

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P9-86-600

**О.Н.Борисов, В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга,
О.В.Ломакина**

**ВОЗМОЖНОСТЬ
ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТА РАСШИРЕНИЯ ОРБИТ
В СИСТЕМЕ ВЫВОДА ПУЧКА
ЦИКЛОТРОНА TRIUMF**

1986

ВВЕДЕНИЕ

Эффект расширения равновесных орбит в стационарных магнитных полях, предложенный в работе ^{1/}, был использован в теоретических и экспериментальных работах ^{2,3/} для создания системы высокоэффективного вывода пучка из секторных циклотронов типа "мезонных фабрик". При этом предполагалось, что магнитная система ускорителя состоит из N отдельных секторов, и амплитуда N-й гармоники соизмерима по величине со значением среднего магнитного поля магнитной системы.

Представляет определенный интерес исследование возможности применения эффекта расширения орбит в системах вывода для магнитных систем с относительно небольшой вариацией поля (ϵ), которая определяется как отношение амплитуды основной гармоники к величине среднего магнитного поля.

В данном сообщении проведено общее рассмотрение такой возможности и выполнен конкретный расчет применения эффекта расширения орбит (ЭРО) в системе вывода Н⁻-ионов мезонной фабрики TRIUMF.

1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЭРО

Известно ^{2/}, что расширение равновесных орбит в заданном диапазоне радиусов вызывается нелинейной зависимостью вдоль радиуса амплитуды основной гармоники ведущего магнитного поля. В первом приближении эффект расширения определяется следующими выражениями ^{2/}:

$$\frac{dr}{r} = a \frac{\Delta p}{p} = a \frac{\Delta W}{\beta^2 E}, \quad (1)$$

$$a = \left[1 + n + \frac{1}{2N^2} (s^2 + \epsilon d) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где a - коэффициент уплотнения (расширения) равновесных орбит по среднему радиусу (\bar{r}), N - число секторов, $n = \frac{\bar{r}}{B} \frac{dB}{dr}$, $\epsilon = \frac{B_N}{B}$ - вариация поля, $s = \frac{\bar{r}^2}{B} \frac{dB_N}{dr}$, $d = \frac{\bar{r}^2}{B} \frac{d^2 B_N}{dr^2}$; p , β , E , W - импульс, скорость, полная и кинетическая энергия частицы.

При выводе приближенной формулы (2) использовались следующие исходные соотношения:

$$\beta E = e \bar{V} \bar{\Gamma} \Lambda, \quad (3)$$

$$B_z = \bar{B}(r) + \sum_{k=1}^{\infty} B_{kN} \cos[\Phi_{kN}(r) - kN\phi],$$

$$\alpha = \left(1 + n + \frac{\bar{\Gamma}}{\Lambda} \cdot \frac{d\Lambda}{dr}\right)^{-1},$$

где B_z - магнитное поле в плоскости симметрии, Λ - безразмерный коэффициент, зависящий только от параметров структуры магнитного поля.

Выражение для Λ находится из уравнений движения и с точностью до $\frac{1}{N^2}$ для основной гармоники магнитного поля определяется уравнением

$$\Lambda^3 - \Lambda^2 - \frac{1}{2N^2} \epsilon s \Lambda - \frac{3\epsilon^2}{4N^2} = 0. \quad (4)$$

Непосредственно из (4) находится $\frac{d\Lambda}{dr}$ и получается формула (2), которую используем для предварительного анализа.

Как следует из (2), введением квадратичной нелинейности в основную гармонику поля, а именно выбором второй производной зависимости $B_N(r)$, которая для расширения орбит должна быть отрицательной, можно регулировать в широких пределах структурную сеть равновесных орбит при заданном наборе энергии за оборот.

После ряда преобразований выражение (2) можно записать в виде

$$\frac{d^2 B_N}{dr^2} = - \frac{\bar{B} \bar{\Gamma}}{\epsilon \bar{\Gamma}^3} \left[s^2 + 2N^2 \left(1 + n - \frac{1}{\alpha}\right) \right]. \quad (5)$$

Из (5) следует, что при заданной конечной энергии ускоряемой частицы ($\bar{B} \times \bar{\Gamma}$) и выбранной структуре магнитного поля величина второй производной, необходимой для реализации заданного расширения орбит (α), пропорциональна $1/\epsilon \bar{\Gamma}^3$. Поэтому для реализации эффекта расширения орбит в магнитных структурах с малой вариацией необходимо соответствующее увеличение среднего радиуса равновесной орбиты.

