

УДК 621.384.64

ОПТИКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЛАЗЕРНОМ МИКРОУСКОРИТЕЛЕ

Ю. К. Алексеев, А. А. Ветров, Д. А. Заярный, Б. С. Ишханов, В. И. Шведунов

(НИИЯФ)

E-mail: andrew@depni.sinp.msu.ru

В статье представлены результаты расчетов оптики пучка в лазерном микроускорителе с длиной волны накачки 10 мкм. Приводится зависимость основных параметров электронной оптической системы от длины волны.

Введение

В работе [1] была предложена схема лазерного ускорения на основе открытого резонатора, отличающаяся от других схем гораздо более эффективным соотношением темпа набора энергии и затрат мощности на поддержание необходимого уровня ускоряющего поля. В настоящей работе исследуется оптика электронного пучка в ускорителе с использованием высокочастотной квадрупольной фокусировки для энергий частиц от 10 МэВ до 50 ГэВ и длины волны лазерного излучения $\lambda_0 = 10$ мкм. Приводятся зависимости основных параметров оптической системы от длины волны. В основе данной работы лежат результаты численного моделирования процесса ускорения заряженных частиц с использованием программы MAFIA [2] и последующей обработки полученных данных.

1. Постановка задачи

Ускоряющий резонатор представляет собой открытый квазиоптический модифицированный резонатор типа интерферометра Фабри–Перо. Необходимое распределение поля вдоль линии движения пучка достигается за счет специальной формы двух отражающих зеркал. Сферическое и плоское зеркала создают стоячую волну, возбуждаемую лазером. Предварительно ускоренный и разбитый на сгустки пучок электронов проходит через отверстия в последовательности выступов на нижнем зеркале, перпендикулярных электрическому полю и направлению пучка.

Толщина выступов и расстояние между ними были выбраны таким образом, чтобы в течение ускоряющего полупериода поля электронный сгусток находился внутри открытой ячейки, ограниченной выступами, а в течение следующего полупериода — внутри отверстия в выступе и был экранирован от взаимодействия с полем. В предельном релятивистском случае ширина, глубина выступов, а также расстояние между ними равны половине длины волны колебаний $\lambda/2$. Пролетные отверстия находятся на глубине $\lambda/4$.

Характер распределения поля в открытом резонаторе позволяет в расчетах заменить отдельный уско-

ряющий зазор, расположенный на нижнем зеркале, призматическим резонатором с пролетными отверстиями. На рис. 1 изображен вид призматического резонатора.

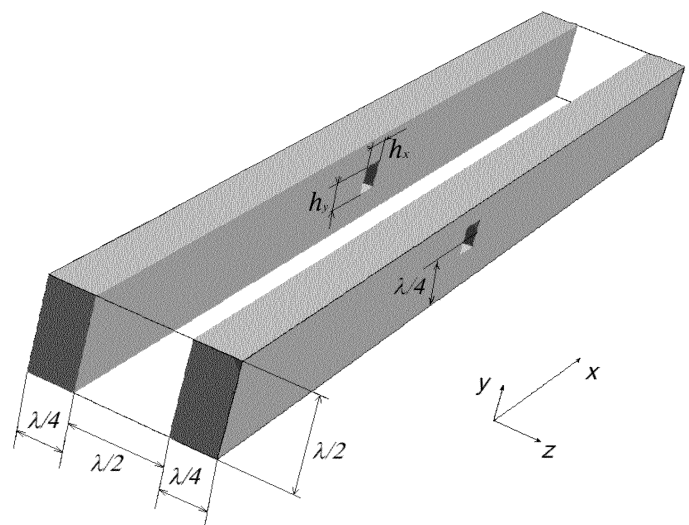


Рис. 1. Призматический резонатор, аппроксимирующий ускоряющую ячейку

2. Фокусирующие свойства ускоряющего зазора

В связи с тем что отдельная ускоряющая ячейка на нижнем зеркале открытого резонатора обладает симметрией по отношению к плоскостям (x, z) и (y, z) , пересекающимся на оси зазора, можно предположить, что она будет обладать свойствами высокочастотной квадрупольной линзы.

