

А.А. Ветров, В.И. Шведунов

**ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО
РЕЗОНАТОРА С РАЗЛИЧНОЙ ФОРМОЙ
ПРОЛЕТНОГО КАНАЛА**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2007 – 7/828

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

А.А. Ветров, В.И. Шведунов

**ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО
РЕЗОНАТОРА С РАЗЛИЧНОЙ ФОРМОЙ
ПРОЛЕТНОГО КАНАЛА**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2007 – 7/828

УДК 621.039

E-mail addresses: vetrov@depni.sinp.msu.ru, shved@depni.sinp.msu.ru

A.A. Vetrov, V.I. Shvedunov

OPTICAL PROPERTIES OF THE CIRCULAR CAVITY WITH DIFFERENT FORM OF THE BEAM HOLE

Preprint INP MSU – 2007 – 7/828

Abstract

Results of the optical properties study of the circular cavity with different form of the beam holes are presented. Optimal beam holes form and position have been found which can provide RF quadrupole focusing in the electron linac with high focal power and low aberrations.

А.А. Ветров, В.И. Шведун

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С РАЗЛИЧНОЙ ФОРМОЙ ПРОЛЕТНОГО КАНАЛА

Препринт НИИЯФ МГУ – 2007 – 7/828

Аннотация

Представлены результаты исследования оптических свойств цилиндрического резонатора с различной формой и положением пролетных каналов. Найдена оптимальная форма и положение каналов, которые могут быть использованы для высокочастотной квадрупольной фокусировки линейном ускорителе электронов со значительной оптической силой и малыми aberrациями.

© Ветров А.А., 2007

© Шведун В.И., 2007

© НИИЯФ МГУ, 2007 <http://www.sinp.msu.ru>

Введение¹

Высокочастотная квадрупольная фокусировка (ВЧКФ) широко применяется в ускорителях тяжелых заряженных частиц, следуя пионерским работам [1]. В ускорителях электронов ВЧКФ была впервые применена в классическом микротроне для обеспечения устойчивости вертикальных колебаний частиц [2]. Позже, возможность применения ВЧКФ для фокусировки пучка в линейном коллайдере рассматривалась в работах [3]. Линейный ускоритель с ВЧКФ был впервые построен для разрезного микротрона [4]. Он создан на основе призматической биперодической ускоряющей структуры с внутренними ячейками связи с вертикально вытянутыми пролетными каналами, обеспечивающими горизонтальную фокусировку при равновесной фазе разрезного микротрона ($16^0 - 20^0$) [5]. Одним из недостатков варианта ВЧКФ, используемого в [5], является то, что оптическая сила равна нулю в фазе максимального ускорения. Для обеспечения достаточной фокусирующей силы вблизи равновесной фазы необходимо вводить сильную азимутальную асимметрию в распределение электромагнитного поля, что служит источником значительных аберраций. Кроме того, фокусировка происходит в области максимальной зависимости фокусирующей силы от фазы, что приводит к связи поперечных и продольных колебаний частиц пучка в разрезном микротроне.

Область максимальной оптической силы может быть сдвинута в область фазы максимального ускорения поворотом вытянутого выходного пролетного канала цилиндрического резонатора относительно аналогичного входного канала на 90^0 . Подобный резонатор со скрещенными каналами исследовался как в приложении к фокусировке пучка в классическом микротроне [2], так и в приложении к ускорителям тяжелых заряженных частиц [6], однако полученные приближенные аналитические результаты для каналов некоторых “предельных” форм не могут быть использованы для точного расчета фокусирующих свойств ускоряющей структуры с произвольной формой пролетного канала.

Целью настоящей работы является систематическое исследование оптических свойств цилиндрического резонатора с различной формой пролетного канала посредством численного моделирования 3-х мерного распределения электромагнитного поля и траекторий частиц. Выполнено тестирование процедуры расчета на примере цилиндрического резонатора без пролетного канала, для которого могут быть получены аналитические решения. Точность расчета также контролируется с помощью процедуры [7], основанной на теореме Панофского-Венцеля [8]. Расчеты выполнены для цилиндрического резонатора, настроенного на частоту 2856 МГц, электромагнитное поле которого нормировано на прирост энергии релятивистской частицы 0.5 МэВ. Если это специально не оговорено, входная энергия электронов составляла 30 МэВ.

Для расчета оптических свойств резонатора пробная частица на входе задавалась с поперечными отклонениями от оси резонатора x_0 , y_0 и по окончании расчета траектории вычислялись значения оптической силы

$$\rho_x = \frac{x'}{x_0} p = \frac{\Delta p_x}{x_0} \quad \text{и} \quad \rho_y = \frac{y'}{y_0} p = \frac{\Delta p_y}{y_0}, \quad (1)$$

где x' , y' – углы наклона траектории частицы к оси резонатора на выходе, p – импульс частицы.

¹ Работа частично поддержана грантом РФФИ 05-02-16351

1. Цилиндрический резонатор без пролетных каналов

Расчет оптической силы цилиндрического резонатора без пролетного канала был выполнен с целью проверки методики расчета распределения электромагнитного поля с помощью трехмерной программы [9] и динамики пучка с помощью ранее разработанной программы [10]. На Рис. 1 показано распределение электрического поля для колебания E_{010} в резонаторе длиной $\lambda_0/2$, где λ_0 – длина волны электромагнитного поля в свободном пространстве. В данном распределении присутствуют только продольная компонента электрического поля E_z и азимутальная компонента магнитного поля B_φ . Продольное электрическое поле обеспечивает ускорение электронов (Рис. 2а), наличие азимутального магнитного поля приводит к фокусировке частиц (Рис. 2б). Максимум фокусировки соответствует фазе нулевого ускорения.

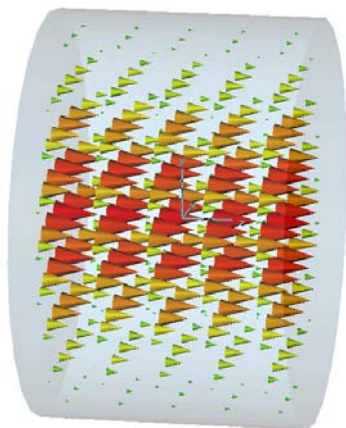


Рисунок 1. Распределение электрического поля в цилиндрическом резонаторе.

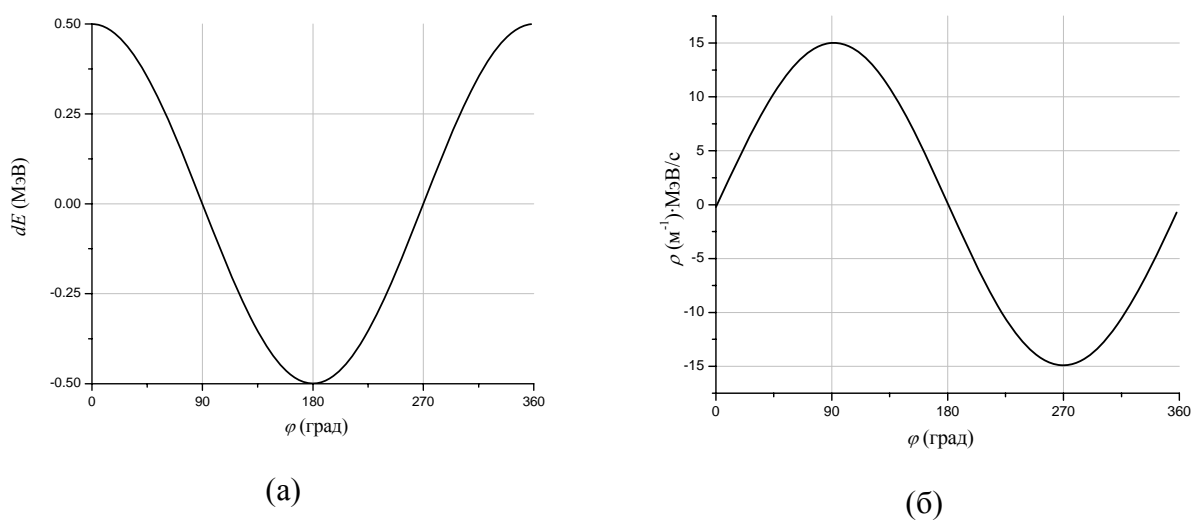


Рисунок 2. Зависимость прироста энергии (а) и оптической силы (б) от начальной фазы.