Период обращения частицы в магнитном поле с периодической вариацией определяется выражением

$$T = \frac{2\pi \bar{\Gamma}}{c\beta} (1 + \sigma) = \frac{\bar{\Gamma}}{\beta \bar{\Gamma}_{\infty}} (1 + \sigma) T_0, \quad (6)$$

где T_0 - период обращения в изохронном поле; σ - коэффициент, учитывающий удлинение орбиты из-за отличия ее формы от окружности; $\bar{\Gamma}_{\infty} = E_0/zeV_0$. В первом приближении этот коэффициент равен

$$\sigma = \left[\frac{\epsilon N}{2\Lambda(N^2 - 1 - n)} \right]^2. \quad (7)$$

В изохронном режиме ($T = T_0$) зависимость среднего поля определяется формулой

$$\bar{B}(r) = V_0(1 + \sigma) / \Lambda [1 - \xi^2(1 + \sigma)^2]^{1/2}, \quad (8)$$

где $\xi = r/\bar{\Gamma}_{\infty}$, V_0 - изохронное поле при $r = 0$. В зоне расширения из-за существенного изменения Λ и α изохронизм движения частиц нарушается. Величину фазового сдвига в этой зоне можно определить из выражения

$$\Delta\Psi = 2\pi \cdot q \cdot \sum_i \left[1 - \frac{1}{\alpha_i \gamma_i^2} \right] \frac{\Delta r_i}{\bar{\Gamma}_i}, \quad (9)$$

где суммирование по i соответствует числу оборотов в зоне расширения орбит. Этот фазовый сдвиг возможно минимизировать соответствующей коррекцией среднего магнитного поля.

Частоты свободных колебаний в зоне расширения также изменяются. Для оценки этого изменения можно использовать формулы^{2/}

$$Q_r^2 = Q_{r0}^2 + \frac{1}{2N^2} (s^2 + \epsilon d), \quad Q_z^2 = Q_{z0}^2 + \frac{1}{2N^2} (s^2 - \epsilon d), \quad (10)$$

где Q_{r0} , Q_{z0} - частоты непосредственно перед зоной расширения. Из (10) следует, что в зоне расширения частота аксиальных колебаний увеличивается, а радиальных - уменьшается, однако всегда $Q_r^2 > 1/\alpha$. Детальное рассмотрение для конкретной магнитной системы необходимо проводить с помощью численных расчетов на ЭВМ.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭРО

Для численного моделирования эффекта расширения равновесных орбит на ЭВМ ЕС-1010 создан пакет программ, обеспечивающий прием и обработку исходной информации, заданной табличным способом, вычисление необходимых параметров и функций и выдачу полученной информации на графопостроитель^{4/}. Все программы рабо-

тают в диалоговом режиме и позволяют в процессе счета оперативно вносить изменения исходных параметров с пультного дисплея ЕС-1010. Основные программы созданного пакета используют следующие алгоритмы, полученные из аналитических выражений (3), (4):

1) Программа ALFA

$$\Lambda^3 - \Lambda^2 - \frac{\bar{r}}{2N^2} \cdot \frac{B_N}{\bar{B}^2} \cdot \frac{dB_N}{dr} \cdot \Lambda - \frac{3}{4N^2} \cdot \frac{B_N^2}{\bar{B}^2} = 0, \quad (11)$$

$$\alpha(r) = \left[1 + \frac{\bar{r}}{\bar{B}} \cdot \frac{d\bar{B}}{dr} + \frac{\bar{r}}{\Lambda} \cdot \frac{d\Lambda}{dr} \right]^{-1}$$

осуществляет решение кубического уравнения для Λ и по заданным таблицам среднего поля и основной гармоники определяет исходные функции $\Lambda(r)$ и $\alpha(r)$.

2) Программа EFRO

$$\frac{d\Lambda}{dr} = \frac{\Lambda}{\bar{r}\alpha} \left[1 - \alpha \left(1 + \frac{\bar{r}}{\bar{B}} \cdot \frac{d\bar{B}}{dr} \right) \right], \quad (12)$$

$$\frac{dB_N}{dr} = -\frac{3B_N}{2\bar{r}\Lambda} + \frac{2N^2\bar{B}^2}{\bar{r}B_N} \cdot \Lambda(\Lambda - 1)$$

осуществляет (методом Рунге - Кутты 4 порядка) решение системы (12) и по заданной таблице среднего поля и заданной новой функции $\alpha(r)$ находит новые зависимости параметра Λ и основной гармоники поля $B_N(r)$, обеспечивающие заданное расширение орбит. Определяются также первые и вторые производные от $B_N(r)$. Программа позволяет выполнять многократные циклы расчета и построения функций $\Lambda(r)$, $B_N(r)$ для различных $\alpha(r)$.

