

ИССЛЕДОВАНИЕ НА АВМ ФОКУСИРОВКИ ИНТЕНСИВНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА КВАДРУПОЛЬНЫМИ ПОЛЯМИ

Н. В. ТРИХАНОВА, Л. В. ПИЛЬГЕР, П. М. ЩАНИН

(Представлена кафедрой вычислительной техники)

При фокусировке частиц больших энергий широко используются квадрупольные линзы, в которых магнитные поля перпендикулярны движению частиц. В этом случае фокусирующие силы пропорциональны продольной скорости частиц, поэтому такие линзы действуют более эффективно, чем линзы с продольным полем. Однако в пространстве, свободном от зарядов или токов, невозможно сформировать поля, которые создавали бы радиальные силы, направленные к оси одновременно под всеми углами. В частности, поля в квадрупольных линзах создают силы, фокусирующие в одной плоскости и дефокусирующие частицы в перпендикулярной плоскости. Поэтому, чтобы создать фокусировку в двух плоскостях, приходится использовать систему квадрупольных линз, в которых последующие линзы повернуты на 90° относительно предыдущих. Уравнения движения в жесткофокусирующем канале, образованном из магнитных квадрупольных линз, хорошо известны, и в одночастичном приближении они имеют аналитические решения. Если интенсивность пучка велика (т. е. необходимо учитывать кулоновское расталкивание), то переменные уравнений огибающей пучка не разделяются и не имеют табулированных решений.

В данной работе сделана попытка выяснить возможность применения квадрупольных линз для фокусировки высокоинтенсивных пучков. Вследствие специфических особенностей источников электронов трудно использовать обычные явнополосные линзы, поэтому было решено создавать квадрупольные поля с помощью линейных проводников с током. Такая фокусирующая система будет иметь малую индуктивность, и ее можно питать короткими импульсами тока.

В общем виде уравнения огибающей пучка в фокусирующей системе имеют вид [1]

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{d\tau^2} + Q_x \cdot a(\tau) \cdot x - \frac{F_0^2}{x^3} - \frac{2r_a^2}{x+y} &= 0, \\ \frac{d^2y}{d\tau^2} - Q_y \cdot a(\tau) \cdot y - \frac{F_0^2}{y^3} - \frac{2r_a^2}{x+y} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$r_a = S \sqrt{\frac{2I_{\text{пуч}}}{\beta^3 \gamma^3 I_0}};$$

$$Q_x = \frac{eS^2}{m_0 \gamma \beta c} \cdot \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{S^2 2\mu_0 e I_L}{m_0 \gamma \beta c \pi r_M^2};$$

$$Q_x = Q_y = Q;$$

$$I_0 = 4\pi\epsilon_0 \frac{m_0 c^3}{e};$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

r_M — расстояние от оптической оси до центра проводника с током,

S — длина периода системы,

$\tau = \frac{\beta c}{S} t$ — безразмерная переменная, выраженная в единицах периодичности,

$I_{\text{пуч}}$ — ток пучка,

I_L — ток в линзе,

μ_0 — магнитная проницаемость,

ϵ_0 — диэлектрическая постоянная,

e, m_0 — заряд и масса электрона,

β — относительная скорость электрона,

F_0 — эмиттанс пучка.

Если выразить γ и β через ускоряющее напряжение, то окончательно получим выражения для постоянных коэффициентов Q и r_a системы уравнений (1):

$$Q = \frac{S^2 \mu_0 \sqrt{\frac{2e}{m_0}} I_L}{\pi r_M^2 U^{1/2} \left(1 + \frac{eU}{2m_0 c^2}\right)^{1/2}},$$

$$r_a^2 = \frac{10^7}{c^2} \frac{S^2 I_{\text{пуч}}}{\sqrt{\frac{2e}{m_0}} U^{3/2} \left(1 + \frac{eU}{2m_0 c^2}\right)^{3/2}}.$$

Задачу решаем в предположении, что пучок на выходе источника параллелен. В этом случае эмиттанс $F_0 = 0$, и уравнения (1) упрощаются:

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} + Q_x \cdot a(\tau) \cdot x - \frac{2r_a^2}{x + y} = 0,$$

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} + Q_y \cdot a(\tau) \cdot y - \frac{2r_a^2}{x + y} = 0. \quad (2)$$

Если пучок интенсивен, то $r_a^2 \gg F_0$, и это предположение будет выполняться более точно. С целью выбора фокусирующей системы осуществлялось решение уравнений (2) на аналоговых вычислительных машинах (АВМ) типа МПТ-9 и МН-7. Определялись ток в линзах и периодичность системы при различных значениях тока пучка и энергиях частиц. Для того, чтобы иметь возможность увеличивать расстояние транспортировки пучка, было поставлено условие: параметры пучка (его размеры и расходимость) на выходе должны быть равны параметрам пучка на входе в систему. В нашем случае пучок должен быть параллельным и должен иметь радиус, равный начальному.