Расчет зависимости оптической силы от начальной энергии частиц (Рис. 3 (а)), показал, что нормированная на импульс оптическая сила слабо зависит от начальной энергии частиц в релятивистской ($> 5\text{МэВ}$) области.

На Рис. 3 (б) приведена зависимость оптической силы от начального отклонения частицы от оси при энергии 30 МэВ в фазе максимальной фокусировки. Ввиду того, что рост величины магнитного поля при отклонении от оси отличается от линейного, оптическая сила зависит от отклонения от оси. Геометрические aberrации такого типа могут приводить к нелинейным искажениям поперечного фазового портрета пучка и росту эффективного эмиттанса. В рассматриваемом резонаторе для начального

отклонения 3 мм величина оптической силы уменьшается на 0.4% по сравнению с отклонением близким к 0.

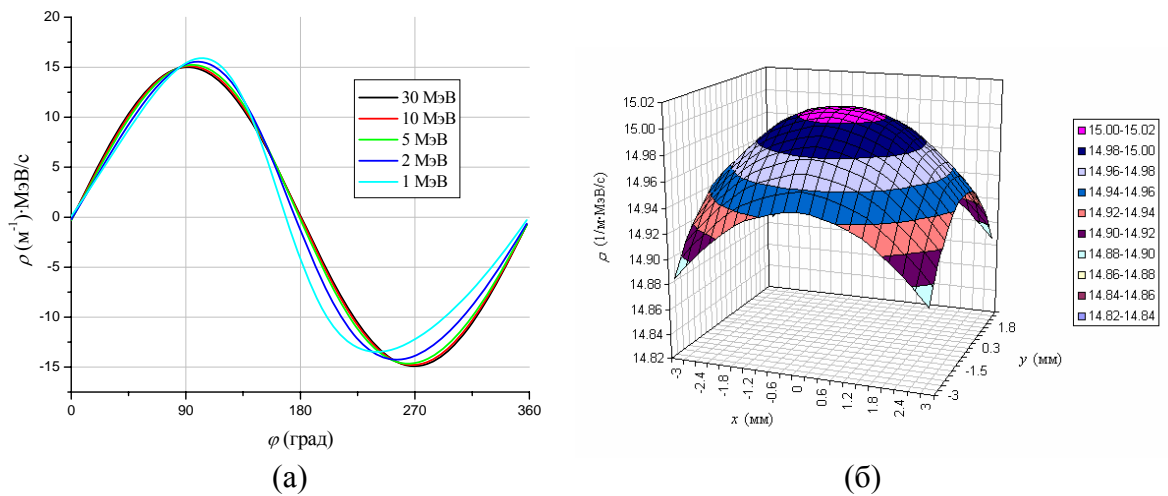


Рисунок 3. Зависимость оптической силы (а) от начальной энергии и (б) от начального отклонения частиц в фазе максимальной фокусировки.

Пространственное распределение и временная зависимость компонент электромагнитного поля цилиндрического резонатора для колебания E_{010} определяется выражениями:

$$\begin{aligned}
 E_r &= E_\varphi = 0 \\
 E_z &= E_0 J_0 \left(\frac{\nu_{01}}{a} r \right) \cdot \cos \omega t \\
 H_\varphi &= -\frac{E_0}{Z_0} J_1 \left(\frac{\nu_{01}}{a} r \right) \cdot \sin \omega t \\
 H_r &= H_z = 0
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

где E_0 – амплитуда электрического поля на оси резонатора, Z_0 – волновое сопротивление вакуума, J_n – функция Бесселя n -го порядка, ν_{ni} – i -й корень функции Бесселя, $a = \frac{c \nu_{01}}{\omega}$ – радиус резонатора, ω – его собственная круговая частота, c – скорость света..

Исходя из уравнения движения электрона в электромагнитном поле:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e(\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}]),
 \tag{3}$$

полагая, что скорость электрона равна скорости света, имеем:

$$\begin{aligned}
 \frac{dp_\perp}{dt} &= eB_\varphi v_z \approx -eE_0 J_1 \left(\frac{\nu_{01}}{a} r \right) \sin(\omega t + \varphi_0) \\
 \frac{dp_\parallel}{dt} &= eE_z = eE_0 J_0 \left(\frac{\nu_{01}}{a} r \right) \cos(\omega t + \varphi_0)
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

где φ_0 – начальная фаза частицы.

После перехода от временной к пространственной переменной и интегрирования по длине резонатора от 0 до l , пренебрегая смещением частицы при пролете резонатора, получим выражения для изменения поперечного и продольного импульсов:

$$\begin{aligned}\Delta p_{\perp} &= -\frac{2eE_0}{kc} J_1(kr) \sin \frac{kl + 2\varphi_0}{2} \sin \frac{kl}{2} \\ \Delta p_{\parallel} &= \frac{2eE_0}{kc} J_0(kr) \cos \frac{kl + 2\varphi_0}{2} \sin \frac{kl}{2},\end{aligned}\quad (5)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число.

Для сравнения с численными расчетами, удобно использовать отношение максимального изменения поперечного и продольного импульсов:

$$\Delta = \frac{(\Delta p_{\perp})_{\max}}{(\Delta p_{\parallel})_{\max}} = \frac{J_1(kr)}{J_0(kr)}. \quad (6)$$

Вычисление данного отношения для рассмотренного выше резонатора при начальном отклонении 1 мм дает величину $\Delta_{\text{ан}} = 3.0054 \cdot 10^{-2}$. В результате численного расчета получено $\Delta_{\text{чис}} = 3.0030 \cdot 10^{-2}$. Разница между численными и аналитическими расчетами не превышает 0.08%, что подтверждает корректность выбранной нами методики расчета. Следует отметить, что формулы (5-6) не учитывают смещение электрона при пролете резонатора, и получившиеся различие помимо точности численных расчетов может частично объясняться этим фактом. Для аналитических оценок можно получить более простое выражение для Δ используя первый член разложения функций Бесселя в ряд:

$$\frac{(\Delta p_{\perp})_{\max}}{(\Delta p_{\parallel})_{\max}} \approx \frac{1}{2} kr. \quad (7)$$

Учитывая второй член разложения функции Бесселя J_1 в ряд: $J_1(kr) = \frac{1}{2} kr - \frac{1}{16} (kr)^3 + \dots$, можно оценить зависимость оптической силы от отклонения от оси. Для малых отклонений:

$$\frac{\rho(0) - \rho(r)}{\rho(0)} \approx \frac{1}{8} (kr)^2 \quad (8)$$

В частности, для $r = 3$ мм, $\frac{\rho(0) - \rho(3 \text{ мм})}{\rho(0)} \approx 0.4\%$, что совпадает с результатами численного расчета (рис. 3б)

Таким образом, сравнение результатов численного расчета с аналитическими оценками показывает, что точность расчета достаточна для анализа оптических свойств резонатора.