3) Программа DRUN осуществляет решение уравнения радиального движения заряженной частицы. Исходные таблицы магнитного поля записаны на дисковые файлы. Зависимость $B_N(r)$, найденная программой EFRO, может оперативно передаваться в соответствующий файл, и затем с помощью DRUN определяется траектория частицы в статическом и динамическом режимах при этой новой функции $B_N(r)$ и заданных начальных условиях. При заданном начальном радиальном эмиттансе с помощью программы DRUN можно определить изменение радиального эмиттанса при прохождении зоны расширения орбит в области вывода ускоренного пучка.

Одновременно с интегрированием программа DRUN определяет длину орбиты и на каждом обороте выдает значения T/T_0 и фазовый сдвиг данной частицы (Ψ). Проводя коррекцию таблицы значений $\bar{B}(r)$ непосредственно в дисковом файле, возможно минимизировать фазовый сдвиг при сохранении заданного расширения орбит. При этом определяются также частоты радиальных колебаний на каждой из траекторий.

Выбранные зависимости $B_N(r)$ и $\bar{B}(r)$ вводятся затем в программу, осуществляющую интегрирование полных уравнений движения в заданных электрических и магнитных полях. При этом уточняются все параметры и определяются частоты аксиальных колебаний.

4

С помощью созданного пакета программ было проведено численное моделирование эффекта расширения орбит в зоне вывода циклотрона TRIUMF.

3. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ СИСТЕМЫ ВЫВОДА Н⁻-ИОНОВ НА ЦИКЛОТРОНЕ TRIUMF

Мезонная фабрика TRIUMF представляет собой изохронный циклотрон с шестью секторами, ускоряющий Н⁻-ионы до максимальной энергии 520 МэВ с интенсивностью до 170 мкА^{/5/}. Вывод пучка осуществляется перезарядкой Н⁻-ионов в протоны на тонкой углеродной фольге, которая может устанавливаться на различных радиусах и азимутах, осуществляя таким образом регулирование энергии и направления вывода пучка.

В настоящее время возникла необходимость вывода пучка Н⁻-ионов без перезарядки. Это объясняется разработкой проекта второй ступени ускорителя в виде быстроциклического циклотрона, для инжекции в который требуется пучок Н⁻-ионов^{/6/}. Разделение соседних орбит в зоне конечных радиусов при наборе энергии за оборот $\Delta W = 340$ кэВ составляет ~1,5 мм. Для создания высокоэффективной системы вывода необходимо в зоне вывода существенно увеличить (в 5 ÷ 10 раз) разделение соседних орбит для возможности использования электростатического дефлектора при минимальных потерях интенсивности.

В настоящее время имеются два предложения^{/7/}:

1) В области вывода по периметру ускорителя устанавливаются три дополнительных резонатора, работающие на четвертой или пятой гармонике частоты дуантов. При этом набор энергии за оборот на радиусах действия этих резонаторов увеличивается от 340 до 920 кэВ/об, и достигается разделение орбит до 4 мм.

2) Возбуждение когерентных радиальных колебаний в районе резонанса $Q_r = 3/2$ ($W = 428$ МэВ) с помощью высокочастотного дефлектора, работающего на частоте, равной половине частоты дуантной системы (11,5 МГц). Этим методом разделение между соседними орбитами, в соответствии с расчетом, можно увеличить до 6 ÷ 7 мм.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭРО ДЛЯ ЗОНЫ ВЫВОДА ЦИКЛОТРОНА TRIUMF

Характерной особенностью ускорителя TRIUMF является сравнительно низкий уровень магнитного поля ($B_{max} = 0,58$ Т; $B_k \approx 0,46$ Т) и соответственно с этим большой радиус ($r_k \approx 785$ см). Поэтому, как следует из формулы (5), несмотря на малую вариацию магнитного поля ($\epsilon_k \approx 0,26$), применение эффекта расширения орбит в этом

циклотроне позволит существенно (в 15-20 раз) увеличить разделение соседних орбит в заданной зоне радиусов при приемлемых величинах второй производной основной гармоники поля (B_6'').