Определим оптическую силу ускоряющей ячейки ρ_x , действующую на отдельную частицу, как

$$\rho_x = \frac{x'}{x} p_0,$$

где x — расстояние от оси пролета частицы до оси зазора на входе ячейки, x' — угол отклонения частицы от оси на выходе из ячейки, p_0 — импульс частицы. С помощью программы MAFIA была получена зависимость оптической силы в направлениях x и y от фазы электронов $\rho_x, \rho_y \sim \sin(\varphi)$, причем ρ_x и ρ_y противоположны по знаку. Отметим, что

фаза $\varphi = 0$ соответствует максимальному ускорению частицы.

Далее было исследовано влияние длины и ширины пролетного канала h_x и h_y на фокусирующие свойства ячейки. На рис. 2 изображены зависимости максимального значения оптической силы ρ_x , ρ_y (фаза нулевого ускорения) от h_x при $h_y = 1/8\lambda$ и от h_y при $h_x = 1/8\lambda$. Расчеты производились для длины волны $\lambda_0 = 10$ мкм и градиента электрического поля $G_0 = 1$ ГэВ/м.

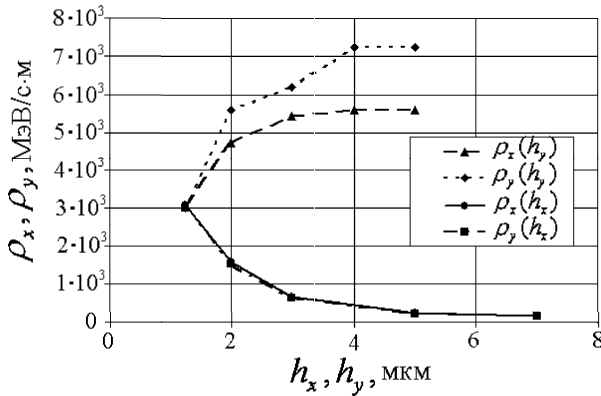


Рис. 2. Зависимость оптической силы от параметров пролетного канала

На основании этих результатов можно рассчитать оптическую силу ячеек ускорителя для других значений длины волны и градиента электрического поля по формуле

$$\rho(\lambda) = \frac{G(\lambda)\lambda_0}{G_0\lambda} \rho(\lambda_0).$$

3. Электронная оптика ускорителя

Свойства высокочастотного квадрупольного, которыми обладает отдельная ячейка, позволяют построить электронно-оптическую схему без дополнительной фокусировки с помощью обычных квадрупольных линз, что существенно уменьшит стоимость, габариты и энергозатраты установки.

Для обеспечения фокусировки в направлениях x и y мы предложили следующую схему знакопеременной фокусировки. Ускоритель представляет собой систему периодически повторяющихся элементов — периодов. Каждый период состоит из n последовательных ячеек с фазой влета электронов $\varphi \neq 0$, т. е. с ненулевой фокусировкой, n ячеек с нулевой фазой, максимальным ускорением и фокусировкой, равной нулю, и n ячеек с фазой $(-\varphi)$ и знаком фокусировки, обратным знаком фокусировки первых n ячеек.

Для описания свойств такой системы заменим ускоряющую ячейку эквивалентной тонкой линзой с оптической силой ρ и двумя промежутками дрейфа длиной z каждый. Тогда прохождение частицы через ячейку можно математически описать как действие

трех матриц [4]:

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ p_1 x'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \rho & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ p_0 x'_0 \end{pmatrix},$$

где $(x_0, p_0 x'_0)$ — начальные координаты частицы, $(x_1, p_1 x'_1)$ — координаты после пролета ячейки.

Последовательно перемножая матрицы, мы можем вычислить матрицу перехода для одного периода A , которая будет использована в дальнейших вычислениях:

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ p_1 x'_1 \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} x_0 \\ p_0 x'_0 \end{pmatrix}, \quad A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Зная матрицу перехода (1), мы можем рассчитать пропускную способность системы — акцептанс [4].

Нами была написана программа для вычисления акцептанса всей периодической системы. В вычислениях мы пренебрегли разбросом по энергии и фазе внутри сгустка. Также мы считали, что пучок равномерно распределен по занимаемому им фазовому объему, т. е. плотность пучка постоянна в любой точке фазового объема и равна нулю в остальном фазовом пространстве.