2. Цилиндрический резонатор с круглыми пролетными каналами

На Рис. 4 показано распределение электрического поля в цилиндрическом резонаторе длиной $\lambda_0/2$ с круглыми пролетными каналами диаметром 10 мм и длиной $\lambda_0/4$ с обеих сторон резонатора.

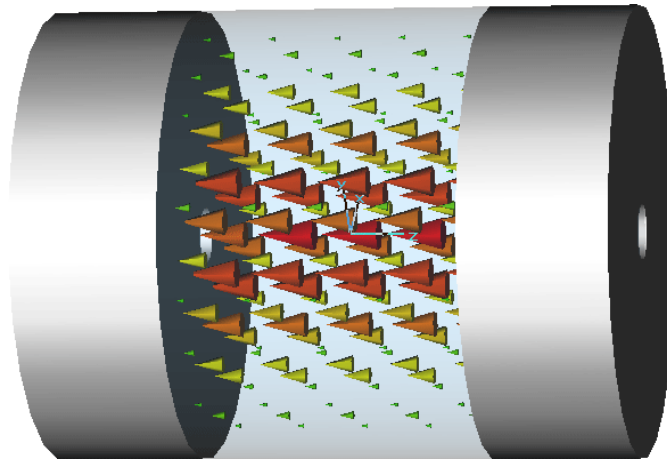
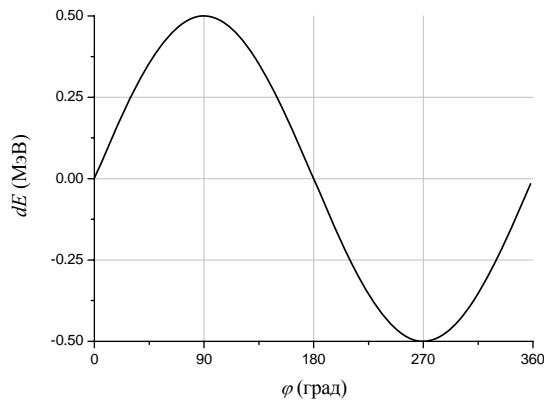
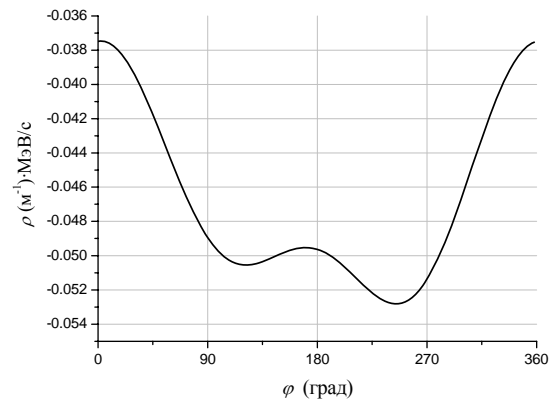


Рисунок 4. Распределением электрического поля в цилиндрическом резонаторе с круглыми пролетными каналами.

Зависимости прироста энергии и оптической силы от начальной фазы частицы изображены на Рис. 5.

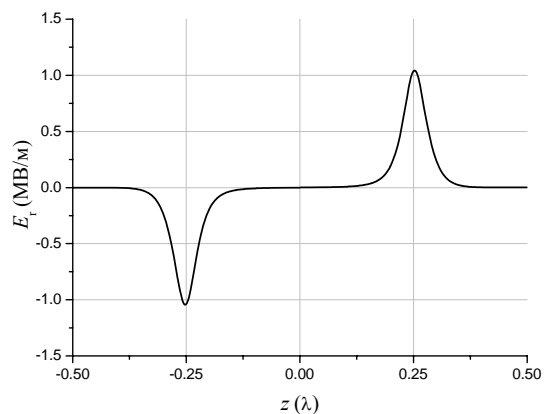


(a)

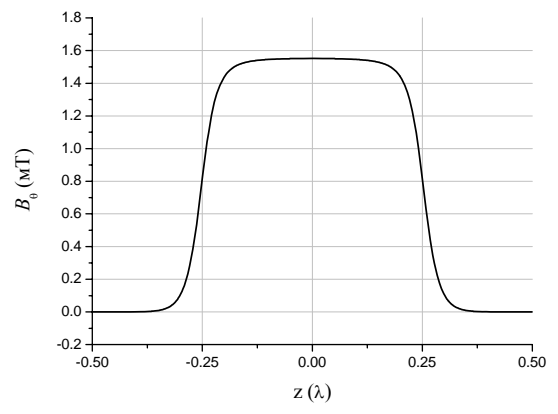


(б)

Рисунок 5. Зависимость прироста энергии (а) и оптической силы (б) от начальной фазы.



(a)



(б)

Рисунок 6. Распределение E_r (а) и B_0 (б) вдоль оси резонатора на расстоянии 1 мм.

Как видно, цилиндрический резонатор с круглыми пролетными каналами имеет гораздо более слабую оптическую силу, по сравнению с резонатором без каналов, причем при всех фазах имеет место фокусировка пучка. Максимальная оптическая сила

достигается вблизи фаз максимального ускорения и торможения пучка. Эти хорошо известные оптические свойства объясняются взаимной компенсацией действия радиального электрического поля (Рис. 6(а)) и азимутального магнитного поля (Рис. 6(б)). Механизм компенсации иллюстрирует Рис. 7 (а), где показаны зависимости оптической силы от фазы при поочередном “выключении” радиального электрического и азимутального магнитного полей. Оптические силы радиального электрического и азимутального магнитного поля равны по величине и противоположны по знаку и по абсолютной величине близки к оптической силе цилиндрического резонатора без пролетного канала. “Остаточный” фокусирующий эффект обусловлен прежде всего изменением положения частицы в процессе движения в резонаторе [11] и, затем, изменением скорости частицы при ее ускорении или торможении в резонаторе. На Рис. 7 (б) показана зависимость оптической силы от фазы в том случае, если поперечное положение частицы при ее движении в резонаторе остается неизменным.

На Рис. 8 (а) показана зависимость оптической силы от фазы при различных начальных энергиях частицы. Как видно, оптическая сила убывает примерно пропорционально импульсу частиц и при малых энергиях фокусировка частиц электромагнитным полем резонатора может быть достаточно эффективной, что и используется в работе линейных ускорителей со стоячей волной.

При уменьшении длины резонатора (Рис. 8 (б)) модуляция оптической силы возрастает, что объясняется изменением фазовых соотношений между действием электрического и магнитного поля и уменьшением поперечного смещения частицы в пределах резонатора.