Начальные данные, необходимые для использования вышеописанного пакета программ, взяты из работы [7]. Частота ускоряющего напряжения $f_{в.ч.} = 23$ МГц; кратность ускорения $q = 5$; $r_\infty = 1038$ см; $B_0 = 0,3016$ Т. Исходная зависимость среднего магнитного поля соответствовала изохронному полю, исходная основная гармоника выбрана постоянной и равной $B_6 = 0,12$ Т. Фаза основной гармоники изменяется по спирали Архимеда $\Phi_6 = r/26,5$. Зона действия эффекта расширения орбит выбрана в диапазоне энергий 480 ÷ 490 МэВ, хотя могут быть выбраны и другие энергии в области 400 ÷ 500 МэВ. Таблицы r , \bar{B} , B_6 были составлены для диапазона радиусов $760 \leq r \leq 796$ см.

Из расчета по программе ALFA были определены исходные значения параметров α и Λ при $r_H = 765$ см: $\alpha_H = 0,44$; $\Lambda_H = 1,01$.

Для получения необходимого разделения орбит выбрано $\alpha_{max} = 4$. Протяженность вдоль радиуса этого максимума примерно равна амплитуде вынужденных радиальных колебаний. Окончательная форма зависимости $\alpha(r)$ выбрана в результате цикла расчетов по программе EFRO.

На рис.1а изображена выбранная зависимость $\alpha(r)$ - пунктир. Там же приведена, соответствующая этому расширению, зависимость основной гармоники вдоль радиуса $B_6(r)$. При вычислении этой зависимости были выбраны: $r_H = 765$ см; $B_H = 0,12$ Т; $\Lambda_H = 1,01$.

На рис.2 наряду с основной гармоникой приведены также графики первой и второй производных (B_6' , B_6'') в зоне расширения орбит.

Из расчетов по программе EFRO найдено, что при изменении α_{max} от 3 до 4 величина отрицательной второй производной основной гармоники изменяется примерно на 20%. Этим определяется допуск на точность выполнения $B_6(r)$.

Предварительное вычисление по программе DRUN радиальных траекторий частиц показало, что выбранная зависимость основной гармоники магнитного поля $B_6(r)$ позволяет получить разделение между соседними равновесными орбитами до 3 см. При этом появился фазовый

сдвиг, для минимизации которого была проведена небольшая коррекция среднего поля. В основном эта коррекция свелась к опусканию уровня \bar{B} на $1,9 \cdot 10^{-3}$ Т и незначительному изменению формы на конечных радиусах. На рис.1а изображена зависимость скорректированного среднего поля вдоль радиуса (\bar{B}). На рис.1б изображена радиальная траектория, соответствующая центру радиального эмиттанта, в течение последних

девяти оборотов перед расширением. Начало численного счета при $W_H = 460$ МэВ, $\Delta W = 0,34$ МэВ/об, $q = 5$. Магнитное поле (\bar{B} , B_6) и коэффициент α соответствуют рис.1а. Как видно, разделение орбит достигает величины 2,7 см. При этом фазовый сдвиг (Ψ) на частоте обращения частиц составляет $6,4^\circ$. В программе учитывается уменьшение набора энергии из-за фазового сдвига, который на ускоряющей частоте равен $5 \cdot \Psi$. На рис.1в приведены аксиальные колебания в течение последних девяти оборотов перед зоной расширения. Спиральность выбрана такой величины, чтобы вне зоны расширения частота аксиальных колебаний $Q_{z0} = 0,27$. При окончательных расчетах была принята величина радиального эмиттанта, равная $S_r = 1,1 \cdot \pi$ мм·мрад при $W_H = 460$ МэВ. Каждая частица проходила 90-100 оборотов до зоны расширения. Радиальный эмиттанс отождествлялся центром и восьмью точками, равномерно расположенными по периметру эллипса.

