ускорения частиц, если на внутренних поверхностях стального магнитопровода плотность тока j равна нулю на поверхности 1, на поверхности 2 ток линейно растет вдоль вертикальной координаты Z от $j = (b/a) j_0$ до $j = j_0$, плотность равна j_0 на поверхности 3; a и b — стороны квадратов, указанных на рисунке.

В магнитах SQ (пространственных квадрупольях) составляющие поля, удовлетворяющие (1), (2), суть

$$B_z = g_2(s) X, \quad B_x = g_2(s) Z. \quad (6)$$

Сечение SQ также показано на рис. 2, оно соответствует половине известного не явно полюсного квадруполья с прямоугольной апертурой [5].

б) Р а в н о в е с н ы е о р б и т ы. Замкнутую «равновесную» орбиту для частиц энергии E можно построить путем «сшивания» осевых траекторий в магнитах SBM с участками орбиты в линзах SQ . В магнитах SBM такие орбиты (рис. 1, 2) перемещаются от Z_i (энергия инжекции E_i) до Z_e (энергия вывода E_e), радиус кривизны в плоскостях $Z = \text{const}$ (при $X=0$, где $B_x=0$) считается равным ρ_0 . Из (5) следует формула, связывающая E_i, E_e и параметры магнита SBM ,

$$g_1 \text{ (Тл/м)} \rho_0 \text{ (м)} = \frac{(E_e - E_i) \text{ (МэВ)}}{300 (Z_e - Z_i) \text{ (м)}}. \quad (7)$$

В линзах SQ осевые траектории поворачиваются в плоскости симметрии $X=0$ (рис. 1), поворот осуществляется составляющими поля B_x , определенными в (6). Линзы образуют симметричные триплеты, в которых длина средних линз, равная $2L$, вдвое больше длины крайних линз; d — расстояние между линзами. Составляющие поля в средней линзе по абсолютной величине равны значениям в крайних линзах, но противоположны по знаку. Поэтому после триплета направление осевой траектории остается неизменным. Из (6) видно, что в линзах SQ составляющая B_x пропорциональна Z , но из (5) следует пропорциональность Z энергии E . Поэтому углы и радиусы поворота осевых траекторий в линзах SQ не зависят от энергии. Наряду с установленной выше независимостью от энергии радиуса осевых траекторий поворота в магнитах SBM данный вывод говорит о принципиальной возможности осуществить принцип дзетатрона, требующего постоянного периметров равновесных орбит при ускорении. Более надежный анализ должен учитывать распределение магнитного поля во всем объеме, включая границы SBM и SQ , с вводом в уравнения движения соответствующих поправок на основе зависимостей (1), (2).

в) Б е т а т р о н н ы е к о л е б а н и я.

1) Однородная структура (нет квадрупольей SQ). Определяемая зависимостями (3), (4) неоднородность поля в магнитах SBM приводит к усилению фокусировки вдоль оси Z_1 и ее ослаблению по оси X_1 по сравнению с полем однородным. Отклонения χ и ζ от «равновесных» орбит удовлетворяют уравнениям

$$\chi'' + \frac{1}{2\rho_0^2} \left(1 - \frac{2\rho_0}{Z} \right) \chi = 0, \quad \zeta'' + \frac{1}{2\rho_0^2} \left(1 + \frac{2\rho_0}{Z} \right) \zeta = 0. \quad (8)$$

Колебания устойчивы, если

$$Z > 2\rho_0. \quad (9)$$

Условие (9) на аппликаты витков осевой траектории в однородной структуре указывает, что для частиц предельной энергии значение $Z_e \gg \rho_0$.

Частоты $\nu_{x,z}$ бетатронных колебаний оцениваются по приближенной формуле [4]

$$\nu_{x,z}^2 = \frac{\Pi}{4\pi\rho_0} \left[1 \mp \frac{2\rho_0}{Z} \right], \quad (10)$$

где Π — периметр орбит, включающий прямолинейные промежутки.

2) Структура с квадрупольями. Аппликаты осевой орбиты могут быть существенно уменьшены, если в магнитную структуру включены пространственные квадрупольи. Показанные на рис. 1 симметричные триплеты линз SQ осуществляют фокусировку с фокусным расстоянием F , приближенно определяемым формулой [5]

$$1/F = 2d \left(\frac{g_2 l}{g_1 \rho_0 Z} \right)^2. \quad (11)$$

Благодаря дополнительной знакопеременной фокусировке в структуре с квадрупольями значения «мгновенных» частот бетатронных колебаний возрастают по сравнению с (10), т. е.

$$\nu_{x,z}^2 = \frac{\Pi}{4\pi\rho_0} \left[1 \mp \frac{2\rho_0}{Z} + \frac{N\rho_0}{F} \right], \quad (12)$$

где N — число элементов периодичности, F определено в (11).

Колебания устойчивы, когда $\nu^2 > 0$. Аппликата частиц предельной энергии тем меньше, чем меньше фокусное расстояние F . Структуры с квадрупольями могут представлять интерес для сравнительно высоких значений энергии, когда велико требуемое значение радиуса кривизны орбит ρ_0 . Более простые однородные структуры целесообразно рассматривать в случаях малых значений ρ_0 .