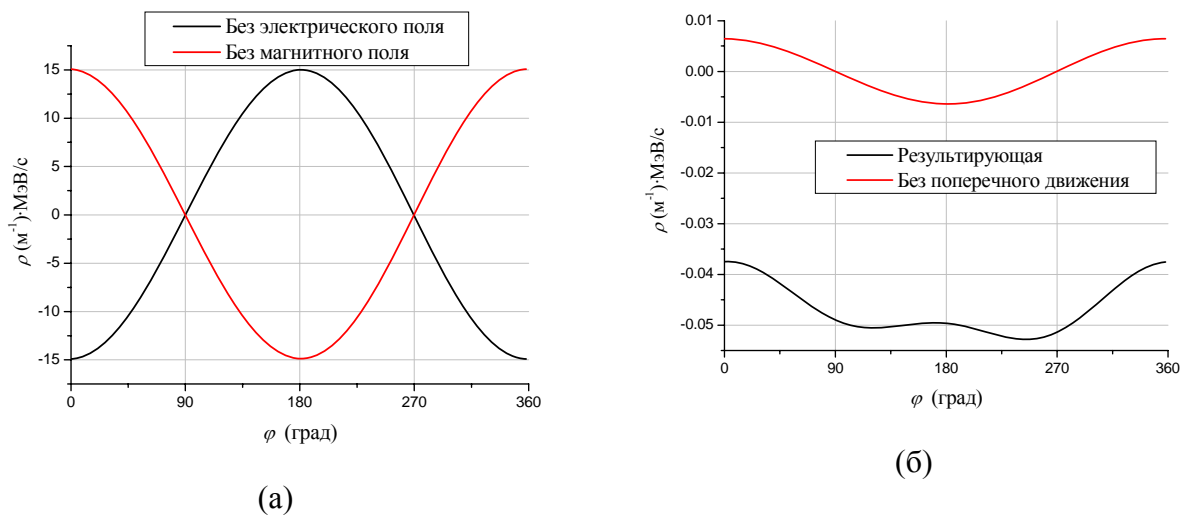


Рисунок 7. Оптическая сила резонатора при выключении поперечных полей (а) и при выключении поперечного движения

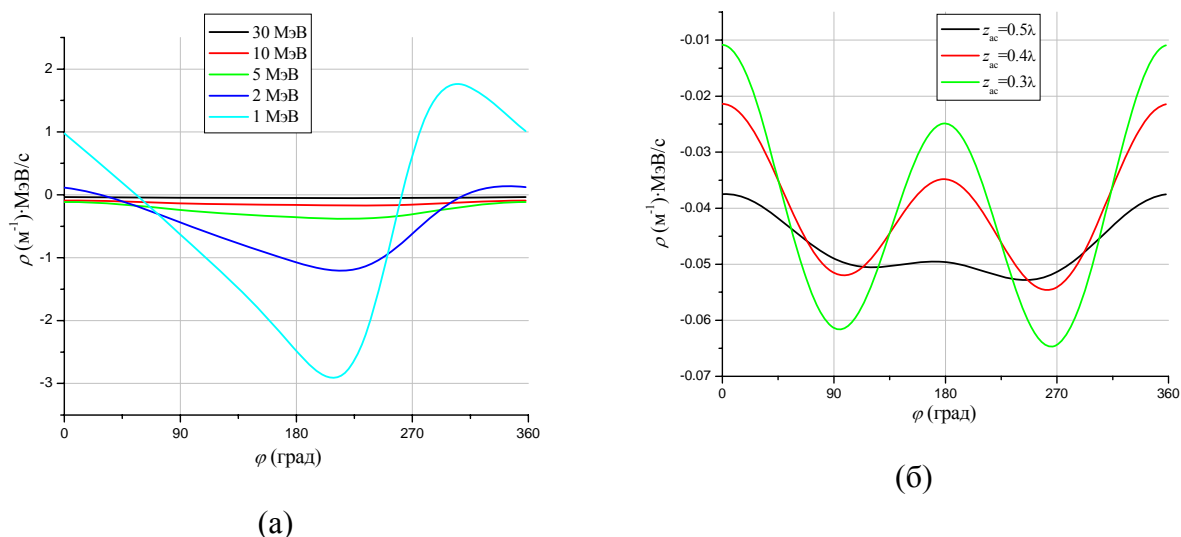


Рисунок 8. Оптическая сила резонатора при различных значениях начальной энергии (а) и при изменении длины резонатора.

3. Цилиндрический резонатор с прямоугольными пролетными каналами

Нарушение аксиальной симметрии резонатора позволяет устранить взаимную компенсацию действия электрического и магнитного поля на частицу и добиться значительного фокусирующего эффекта. Если при этом резонатор обладает симметрией по отношению к двум взаимно-перпендикулярным плоскостям с линией пересечения совпадающей с осью резонатора, то имеет место квадрупольная фокусировка – оптическая сила для взаимно перпендикулярных поперечных направлений будет равна по величине и противоположна по знаку. Аксиальная симметрия может быть нарушена как за счет изменения формы резонатора, так и за счет формы пролетных каналов.

На Рис. 9 показано распределение поля в цилиндрическом резонаторе с прямоугольными пролетными каналами. Длина резонатора $\lambda_0/2$, пролетные каналы сечением $x \times y$ – 10мм \times 20мм имеют длину $\lambda_0/4$.

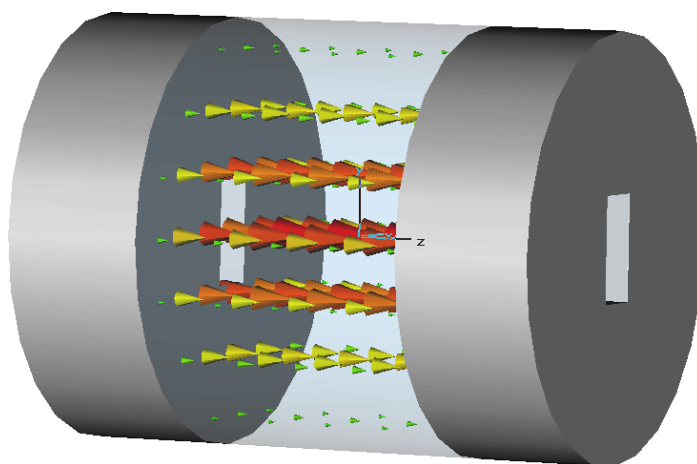


Рисунок 9. Геометрия резонатора с распределением электрического поля

Распределение поперечных компонент электрического и магнитного полей вдоль оси резонатора на расстоянии 1 мм по оси x изображено на Рис. 10. Изменение формы пролетного канала привело к перераспределению электрического поля. Величина компоненты электрического поля E_x возросла по сравнению с компонентой E_r в случае круглого пролетного канала (Рис. 6), в то время как величина компоненты E_y

уменьшилась. При этом поперечные компоненты магнитного поля B_x и B_y не претерпели заметных изменений.

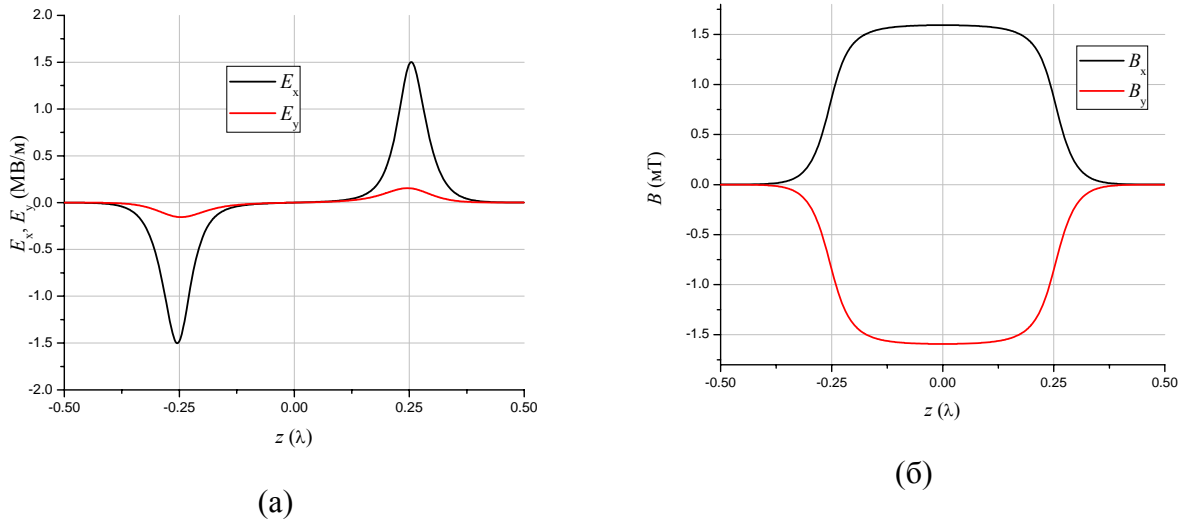


Рисунок 10. Распределение поперечных компонент электрического (а) и магнитного (б) полей вдоль оси резонатора на расстоянии 1 мм.