На рис.3 изображены радиальные траектории всех девяти точек эмиттанта в течение последних 30 оборотов. Видно, что эффективное расширение происходит в течение одного оборота. Далее разделение орбит снова уменьшается. Это происходит, во-первых, из-за уменьшения значений α при $r > 790$ см, во-вторых - из-за существенного увеличения фазового сдвига, ко-

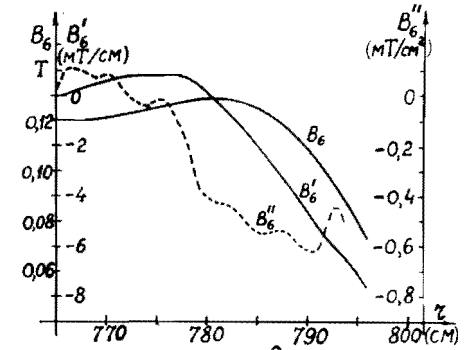


Рис.2

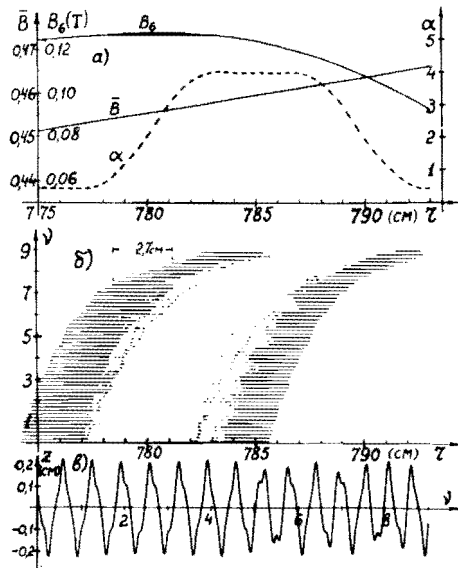


Рис.1

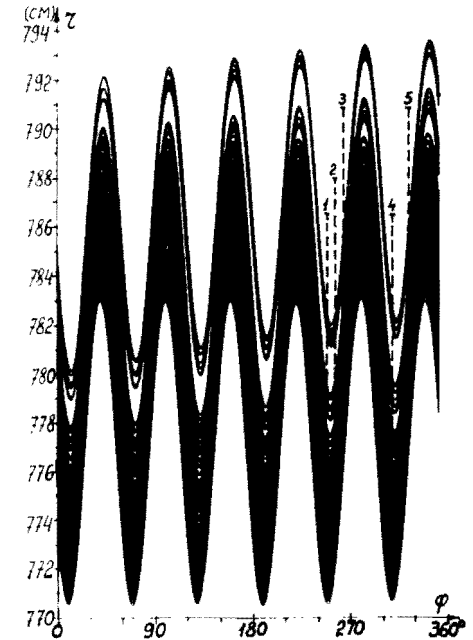


Рис.3

торый может привести к отрицательному набору энергии за оборот. На рис.3 цифрами над пунктирными линиями показаны различные азимуты, на которых возможно установить начало электростатического дефлектора. Следует отметить, что азимут максимального разделения можно изменять с помощью регулирования величины ускоряющего напряжения, а также с помощью первой гармоники магнитного поля.