Предварительно по методике, описанной в статье [2], было подсчитано, что без системы фокусировки радиус электронного пучка

($r_0 = 1$ см, $I_{\text{пуч}} = 1000$ а) увеличится в 2 раза на расстоянии 5,8 см., в 3 раза — на расстоянии 8,7 см., в 20 раз — на расстоянии 50 см. Эти данные затем были использованы для определения погрешности решения уравнений на АВМ.

В первом варианте была исследована фокусирующая система, состоящая из квадрупольных линз одинаковой длины, образованных прямолинейными проводниками с током. В этом случае $a(\tau)$ представляет собой периодическую функцию, принимающую значение $+1$ при фокусировке и -1 при дефокусировке. Следует отметить, что если в плоскости xz происходит фокусировка, то в плоскости yz — дефокусировка.

Последовательные переключения, реализующие периодическую функцию $a(\tau)$, выполняет шаговый искатель из блока СБ-5. Делитель при этом не используется, движок шагового искателя последовательно, через десять шагов, подает на выход блока напряжения U_x или $-U_x$.

Решение производилось при различных значениях длины периода и при различных значениях фокусирующей силы. Однако при данной фокусирующей системе не удалось получить ни одного варианта, удовлетворяющего указанным выше требованиям, так как при малом диаметре канала пучок теряется на стенках канала в дефокусирующей линзе. Не удалось получить удовлетворительного результата и при линзах различной длины, хотя фокусирующая система, состоящая из линз разной длины, имеет некоторое преимущество.

Затем была исследована фокусировка пучка спиральной квадрупольной линзой. Спиральную квадрупольную линзу можно получить из обычной симметричной квадрупольной линзы, если с изменением продольной координаты полюса (электроды) обычной линзы будут равномерно поворачиваться вокруг оси линзы [3]. В данном случае рассматриваем такой вариант, когда проводники с током, образующие линзу, описывают левую спираль, т. е. вращение осуществляется против часовой стрелки.

Уравнения огибающих пучка в спиральной квадрупольной линзе имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{d\tau^2} + Q(x \cdot \cos 4\pi\tau - y \sin 4\pi\tau) - \frac{2r_a^2}{x+y} &= 0, \\ \frac{d^2y}{d\tau^2} - Q(y \cdot \cos 4\pi\tau + x \sin 4\pi\tau) - \frac{2r_a^2}{x+y} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Структурная схема для решения уравнений (2) показана на рис. 1, где 1, 2, 5, 6, 7, 8 — интеграторы; 3, 9, 10, 11 — инверторы; 14 — сумматор; $a_1 - a_{14}$ — блоки постоянных коэффициентов, 4 — функциональный преобразователь; 12, 13, 15, 16 — блоки произведения. Независимая переменная τ представляется в схеме машинным временем t , переменная x представляется напряжением на выходе второго интегратора, а переменная y — напряжением на выходе шестого интегратора. Верхняя половина схемы (блоки 1, 2, 3, 4, 14, 15, 16) служит для воспроизведения уравнения траектории в плоскости xz , нижняя — для воспроизведения уравнения траектории в плоскости yz . z — продольная координата, совпадающая с оптической осью системы. Для воспроизведения функций $\sin 4\pi\tau$ и $\cos 4\pi\tau$ воспользуемся методом определяющего уравнения.

Структурная схема для воспроизведения $\cos 4\pi\tau$ состоит из двух интеграторов, обозначенных на схеме номерами 7, 8 и инвертора 9. Чтобы получить синусоидальное напряжение с амплитудой 100 в, добавили в схему еще один усилитель 10.

При исследовании фокусирующей системы со спиральными квадрупольными линзами было получено решение, которое близко к требуемо-

му. Результат, наиболее удовлетворяющий требованиям, был получен при $I_{л} = 1370$ а, $\tau = 3$. На рис. 2 приведены осциллограммы решения для данного случая.

