

Ускорение двух ионных пучков в ускорителе UNDULAC-M

Э.С. Масунов, Р.А. Нечаев

Московский государственный инженерно-физический институт
(технический университет), Россия

Введение

В настоящее время одной из важных задач в ускорительной технике является повышение тока пучка в ионных ускорителях на небольшие энергии. Одним из способов решения этой задачи является применение новых, нетрадиционных методов ускорения, например ондуляторного метода ускорения. Ранее был предложен вариант линейного ондуляторного ускорителя (UNDULAC-M) с аксиально-симметричной магнитной периодической системой [1]. В таком ускорителе можно без использования трубок дрейфа ускорять одновременно два пучка. Ускоряющая система UNDULAC-M состоит из пары продольных вибраторов, помещенных в аксиально-симметричное периодическое магнитостатическое поле. Предварительное исследование трехмерной динамики ионов в [1] показало, что в этом ускорителе существуют две равновесные траектории вне оси системы, что позволяет ускорять одновременно два пучка. Динамика протонного пучка в таком ускорителе изучалась аналитически в приосевом приближении по магнитостатическому полю. Такое приближение применимо, когда поперечный размер экрана и ондулятора значительно превосходят расстояние между стержнями. При рассмотрении реальных геометрических параметров возникает необходимость более детального исследования динамики частиц.

1. Продольная и поперечная динамика ионных пучков

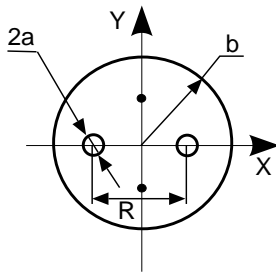


Рис. 1:

Высокочастотную систему ускорителя можно рассматривать как два четвертьволновых вибратора радиуса a , находящихся на расстоянии R друг от друга и окруженных экраном радиуса b (см. рис 1).

Выражения для компонент вектор-потенциала $A_{b,x}$, $A_{b,y}$ ВЧ-поля в такой системе можно записать в виде

$$A_{b,x} = E_0 \frac{x_1}{(2\omega)} \left(\frac{x - x_1}{(x - x_1)^2 + y^2} - \frac{x + x_1}{(x + x_1)^2 + y^2} \right) \sin(\tau + \tau_0) \sin\zeta, \quad (1)$$

$$A_{b,y} = E_0 \frac{x_1}{(2\omega)} \left(\frac{y}{(x - x_1)^2 + y^2} - \frac{y}{(x + x_1)^2 + y^2} \right) \sin(\tau + \tau_0) \sin\zeta,$$

где $\tau = \omega t$, $\zeta = \frac{2\pi}{\lambda} z$, $x_1 = \left(\frac{R^2}{4} - a^2 \right)^{\frac{1}{2}}$. Векторный потенциал периодического магнитостатического поля может быть записан в виде ряда Фурье по координате z :

$$\vec{A}_0 = A_0 \vec{e}_\varphi \sum_{n=1}^{\infty} I_1(k_n, r) \cos\left(\int_0^z k_n dz_1\right). \quad (2)$$

Предположим, что геометрия магнитных полюсов выбрана так, что основной вклад в поле дает только первая пространственная гармоника, и влиянием высших гармоник можно пренебречь. Тогда в сумме (2) достаточно учитывать только первое слагаемое. Предварительное аналитическое исследование динамики может быть выполнено с использованием метода усреднения [1]. При этом для медленно меняющейся координаты \vec{R}_s частицы получаем уравнение

$$\frac{d^2 \vec{R}_s}{dt^2} = -\frac{e^2}{2m^2} \nabla \langle \vec{A}_\Sigma^2 \rangle, \quad (3)$$

где $\vec{A}_\Sigma = \vec{A}_b + \vec{A}_0$ есть суммарный векторный потенциал ВЧ-поля \vec{A}_b и поля ондулятора \vec{A}_0 . Уравнение (3) может быть переписано в другой форме:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{d\tau^2} = -\frac{1}{4} \nabla_r U, \quad (4)$$

где $\vec{r} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{R}_s$, а U — эффективная потенциальная функция, которая определяется через безразмерные векторные потенциалы $\vec{a}_{o,b} = \frac{e\vec{A}_{o,b}}{mc}$.

$$U = U_1 + U_2 \sin \psi, U_1 = \vec{a}_0^2 + \vec{a}_b^2, U_2 = 2\vec{a}_0 \vec{a}_b, \quad (5)$$

где

$$\psi = \tau - \int \frac{1}{\beta_W} d\xi; \beta_W = \frac{D}{\lambda}.$$

С помощью уравнения (4) можно исследовать продольное и поперечное движения. В частности, удастся найти условия, обеспечивающие максимальный захват и продольную группировку пучка при сохранении поперечной фокусировки частиц. Так, когда синхронная фаза ψ_c вначале равна $\frac{\pi}{2}$, а затем линейно спадает по z со скоростью μ , оптимальным условиям соответствует увеличение периода D ондулятора:

$$D = \left(D_0^3 + \frac{3}{2} \lambda^3 \int_0^\xi U_1 \sin(\mu \xi_1) d\xi_1 \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (6)$$

Требование сохранения поперечной фокусировки частиц в широком интервале начальных фаз означает, что функции U_1 и U_2 должны иметь минимумы при одних и тех же поперечных координатах. Из соображений симметрии следует, что U_1 и U_2 всегда имеют минимум при $x = 0$. Условие минимума функции U_2 по y при $x = 0$ может быть представлено в виде

$$I_1(pq) \left(\frac{2q}{1+q^2} + \frac{1}{q} \right) - pI_0(pq) = 0, \quad (7)$$

где $p = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_1}{\beta_W}$ — параметр, $q = \frac{y}{x_1}$ — неизвестная переменная. Это уравнение может быть решено только численно. Например, для геометрических размеров системы $R = 9$ мм, $a = 4$ мм и энергии частицы 450 КэВ величина q будет равна 1.318.