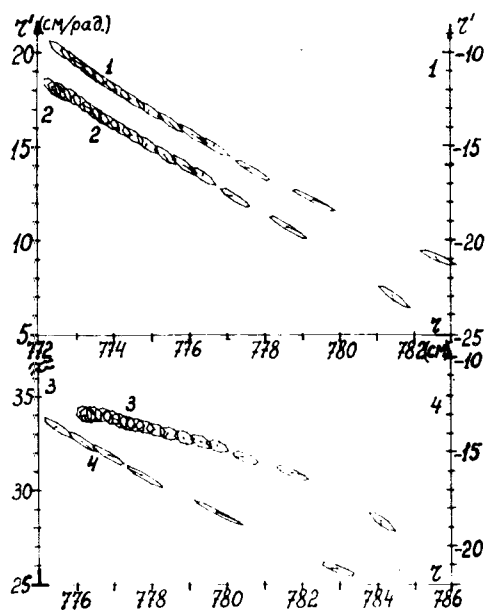


Рис.4

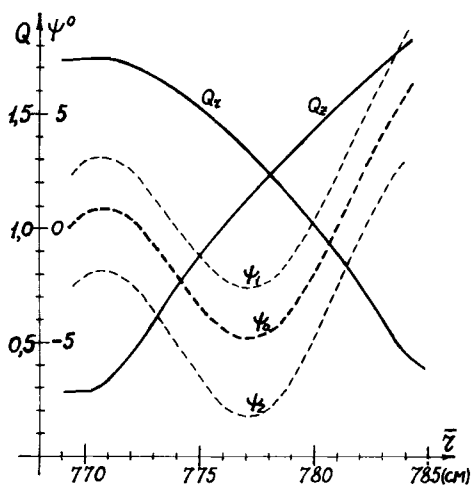


Рис.5

На рис.4 изображены радиальные эмиттансы в зоне расширения на азимутах 1,2, 3,4 в соответствии с рис.3. Номер около оси r' определяет ось координат для эмиттансов данного азимута. Линия на каждом эллипсе, соединяющая центр с первой точкой, позволяет оценивать частоту радиальных колебаний в динамическом режиме. В частности, видно, например на азимуте 3, что резонанс $Q_r = 1$ проходит в течение одного оборота.

На рис.5 приведены зависимости частот свободных колебаний Q_1, Q_2 от среднего радиуса орбиты в зоне расширения (сплошные линии). Там же показаны изменения сдвига фаз по частоте обращения для центра сгустка (Ψ_0) и для начальных сдвигов $\pm 3^\circ$ (Ψ_1 и Ψ_2 соответственно) при $W_H = 460$ МэВ.

Далее большой цикл расчетов был проведен для исследования влияния энергетического разброса в ускоряемых сгустках на процесс расширения равновесных орбит. Для оценки радиального уширения пучка в процессе расширения равновесных орбит (δr) можно воспользоваться выражением

$$\delta r_m = a_m \cdot r \cdot \frac{\delta W}{\beta^2 W}, \quad (13)$$

где δW - энергетический разброс в пучке перед зоной расширения. Так как a изменяется в зоне расширения, то для выяснения точной картины влияния энергетического разброса было проведено численное исследование.

Начальный радиальный эмиттанс был тот же, что и в предыдущих расчетах, и для всех точек $W_H = 460$ МэВ. Изменение энергии перед зоной расширения осуществлялось изменением начальной фазы при W_H . При проходе различных фаз (в течение примерно 100 оборотов) возникает энергетический разброс первичного пучка. При начальном изменении фаз $\pm 3^\circ$ разброс энергий перед зоной расширения составлял примерно 0,4 МэВ. Расчет был проведен для 15 эмиттансов различных начальных фаз. Для построения итогового графика был выбран азимут 5 (рис.3). Этот азимут находится после второго ускоряющего толчка дуантной системы.

На рис.6 изображена часть найденных эмиттансов в зависимости от энергии в окрестности зоны расширения. Вертикальные линии (сплошные или точки) отождествляют радиальные эмиттансы. Эмит-

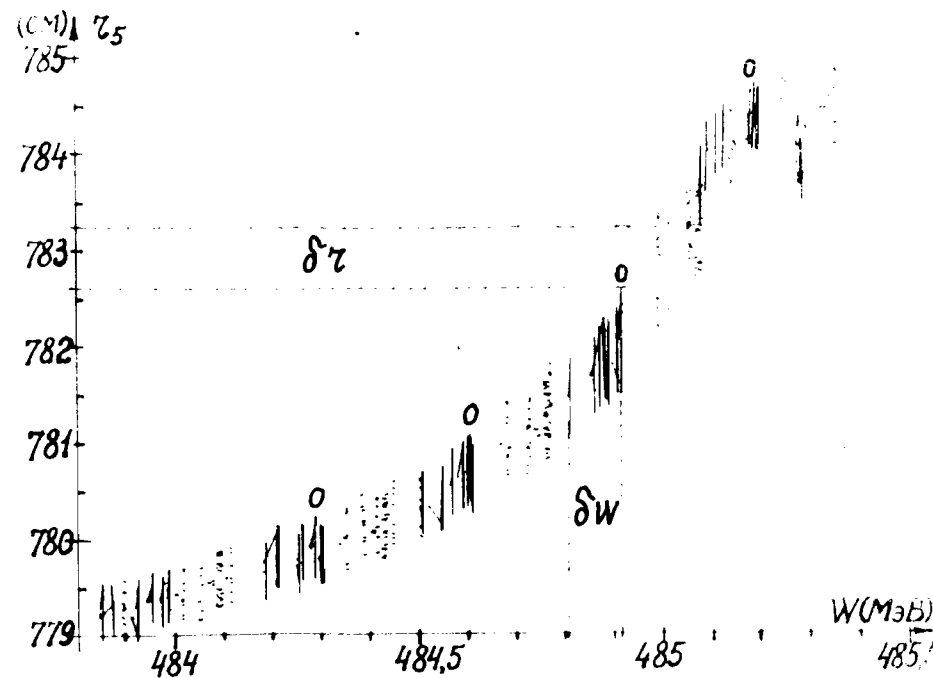


Рис.6

тансы, соответствующие нулевой начальной фазе, обозначены "0". Сплошными линиями выделены эмиттансы, разброс энергий которых ($\delta W \approx 0,11$ МэВ) приводит к уменьшению свободного пространства между соседними оборотами (δt) примерно в 2 раза.