На Рис. 11 изображена зависимость оптической силы от фазы влета при движении электрона только в электрическом (а) и только в магнитном (б) полях. Как видно из графиков, действие электрического поля E_x значительно превышает действие магнитного по величине, в то время как действие E_y значительно меньше действия магнитного поля, что и обеспечивает эффект квадрупольной фокусировки. Результирующая оптическая сила показана на Рис. 12 (б), по абсолютной величине она сравнима с оптической силой цилиндрического резонатора без пролетных каналов (Рис. 2 (б)) Максимум фокусировки достигается в фазе нулевого ускорения и это является одним из существенных недостатков резонатора такого типа.

Оптическая сила достаточно слабо зависит от начальной энергии частиц и длины резонатора z_{ac} (Рис. 13).

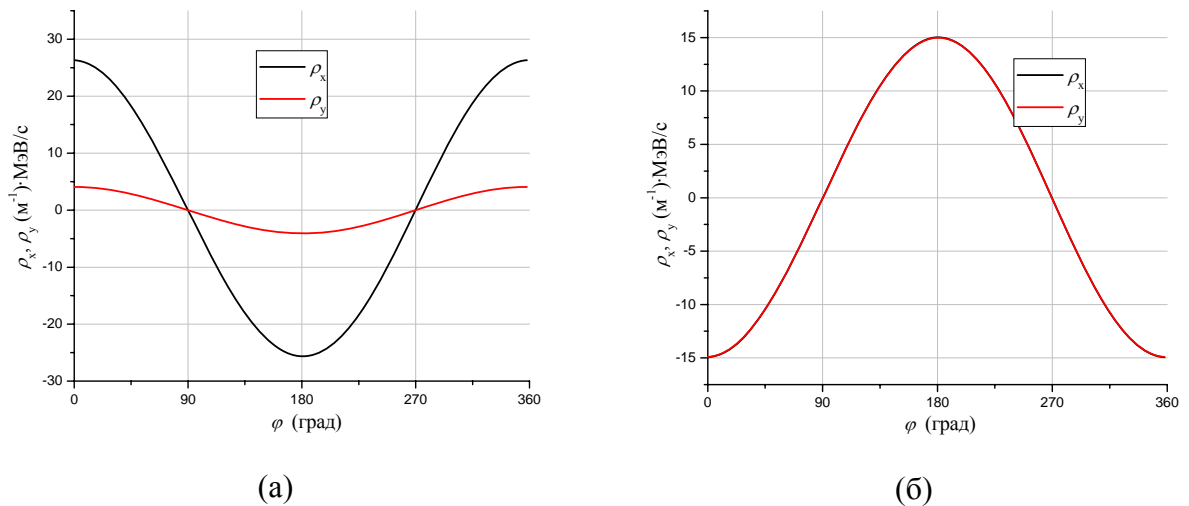
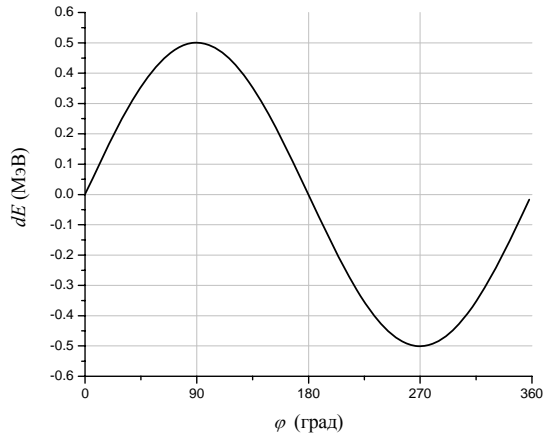
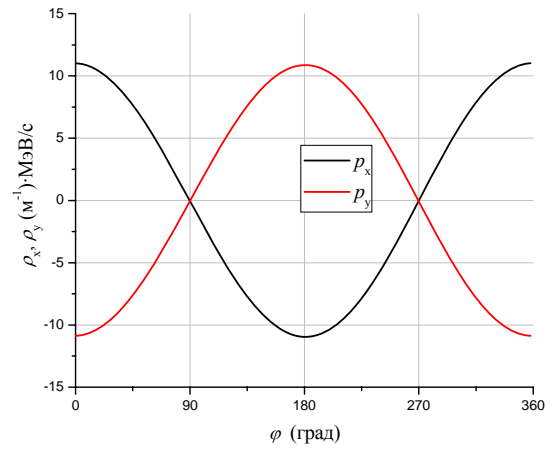


Рисунок 11. Зависимость оптической силы от начальной фазы при выключении магнитного (а) и электрического (б) полей

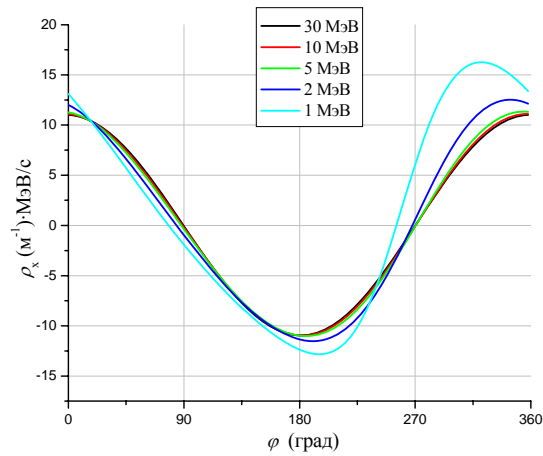


(a)

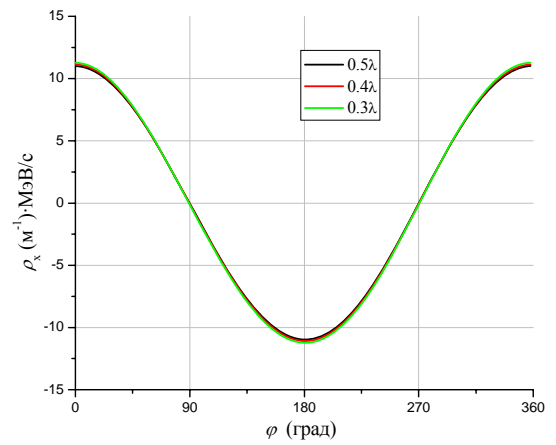


(б)

Рисунок 12. Зависимость прироста энергии (а) и оптической силы (б) от начальной фазы.



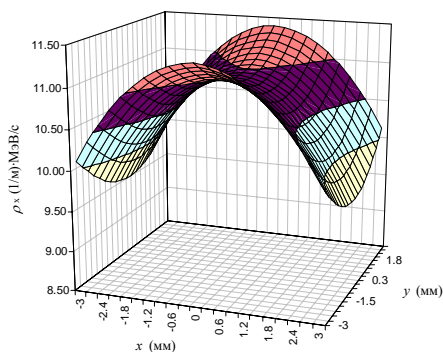
(a)



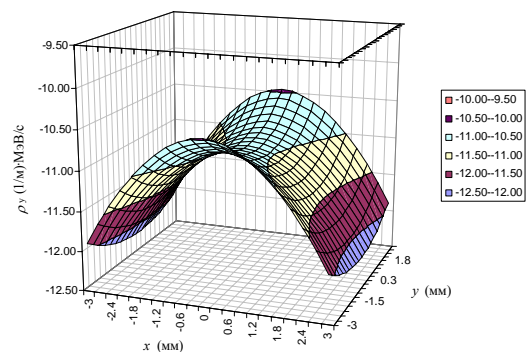
(б)

Рисунок 13. Зависимость оптической силы от начальной энергии электронов (а) и длины резонатора (б).