Более детальные исследования показали, что не при всех значениях параметра p существует решение уравнения (7), а лишь для $p \leq 0.85$, что накладывает ограничение на энергию инжекции частиц снизу, а на поперечную геометрию структуры — сверху. Таким образом, положение равновесных траекторий всегда будет лежать вне оси на расстоянии $y_0 = \pm qx_1$. В силу симметрии системы относительно плоскости XZ (т.е. плоскости, в которой лежат вибраторы) система будет иметь две равновесные траектории, что позволит одновременно ускорять два разделенных в пространстве пучка, а значит, увеличит ток в ускорителе в два раза. Запишем условие минимума функции U_1 :

$$I_1(pq) \left(pI_0(pq) + \frac{I_1(pq)}{q} \right) - \frac{2k_a q}{(1+q^2)^3} = 0. \quad (8)$$

Из анализа (7), (8) можно сделать вывод о том, что поперечные координаты равновесной траектории не меняются вдоль Z , если величина k_a остается постоянной. Величину k_a можно определить с помощью выражения (8)

$$k_a = \left((1 + q_{min}^2) I_1(pq_{min}) \left[pI_0(pq_{min}) - \frac{I_1(pq_{min})}{q_{min}} \right] \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Для приведенных выше параметров системы коэффициент k_a будет равен 1.67. Однако, как показали дальнейшие исследования, даже если перечисленные выше условия выполнены, координата равновесной траектории y_0 не остается постоянной, а растет вдоль оси Z . Это связано с увеличением величины β_W , которое не учитывалось при анализе поперечной динамики. Для компенсации эффекта смещения траектории предлагается поместить в начале координат $x = 0, y = 0$ электрод, на который подается постоянный потенциал U_0 . В этом случае функция U_1 будет иметь вид

$$U_1 = \frac{a_b^2}{(1+q^2)^2} + a_0^2 I_1^2(pq) + u_0 \int_y^b \frac{1}{q^1 \ln(\frac{b}{a})} dq^1, \quad (10)$$

где $u_0 = \frac{eU_0}{mc}$ — безразмерный потенциал центрального электрода. Величину u_0 можно найти из условия

$$u_0 = -2q_{min} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \left(\frac{2a_b^2 q_{min}}{(1+q_{min})^3} - a_0^2 I_1(pq_{min}) \left(pI_0(pq_{min}) - \frac{I_1(pq_{min})}{q_{min}} \right) \right). \quad (11)$$

Как было показано в работе [2], введение электростатического потенциала позволяет избежать жесткой связи между амплитудами полей a_b и a_0 . Но при этом возникает одна серьезная проблема. Поскольку равновесная траектория значительно смещена от центра системы, где электростатическое поле и имеет существенно нелинейный характер, колебания частиц в направлении Y имеют большую амплитуду, и даже возможна их резонансная раскачка. Поэтому всегда требуется специальный анализ поперечной устойчивости в этом случае.

2. Анализ численных результатов

Точное решение уравнений трехмерной динамики частицы в в резонансном ВЧ-поле и магнитостатическом поле ондулятора может быть найдено только методами

численного интегрирования. Расчет динамики показал, что целесообразно конструировать ускоритель из двух частей. Начальную часть можно выполнить на основе двух четвертьволновых вибраторов. Векторные потенциалы ВЧ-поля и магнитоэлектростатического поля здесь будут нарастать вдоль длины структуры. На этом участке происходит группировка. Второй участок создается с использованием продольных полуволновых вибраторов. Кроме того, на втором участке предлагается ввести стержень с электростатическим потенциалом, поскольку в этой секции происходит значительное увеличение скорости частицы, а значит, и величины β_W . На первом участке вводить стержень нецелесообразно, поскольку, во-первых, нарастание величины скорости незначительно, во-вторых, электростатический потенциал должен быть переменным вдоль длины ускорителя, что создает значительные технологические трудности.

Описанное выше устройство ускорителя является простейшим. Существуют и другие варианты построения первой секции. Отметим, что все выводы, полученные из аналитического рассмотрения, хорошо согласуются с результатами численного моделирования. На основании проведенных исследований был предложен конкретный вариант ускорителя протонов на энергию 1 МэВ с коэффициентом захвата 0.65.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №95-02-05886-а.

Литература

[1] Masunov E.S. The 4-th European Particle Accelerator Conference Proceedings, London, June 1994, vol. 1, pp. 820-822 .

[2] Масунов Э.С. Динамика частиц в линейном ондуляторном ускорителе. // ЖТФ, 1990, т. 60, вып 8. с. 152-157.