Из проведенных расчетов следует, что свободная зона между эмиттантами, соответствующими соседним оборотам, исчезает при разбросе энергии в пучке перед зоной расширения около 0,2 МэВ.

Отсюда следует, что возможны два режима вывода:

а) Полное разделение соседних радиальных эмиттансов. При этом относительный энергетический разброс в пучке не должен превышать $(0,2 \div 0,3) \cdot 10^{-3}$;

б) Непрерывное перекрытие орбитами зоны расширения. При этом потери при выводе определяются отношением толщины септума к радиальному забросу, который с помощью эффекта расширения орбит увеличен до 2,7 см. Следовательно, и в этом случае коэффициент вывода может составлять около 95%. В этом смысле создания относительно большого разделения между соседними орбитами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное численное моделирование для циклотрона TRIUMF показало принципиальную возможность применения эффекта расширения равновесных орбит для осуществления высокоэффективного вывода H^- -ионов из этого ускорителя. Одновременно найдены критерии, при выполнении которых эффект расширения орбит может быть с успехом использован в изохронных циклотронах с весьма малым относительным значением основной гармоники магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриевский В.П., Кольга В.В., Полумордвинова Н.И., ОИЯИ Р9-6733, Дубна, 1972.
2. Дмитриевский В.П., Кольга В.В., Полумордвинова Н.И., ОИЯИ, Д9-81-280, Дубна, 1981; Proc. 9-th Intern. Conf. on Cyclotrons, Caen, 1981, p.505.
3. Глазов А.А. и др. ОИЯИ, 9-82-188, Дубна, 1982.
4. Дмитриевский В.П. и др. Труды Международного совещания по циклотронам и их применению (г.Бехине, ЧССР), ОИЯИ, Р9-85-707, Дубна, 1985, с.242.
5. Craddock M.K. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1977, т.1, с.145.
6. Dutto G. et al. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1985, т.1, с.299.
7. Laxdal R.E. et al. IEEE Trans. on Nucl. Science, NS-32, No 5, 1985, p.2453.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 сентября 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Борисов О.Н. и др.

P9-86-600

Возможность применения эффекта расширения орбит в системе вывода пучка циклотрона TRIUMF

Показана принципиальная возможность применения эффекта расширения равновесных орбит (ЭРО) в системах вывода для магнитных систем с относительно небольшой вариацией магнитного поля ϵ . Проведено общее рассмотрение такой возможности и выполнен конкретный численный расчет применения ЭРО в системе вывода H^- ионов "мезонной фабрики" TRIUMF при следующих параметрах: $W_H = 460$ МэВ, $\Delta W = 0.34$ МэВ/об, кратность ускорения $q = 5$, $B_0 = 0.3016$ Т, $B_g = 0.12$ Т, $B_{max} = 0.58$ Т в диапазоне радиусов $760 \leq r \leq 796$ (см). Рассмотрено влияние энергетического разброса в ускоряемых сгустках на процесс расширения равновесных орбит.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Borisov O.N. et al.

P9-86-600

A Possibility of the Equilibrium Orbit Expansion Effect Application in the Extraction Zone of a Cyclotron Beam

A principal possibility of the equilibrium orbit expansion effect (OEE) application in the extraction zone for magnetic systems with regard to small magnetic field variation ϵ is shown. General consideration of this possibility is performed, and the concrete numerical calculation of OEE application in extraction zone of H^- ions of the TRIUMF meson factory is carried out. The parameters are the following: $W_H = 460$ MeV, $\Delta W = 0.34$ MeV/turn, harmonic mode $q = 5$, $B_0 = 0.3016$ T, $B_g = 0.12$ T, $B_{max} = 0.58$ T in $760 \leq r \leq 796$ (sm) radius region. The effect of energy spread in the accelerated bunches on the equilibrium orbit expansion process is considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986