Зависимость оптической силы от отклонения от оси показана на Рис. 14 для обеих поперечных плоскостей. При отклонении от оси в x -плоскости 3 мм величина оптической силы уменьшается на 13.6% - в 30 раз больше, чем для резонатора без пролетных каналов. При отклонении от оси в y -плоскости на 3 мм оптическая сила возрастает на 4.5%. Различие оптических сил для двух поперечных плоскостей достигает 18.1%. Таким образом, сильные геометрические aberrации являются еще одним недостатком рассмотренного резонатора.



(a)



(б)

Рисунок 14. Зависимость оптической силы от отклонения от оси в x (а) и y (б) направлениях.

4. Цилиндрический резонатор со скрещенными прямоугольными пролетными каналами

Фокусирующие свойства цилиндрического резонатора с прямоугольными пролетными каналами могут быть существенно улучшены при повороте выходного пролетного канала относительно входного на 90° вокруг оси резонатора, как это показано на Рис. 15, где приведено также распределение электрического поля. Первоначально расчеты были выполнены для резонатора длиной $\lambda_0/2$, с пролетными каналами длиной $\lambda_0/4$ сечением, соответственно, входной - $x \times y - 10 \text{ мм} \times 20 \text{ мм}$, выходной - $x \times y - 20 \text{ мм} \times 10 \text{ мм}$.

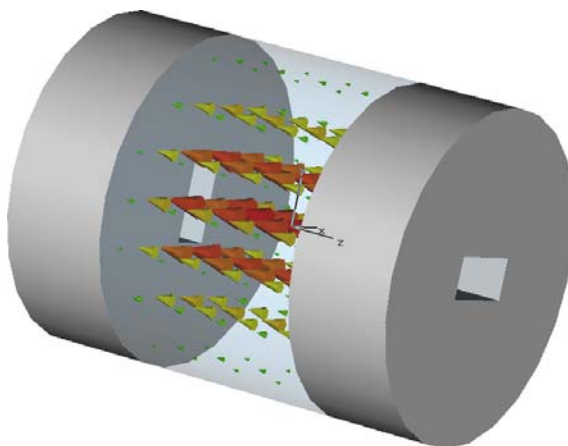


Рисунок 15. Геометрия резонатора с распределением электрического поля

На Рис. 16 изображено распределение поперечных компонент электрического (а) и магнитного (б) полей вдоль оси резонатора на расстоянии 1 мм от оси. Распределение электрического поля, как и в предыдущем случае, представлено двумя пиками, однако не равными по величине. В то же время распределение магнитного поля не претерпело заметных изменений.

На Рис. 17 показана зависимость прироста энергии (а) и оптической силы (б) от начальной фазы частицы при начальном отклонении электрона 1 мм от оси. Как видно, фаза максимума оптической силы близка к фазе максимального ускорения. Однако величина оптической силы примерно в 20 раз меньше, чем для резонатора с одинаково расположенными пролетными каналами.

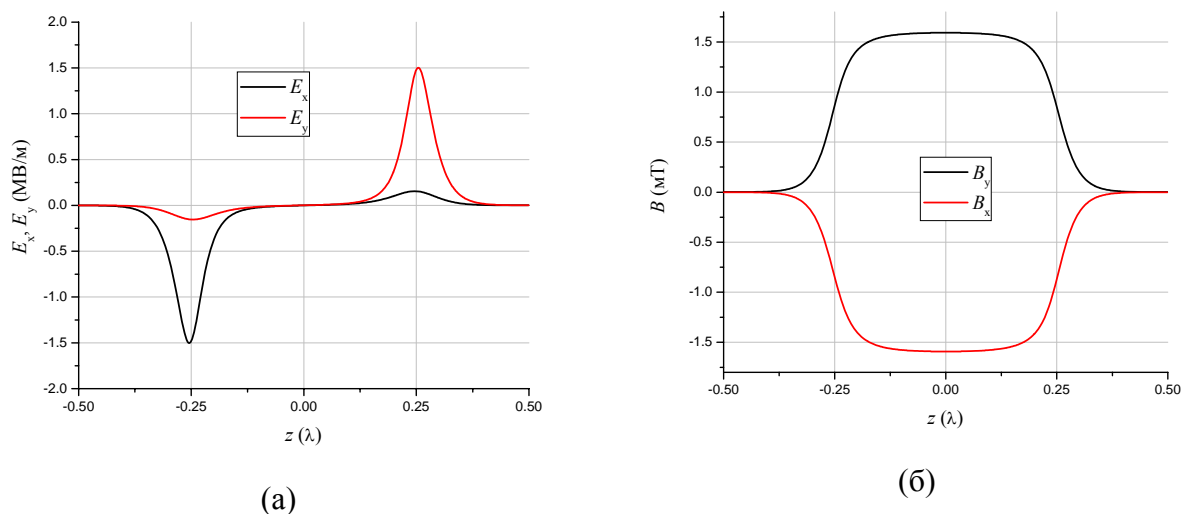


Рисунок 16. Распределение поперечных компонент электрического (а) и магнитного (б) полей вдоль оси резонатора на расстоянии 1 мм.

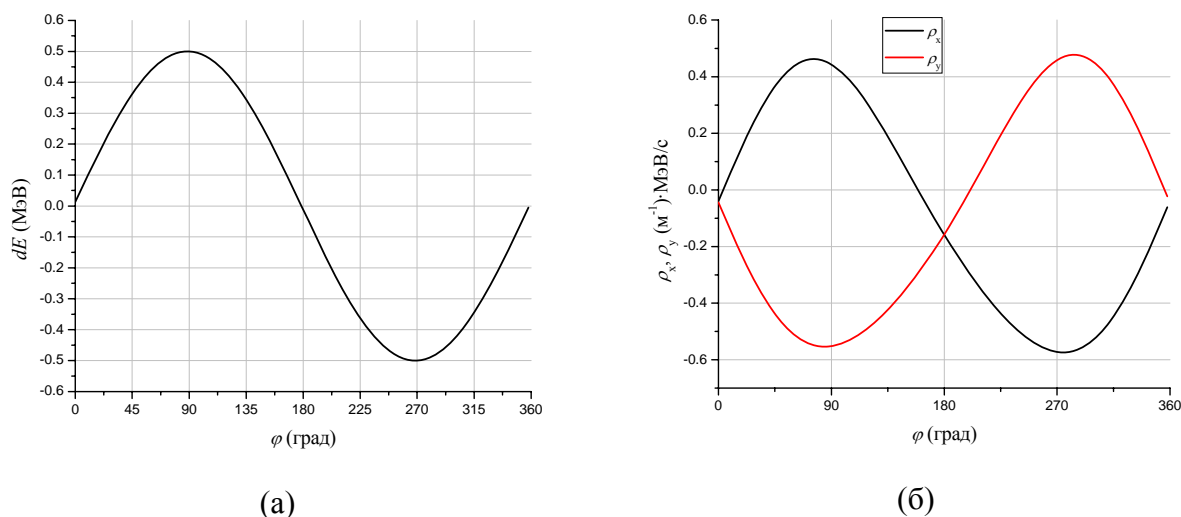


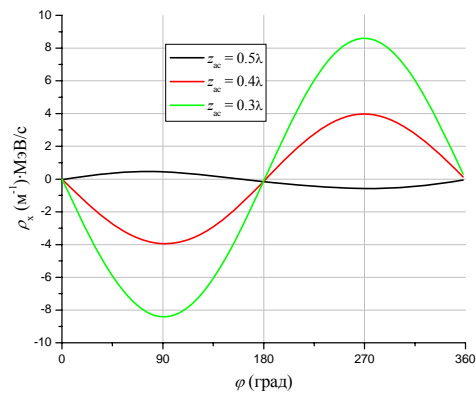
Рисунок 17. Зависимость прироста энергии (а) и оптической силы (б) от начальной фазы.