Зависимость акцептанса a оптической системы с числом ячеек в периоде $n = 100$ от оптической силы отдельной ячейки $\rho = \rho_{\max} \sin \varphi$ изображена на рис. 3, где φ — фаза в периоде. Выше некоторого значения ρ акцептанс равен нулю. Это объясняется невыполнением условия устойчивости оптической системы $\text{Sp}(A) \leq 2$ [4], где A — матрица преобразования координат в (1). Из рисунка также видно, что при некотором значении оптической силы ρ_{\max} акцептанс достигает максимального значения a_{\max} . Проанализировав зависимости ρ_{\max} и a_{\max} от n , мы получили, что $\rho_{\max}, a_{\max} \sim n^{-1}$. Таким образом, можно сделать вывод, что при некотором фиксированном значении ρ , определенном геометрическими размерами пролетного канала, а также импульсом и фазой электронов, существует оптимальное число ячеек n , для которого акцептанс будет максимален.

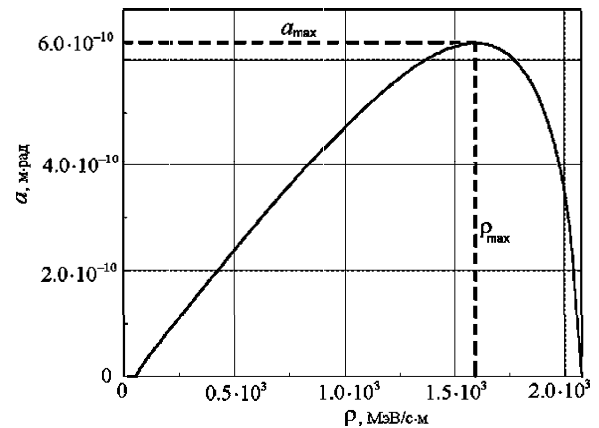


Рис. 3. Зависимость акцептанса системы периодов с $n = 100$ от оптической силы отдельной ячейки

Рассчитаем оптимальные параметры структуры с длиной волны $\lambda_0 = 10$ мкм для достижения максимального акцептанса. Для упрощения изготовления ускоряющей структуры было предложено оставить параметры ячеек постоянными на всем протяжении ускорителя. Проанализировав зависимость, изображенную на рис. 3, можно заключить, что с ростом импульса в процессе ускорения (а значит — с уменьшением оптической силы) акцептанс системы будет понижаться, однако можно предположить, что нормализованный акцептанс $a_n = \gamma\beta a$, где $\gamma = \sqrt{1/(1 - v^2/c^2)}$, $\beta = v/c$, v — скорость электрона, c — скорость света, будет приблизительно постоянным.

Нами были также найдены оптимальные параметры ускоряющей структуры для обеспечения максимального акцептанса в начале ускорителя при энергии частиц 10 МэВ. Поскольку оптическая сила $\rho \sim \sin \varphi$, акцептанс растет с ростом фазы φ . С другой стороны, с увеличением φ уменьшается прирост энергии частиц, что приводит к увеличению размеров ускорителя. На рис. 2 видно, что оптическая сила растет с увеличением высоты пролетного канала h_y . Также известно, что акцептанс пропорционален квадрату размеров пролетного канала [4]. Исходя из этого были выбраны значения $\varphi = 20^\circ$ и $h_y = 3$ мкм.

Рассмотрим влияние ширины пролетного канала h_x на значение акцептансов a_x , a_y . На рис. 4 изображена зависимость акцептансов a_x , a_y от ширины пролетного канала h_x для начальной энергии 10 МэВ (т. е. начала ускорителя) и высоте пролетного канала $h_y = 3$ мкм. Оптическая сила уменьшается с увеличением h_x (рис. 2), но поскольку акцептанс пропорционален квадрату размеров пролетного канала, значение a_x растет, в то время как a_y падает. Также необходимо учитывать, что при увеличении пролетного канала уменьшается прирост энергии электронов. Исходя из полученных результатов мы выбрали значение $h_x = 3$ мкм.

На рис. 5 приведена зависимость нормализованных акцептансов от энергии электронов. Видно, что нормализованный акцептанс слабо изменяется