Были исследованы возможности данной фокусирующей системы, т. е. поведение пучка заряженных частиц при различных значениях

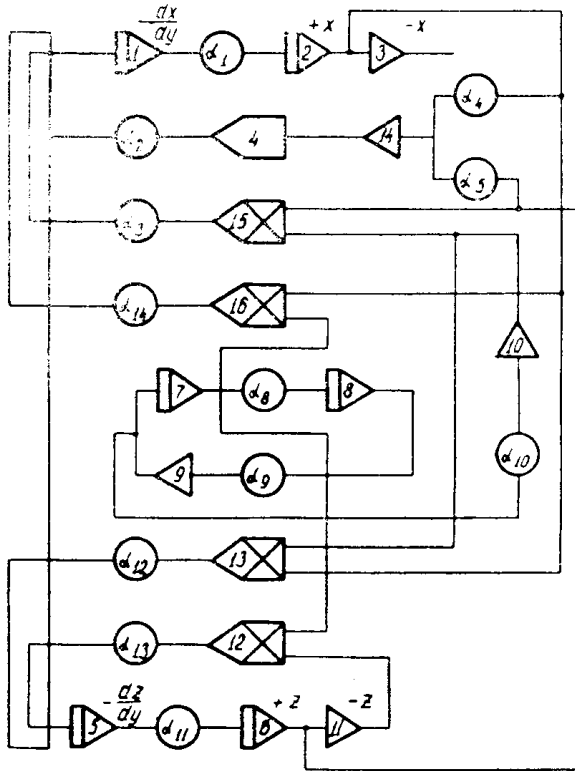


Рис. 1. Структурная схема для решения уравнений (2)

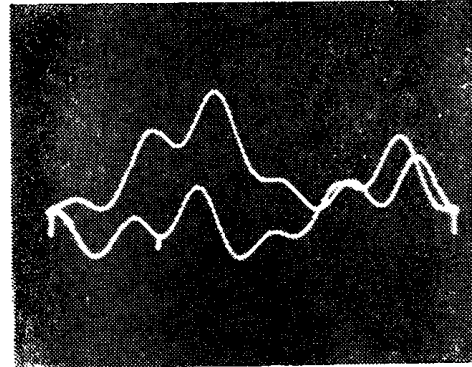


Рис. 2. Осциллограммы решения при $\tau=3$, $I_{л}=1370$ а

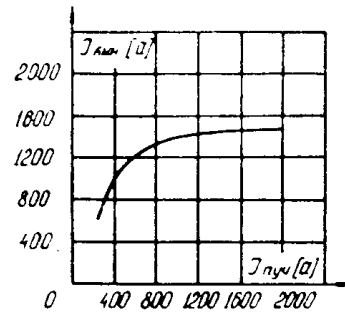


Рис. 3. Зависимость тока линзы от тока пучка, $\tau=3$

энергии и тока пучка. Решение уравнений (2) было выполнено при следующих значениях ускоряющего напряжения: 100, 200, 300, 400, 500, 1000 кв и при токе пучка $I_{пуч} = 1000$ а и $r_m = 3$ см.

При малых значениях ускоряющего напряжения ($U = 100$ кв, $U = 200$ кв) не было получено удовлетворительного результата ни при одном значении τ . При значениях ускоряющего напряжения $U = 300$ кв и больше были получены удовлетворительные результаты при $\tau = 3$ и $\tau = 4$. Из рассмотрения результатов решения можно сделать вывод, что фокусировка интенсивных пучков с низкой энергией квадрупольными полями не эффективна. Как и следовало ожидать, с увеличением энергии частиц ток линзы уменьшается.

Для ускоряющего напряжения $U = 300$ кв находили значения тока линзы при различных значениях тока пучка. График зависимости тока линзы $I_{л}$ от тока пучка $I_{пуч}$ показан на рис. 3. Из графика видно, что при больших значениях тока пучка ток линз практически не изменяется, т. е. система входит в насыщение. При небольших изменениях тока пучка результаты решения удовлетворяют требованиям.

Исследуя фокусирующую систему при начальных углах расходимости пучка, установили, что при небольших начальных углах расходимости ($2, 5, 10^\circ$) параметры пучка на выходе системы близки к требуемым. С увеличением начального угла угол расходимости пучка на

выходе системы увеличивается по сравнению с начальным в худшем случае в 1,5 раза.

Таким образом, установлено, что фокусировка интенсивного электронного пучка возможна с помощью спирального жесткофокусирующего канала. Ток линзы, необходимый для удержания пучка, сравним с током в пучке. При токе пучка $I_{\text{пуч}} = 1000 \text{ а}$ наилучший результат получен, если на длине 0,5 м укладывается три периода (провод делает три оборота).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Капчинский. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.
 2. Д. И в и. Проблемы физики. № 6, 1956.
 3. С. Я. Я в о р. Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами. М., Атомиздат, 1969.
-