Малая величина оптической силы резонатора со скрещенными пролетными каналами объясняется компенсацией действия поперечного электрического поля действием поперечного магнитного поля при выбранной длине резонатора, равной половине длины волны ускоряющего поля. Оптическая сила может быть существенно увеличена при уменьшении длины резонатора, как это видно из Рис. 18 (а), где приведены зависимости оптической силы от начальной фазы в x - плоскости для резонаторов длиной $0.3\lambda_0$, $0.4\lambda_0$, $0.5\lambda_0$. При уменьшении длины резонатора меняется знак оптической силы и она возрастает до значений, близких к значениям оптической силы резонатора с одинаково расположенными каналами. В y -плоскости оптическая сила имеет близкую величину и противоположна по знаку. Фаза максимальной фокусировки совпадает с фазой максимального ускорения. Отметим, что величина оптической силы может регулироваться в определенных пределах посредством изменения соотношения высоты и ширины пролетного канала.

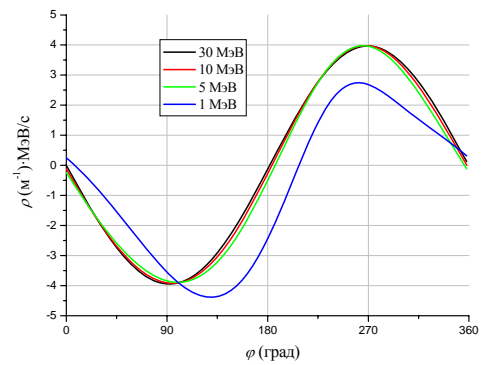
Подчеркнем, что при изменении длины резонатора электромагнитное поле нормировалось таким образом, чтобы максимальный прирост энергии электрона оставался постоянным и равным 0.5 МэВ. На Рис. 19 показаны распределения продольной компоненты электрического поля вдоль оси z для различных длин резонатора. Вследствие выбранной нормировки величина электрического поля в максимуме возрастает с уменьшением длины резонатора.

На Рис. 18 (б) показана зависимость оптической силы в x - плоскости от начальной фазы для различных начальных энергий для длины резонатора $0.4\lambda_0$ – начиная с 5 МэВ оптическая сила практически не изменяется с энергией частицы.

Зависимость оптической силы от отклонения от оси в x и y направлениях показана на Рис. 20 (а) и (б), соответственно. Изменение оптической силы при отклонении 3 мм не превышает 1% для обоих направлений. Таким образом, геометрические aberrации резонатора со скрещенными отверстиями существенно меньше aberrаций резонатора с одинаково расположенными пролетными каналами.



(a)



(б)

Рисунок 18. Зависимость оптической силы от начальной фазы для различных значений длины резонатора (а) и при различных значениях начальной энергии (б)

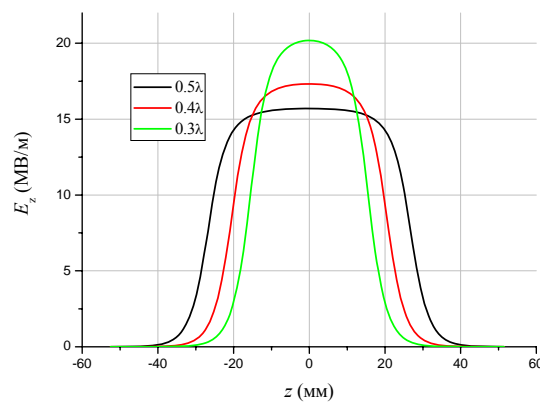
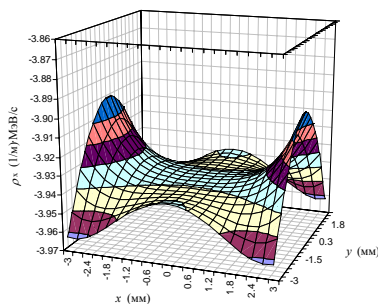
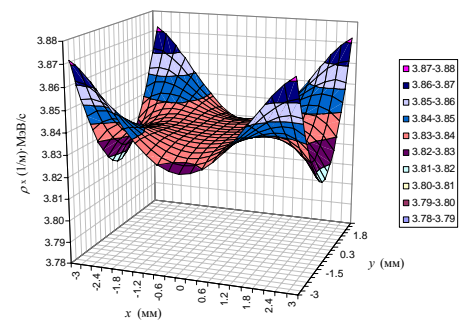


Рисунок 19. Зависимость продольной компоненты электрического поля вдоль оси z от длины резонатора.



(a)



(б)

Рисунок 19. Зависимость оптической силы от отклонения от оси в x (а) и y (б) направлениях.

5. Заключение

Нами рассмотрены оптические свойства цилиндрического резонатора с различной формой и расположением пролетных каналов. Показано, что резонатор со скрещенными прямоугольными каналами является наиболее перспективным для высокочастотной квадрупольной фокусировки частиц в линейном ускорителе электронов – оптическая сила такого резонатора велика, максимум оптической силы совпадает с максимумом ускорения, а геометрические aberrации малы. Линейный ускоритель со стоячей волной, построенный на базе таких резонаторов может быть использован для ускорения и фокусировки частиц в разрезном микротроне.

6. Приложение. Анализ точности расчета электромагнитного поля резонатора с квадрупольной симметрией.

В работе [7] было показано, что для резонатора, обладающего симметрией по отношению к двум взаимно-перпендикулярным плоскостям с линией пересечения совпадающей с осью резонатора величина оптической силы в первом приближении может быть вычислена через z -компоненту магнитного поля при условии, что электрическое обращается в ноль на концах резонатора. В частности, если вблизи оси резонатора компоненты магнитного поля могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} E_x &= f_x x, & E_y &= f_y y, \\ H_x &= g_x y, & H_y &= g_y x, & H_z &= g_z xy \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

то величина оптической силы определяется выражением:

$$\rho = \frac{\Delta p_x}{x_0} = -\frac{\Delta p_y}{y_0} = -\frac{e}{\omega \beta} \int_a^b g_z \cdot \cos\left(\frac{kz}{\beta}\right) dz. \quad (\text{П.2})$$

Рассмотренные нами резонаторы с прямоугольными пролетными каналами удовлетворяют условиям (П.1), а значительная длина пролетных каналов обеспечивает обращение в ноль всех компонент электромагнитного поля на входе и выходе, поэтому формула (П.2) может быть использована для расчета оптической силы при малых отклонениях от оси, при которых геометрические aberrации невелики.

На Рис. П.1 показано распределение компонент магнитного поля вдоль оси резонаторов с одинаково расположенными (а) и скрещенным (б) прямоугольными каналами на расстоянии 1 мм от оси. В обоих случаях длина резонатора равна $0.4\lambda_0$. Видно, что имеется z -компонента магнитного поля, причем расположение пиков на входе и выходе различно для двух вариантов расположения пролетных каналов. В случае одинаково расположенных каналов вклад первого пика в интеграл (П.2) компенсируется вкладом второго пика в фазе максимального ускорения, в то время как для скрещенных каналов вклад пиков суммируется.