Вопрос об адиабатическом изменении параметров, связанных по осям Z и X колебаний при ускорении, требует отдельного рассмотрения. Связь колебаний, вертикальное перемещение «равновесной» орбиты и быстрый темп ускорения должны, по-видимому, ослабить опасность эффектов типа линейной резонансной раскачки. Однако влияние нелинейных эффектов на величину акцептанса минимизируется в обсуждаемой схеме из-за линейности зависимостей (3), (4), (6) составляющих вектора поля от поперечных координат.

г) **В ы с о к о ч а с т о т н ы е у с к о р е н и я.** Определенная выше замкнутая «равновесная» орбита при ускорении должна перемещаться по оси Z , так что в дзетатроне частицы следуют вдоль осевой траектории, имеющей сходство с винтовой линией. Шаг «винта» будет постоянен при постоянстве прироста энергии за виток $\Delta E = \Delta E_0 \sin \varphi_s$, где ΔE_0 — амплитудный прирост энергии резонаторами R , φ_s — равновесная фаза. Учитывая (3), (7), для шага «винта» справедлива формула

$$\Delta Z_a = \frac{\Delta E_0 (Z_e - Z_i) \sin \varphi_s}{E_e - E_i}. \quad (13)$$

Этому соответствует «ввинчивание» осевой траектории под углом Z'_a к плоскости $Z=0$, причем

$$Z'_a = \frac{\Delta E_0 (Z_e - Z_i) \sin \varphi_s}{\Pi (E_e - E_i)}. \quad (14)$$

Для оптимального «ввинчивания» необходим аккуратный подбор распределения корректирующих витков, создающих малую поправку $b_x(Z)$ к составляющей поля B_x , создающей вертикальные смещения частиц. Эти витки могут быть помещены внутри магнитных экранов MS , установленных у границ магнитов SBM . Там же полезно поместить витки для коррекции составляющей B_z ,

что даст возможность компенсировать радиальные смещения осевой траектории.

В дзэтатроне при равновесной фазе $\varphi_s > \pi/2$ должна существовать устойчивость продольного движения, так как в плоскостях $Z = \text{const}$ из-за связи движений отличающиеся приращения энергии приводят к соответствующим изменениям периода обращения.

д) В в о д и в ы в о д. Вертикальные ввод и вывод частиц инфлектором и дефлектором могут быть выполнены благодаря конечной величине разделения витков ΔZ_a , определенного (13). Предполагается возможность усилить разделение ΔZ_a локальными возмущениями поля, создаваемого магнитами M_i и M_e (рис. 1).

3. Численные примеры

В качестве примера весьма предварительно рассмотрены параметры двух ускорителей электронов — на энергии 40—300 МэВ и 0.3—3 ГэВ.

Ускоритель на 40—300 МэВ имеет однородную магнитную структуру, состоящую из шести секторов магнитов SBM с радиусами поворота осевых траекторий $\rho_0 = 0.5$ м, разделенных промежутками длины $L = 0.5$ м. Осевые траектории по вертикали перемещаются от $Z_i = 1, 2$ м до $Z_e = 10$ м, градиент поля $g_1 = 0.2$ Тл/м. Частота горизонтальных бетатронных колебаний находится в пределах $0.45 < \nu_x < 0.9$, частоты вертикальных колебаний в пределах $1.1 < \nu_z < 1.45$. При равновесной фазе $\varphi_s = 150^\circ$ прирост энергии за виток $\Delta E_0 = 0.3$ МэВ обеспечивается тремя резонаторами, в каждом из которых амплитудный прирост равен 0.2 МэВ; кратность ускорения равна шести. Средний шаг винтовой осевой траектории за виток $\Delta z_a = 1$ см.

Ускоритель на 0.3—3 ГэВ также имеет предельную аппликату $Z_e = 10$ м (при радиусе поворота $\rho_0 = 5$ м), однако устойчивость бетатронных колебаний обеспечивается здесь вводом в структуру квадруполей SQ . Из оценок следует, что устойчивость обеспечивается при числе элементов периодичности $N = 12$, если размеры триплетов имеют значения $l = d = 0.5$ м, градиенты $g_2 = 0.2$ Тл/м. Периметры орбит оцениваются $\Pi = 120$ м. Прирост энергии обеспечивается 30 резонаторами (с амплитудным приростом 0.2 МэВ в каждом). Средний шаг витков по вертикали $\Delta Z_a = 1$ см.

Весьма признателен А. А. Коломенскому за конструктивную критику первоначального варианта данного текста и за замечания по истории вопроса; Н. И. Дойникова благодарю за обсуждение элементов магнитной структуры.

Литература

- [1] Фатеев А. П., Яблоков Б. Н. // Атом. энергия. 1960. № 8. С. 552—555.
- [2] Тейлман И. // Атом. энергия. 1962. № 12. С. 475—479.
- [3] Рассел Ф. М., Ливингстон Р. С. // Тр. междунар. конф. по ускорителям. М.: Атомиздат, 1964. С. 1085.
- [4] Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Теория циклических ускорителей. М.: Физматгиз, 1962. 352 с.
- [5] Штеффен К. Оптика пучков высокой энергии. М.: Мир, 1969. 224 с.

Поступило в Редакцию
12 июня 1987 г.

В окончательной редакции
13 октября 1988 г.