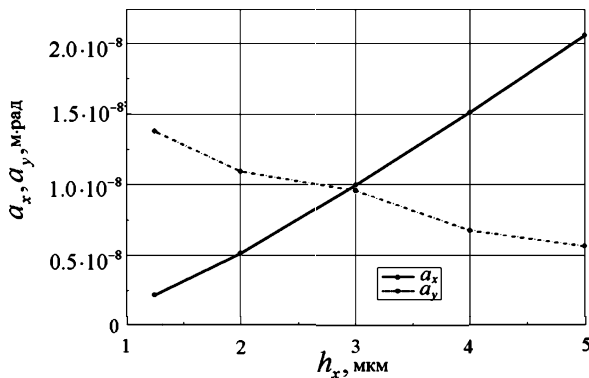


Рис. 4. Зависимость акцептансов от ширины пролетного канала

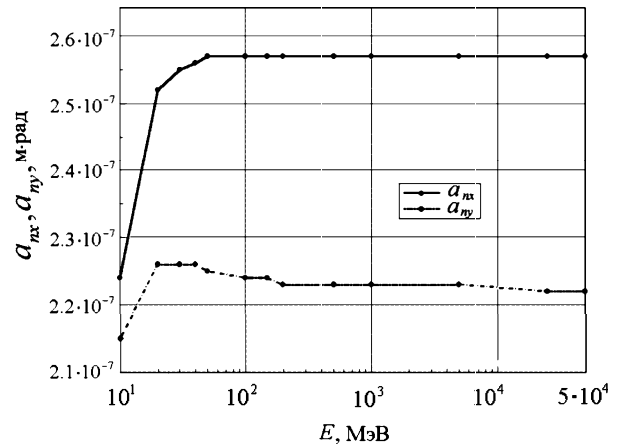


Рис. 5. Зависимость нормализованных акцептансов от энергии электронов

с ростом энергии. Рост акцептанса в области малых энергий связан с нелинейным характером зависимости a от ρ (рис. 3) в области максимума.

Заключение

В табл. 1 приведены оптимизированные параметры ускоряющей структуры для длины волны $\lambda_0 = 10$ мкм.

Таблица 1

Параметры ускоряющей структуры

Длина волны лазера λ_0 , мкм	10
Длина ускоряющей ячейки	$\lambda_0/2$
Длина пролетного канала	$\lambda_0/4$
Высота ускоряющей ячейки	$\lambda_0/2$
Ширина пролетного канала h_x	$0.3\lambda_0$
Высота пролетного канала h_y	$0.3\lambda_0$
Фаза электронов φ	20°
Число ячеек n	34
Акцептанс на входе ускорителя a_x/a_y , 10^{-9} м·рад	9.97/9.57
Нормализованный акцептанс a_{nx}/a_{ny} , 10^{-7} м·рад	$> 2.24/2.15$

Исходя из того что эмиттанс пучка не должен превосходить 10% акцептанса, можно оценить нормализованный эмиттанс электронного пучка в ускорителе $2 \cdot 10^{-8}$ м·рад. В табл. 2 дается сравнение значений нормализованных эмиттансов электронного пучка в существующих ускорителях [5] с расчетными значениями в лазерном ускорителе.

Таблица 2

Сравнение эмиттансов электронного пучка существующих ускорителей с эмиттансом пучка лазерного ускорителя

Ускоритель	Вертикальный и горизонтальный эмиттансы $\epsilon_{nx}/\epsilon_{ny}$, мм·рад
TESLA	10 / 0.03
NLC	3.6 / 0.04
CLIC	2.0 / 0.01
Лазерный ускоритель	0.02 / 0.02

Следует отметить, что при выборе оптимального значения длины волны необходимо учитывать роль кильватерных полей, которые сильно ограничивают допустимый заряд сгустка в области малых длин волн.

Также отметим, что для работы ускорителя необходимо, чтобы электронный сгусток был меньше длины волны, что является большой проблемой в области коротких длин волн. Вопрос получения коротких электронных сгустков выходит за рамки настоящей работы. Один из вариантов решения этой проблемы описан в работе [6].

Литература

1. *Alekseev Yu.K., Shvedunov V.I.* An Open Resonator Particle Accelerator. Proc. EPAC 2000 Conf.
2. *CST collaboration.* MAFIA userguide; <http://www.cst.de>.
3. *Штеффен К.* Оптика пучков высокой энергии. М., 1969.
4. *Бенфорд А.* Транспортировка пучков заряженных частиц. М., 1969.
5. *Drozhdin A., Blair G., Keller L. et al.* Comparison of the TESLA, NLC and CLIC Beam Collimation Systems Performance. CLIC Note 555. CERN, 2003.
6. *Алексеев Ю.К., Горохов А.М., Зяряный Д.А. и др.* // Приб. и техн. эксперимента. 2003. **46**, № 6. С. 731.

Поступила в редакцию
07.05.03