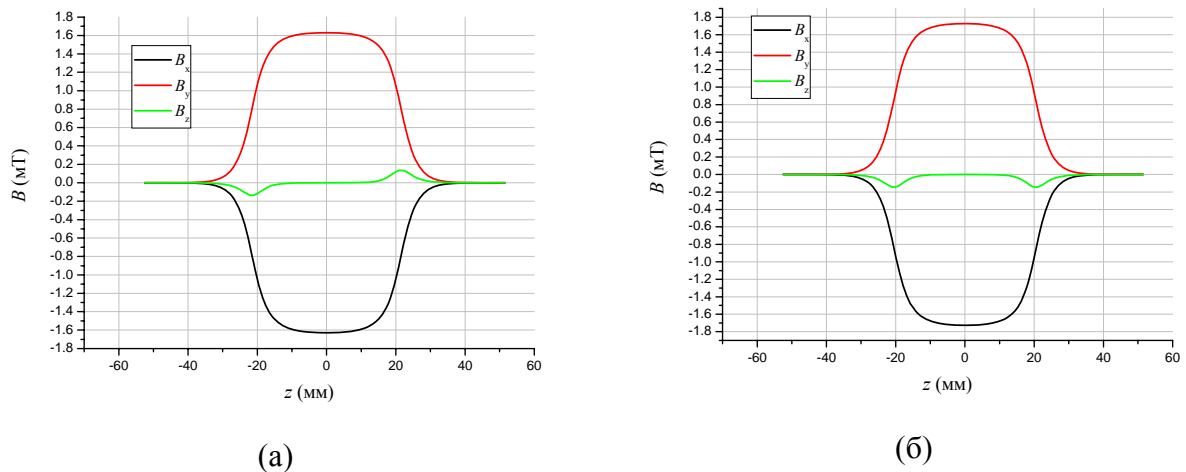
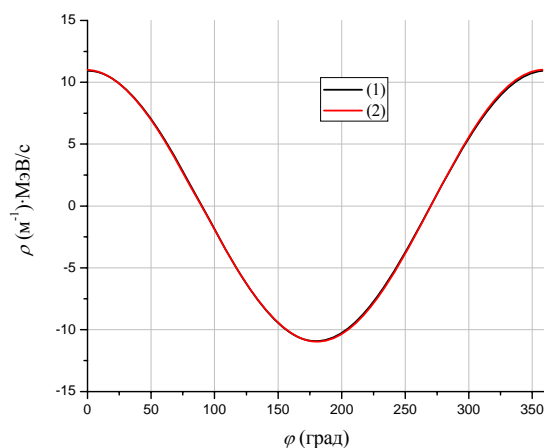
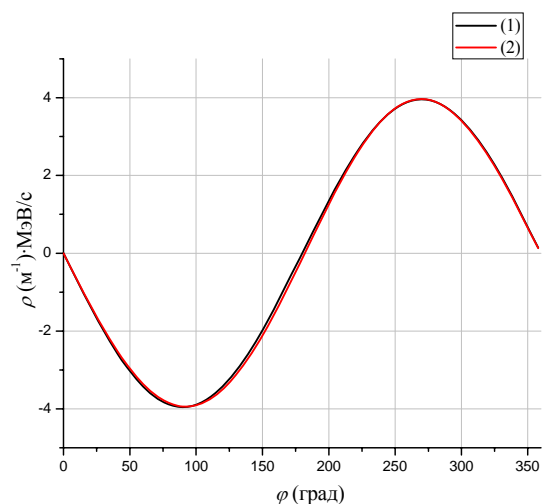


Рисунок П.1. Распределение компонент магнитного поля вдоль оси резонаторов с одинаково расположенными (а) и скрещенным (б) прямоугольными каналами.

На Рис. П.2 приведено сравнение результатов расчетов оптической силы (1) посредством численного расчета траекторий электронов и (2) посредством интегрирования продольной компоненты магнитного поля по формуле (П.2) для резонаторов с прямоугольным (а) и скрещенным прямоугольным (б) пролетными каналами. Результаты получены при начальном отклонении частицы от оси 1 мм. Как видно, результаты расчетов оптической силы двумя методами хорошо совпадают, что свидетельствует о достаточно высокой точности расчета распределения электромагнитного поля и траекторий частиц.



(a)



(б)

Рисунок П.2. Распределение компонент магнитного поля вдоль оси резонаторов с прямоугольным (а) и скрещенным прямоугольным (б) каналами.

Список литературы

1. V.A. Teplyakov, The First CW Accelerator in USSR and a Birth of Accelerating Field Focussing, In Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland, 26 - 30 June 2006, pp. 2755-2758 и ссылки в данной работе
2. С.П. Капица, В.Н. Мелехин, Микротрон, М., 1969 и ссылки в данной работе
3. W. Schnell, Microwave quadrupole for Linear collider, CERN-LEP-RF/87-24 и ссылки в данной работе, A.N. Didenko, K.W. Glavatskikh, V.N. Gusarov, N.P. Sobenin, Electrodynamics Characteristics of Non-axisymmetric Structures for Linear Colliders, in Proc. Of Third International Workshop on Linear Collider, BINP, Protvino, 1991, p.284
4. V.I. Shvedunov, A.N. Ermakov, I.V. Gribov, E.A. Knapp, G.A. Novikov, N.I. Pakhomov, I.V. Shvedunov, V.S. Skachkov, N.P. Sobenin, W.P. Trower, and V.R. Yajlijan, 70 MeV Racetrack Microtron, Nucl. Instrum. Meth. A550 (2005) 39-53.
5. N.P. Sobenin, V.N. Kandurin, A.I. Karev, V.N. Melekhin, V.I. Shvedunov, and W.P. Trower, Rectangular Microtron Accelerating Structure, in Proceedings of the 1995 Particle Accelerator Conference, L. Gennari, ed. (IEEE, Piscataway, 1995) Vol. 3, p. 1827.
6. A.I.Balabin, G.N.Kropachev, Application of RF crossed lenses for beam focusing in linac, Proc LINAC 96, 417-419
7. V.N. Melekhin, New considerations concerning the high-frequency focusing of relativistic particles and Panofsky-Wenzel theorem, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A400 (1997), 170-172
8. W.K.H. Panofsky and W.A. Wenzel, Some Considerations Concerning the Transverse Deflection of Charged Particles in Radio-Frequency Fields, Review of Scientific Instruments -- November 1956 -- Volume 27, Issue 11, p. 967
9. R.Klatt, F.Krawczyk, W.R.Novender, C.Palm, T.Weiland, B.Steffen, T.Barts, M.J.Browman, R.Cooper,C.T.Mottershead, G.Rodenz, S.G.Wipf, Proceedings of the 1986 Linear Accelerator Conference, SLAC-303, 276 (1986)
10. А.А. Ветров, В.И. Шведунов, MULTIP3D - трехмерный код для моделирования резонансного разряда. Препринт НИИЯФ МГУ - 2002 - 15/699, 13 стр
11. J.S. Bell, Vertical Focusing in Microtron, Proc. Phys. Soc. B66 (1953)802

Ветров Андрей Алексеевич
Шведунов Василий Иванович

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С
РАЗЛИЧНОЙ ФОРМОЙ ПРОЛЕТНОГО КАНАЛА

Препринт НИИЯФ МГУ – 2007 – 7/828

Работа поступила в ОНТИ НИИЯФ МГУ 17.09.2007