

10

©1992 г.

ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОНОВ НА ИНЖЕКЦИОННОМ ПОЛУОБОРОТЕ В РЕЗОНАТОРЕ МИКРОТРОНА

В.К.Семенов

Рассчитан первый тип ускорения в микротроне с учетом возмущения электромагнитного поля резонатора пролетными отверстиями. При расчете возмущенного поля использовано решение электродинамической задачи о плоском экране с бесконечно длинной щелью. Проанализирован процесс формирования пучка на инжекционном полуобороте, изучено влияние неоднородного СВЧ поля в пролетных отверстиях на поперечные колебания непараксиальных электронов. Показано, что при инжекции в возмущенном поле при определенных условиях достигаются минимально возможные вертикальная расходимость и поперечный размер пучка, захватываемого в ускорение. Приведены результаты экспериментальной проверки режима, соответствующего максимальному коэффициенту захвата. Показано, что допуск к размерам резонатора в режиме с наибольшим захватом составляет несколько процентов.

Введение

Расчет режимов ускорения в микротроне, как известно, сводится к численному интегрированию уравнений движения электронов в невозмущенном поле ускоряющего резонатора. При этом обычно ограничиваются несколькими первыми орбитами и далее считают, что в ускорение вовлекаются те электроны, которые попадают в область фазовой устойчивости. Области фазовой устойчивости для различных равновесных фаз отыскиваются по фазовому движению на дальних орбитах в приближении бесконечно тонкого резонатора [1,2]. При анализе поперечной устойчивости ограничиваются рассмотрением поперечных колебаний также на дальних орбитах и устойчивость достигается за счет фокусировки электронов полем резонатора, провисающим в пролетные отверстия. Развитая в [3,4] матричная теория устойчивости поперечного движения основана на представлении пролетных отверстий в виде тонких динамических линз и достаточно точно описывает картину движения электронов в параксиальном приближении.

Из развитой теории фазового движения [1] получено достаточно хорошее согласие приобретаемой электронами энергии с расчетом [5], а применение численного интегрирования позволило выявить эффективные

режимы ускорения в микротроне [6–8], отличающиеся расположением катоды, величиной ведущего магнитного поля и напряженности поля в резонаторе. Тем не менее нельзя сказать о хорошем согласии экспериментальных и расчетных значений одного из главных показателей эффективности микротрона — коэффициента токового захвата. Опыт различных лабораторий по настройке микротрона на эффективный режим ускорения показывает, что этот процесс носит в основном эмпирический характер. В частности, при этом экспериментально подбирают конфигурацию и размер пролетных отверстий до получения приемлемого коэффициента захвата.

При практическом использовании микротрона, таким образом, обнаруживается недостаточность параксиальной теории, поскольку параксиальные электроны составляют лишь малую часть от всего эмитированного пучка и не могут служить показателем для выбора оптимальных параметров микротрона. Чтобы учесть все электроны, необходимо использовать полное описание резонатора с отверстиями как единой электродинамической системы. Такой расчет снял бы целый ряд вопросов, которые коротко сводятся к следующим.

Во-первых, при выходе из резонатора после инжекционного полуоборота поток электронов практически полностью перекрывает площадь выходного пролетного отверстия. Расчет дальнейшего движения при учете пролетных отверстий как тонких линз принципиально возможен только для электронов, которые вылетают вблизи оси отверстия. Рассмотрение непараксиальных электронов в представлении отверстий как тонких линз некорректно. Кроме того, движение на инжекционной орбите (в первом типе ускорения) в невозмущенном поле резонатора сопровождается сильной вертикальной дефокусировкой электронов, которая усугубляется еще и дефокусировкой выходным отверстием. Между тем в действительности поле в резонаторе возмущено, и это возмущение может радикально изменить картину вертикального движения.

Во-вторых, положение центров пролетных отверстий на ближних орбитах определяется координатой вылета резонансной частицы после инжекционного полуоборота. Как правило, точка вылета находится в стороне от оси резонатора и центр выходного отверстия соответственно совмещают с этой точкой. Однако далее радиальный дрейф орбит приводит к тому, что траектории сильно смещаются относительно центров отверстий и, строго говоря, ни одну из частиц в этих условиях нельзя считать параксиальной относительно осей пролетных отверстий. На дальних орбитах траектории электронов внутри резонатора практически прямолинейны и относительно их смещение от оборота к обороту достаточно мало. Поэтому матричное описание резонатора и пролетных отверстий на дальних орбитах вполне корректно, однако последовательное перемножение матриц в теории поперечной устойчивости имеет смысл только в случае соосного расположения резонатора и пролетных отверстий, что практически никогда не выполняется.

В-третьих, параксиальная теория не позволяет в полной мере учесть влияние размеров отверстий на процесс ускорения. В матрицу тонкой линзы входит лишь форм-фактор отверстия, а абсолютными размерами отверстий параксиальная теория не оперирует вообще. Однако вертикальный размер пучка на практике существенно больше той части апертуры отверстия, в которой можно ограничиться только линейными членами в разложении поля около центра отверстия. Поэтому в параксиаль-

ном приближении могут быть получены лишь необходимые условия вертикальной устойчивости. Они приводят к некоторой области устойчивости на плоскости форм-факторов отверстий и удовлетворяются для произвольных комбинаций форм-факторов внутри этой области. При более точном рассмотрении задачи с учетом абсолютных размеров отверстий можно указать также и достаточные условия вертикальной устойчивости. Критерий достаточности заключается в том, что при оптимальных размерах отверстий вертикальная устойчивость должна обеспечиваться для всех электронов, эмиттированных в интервале фазового захвата с протяженного по вертикали катода.

В данной работе представлены результаты численного расчета движения электронов в микротроне для первого типа ускорения. При этом учитывается влияние искажения поля резонатора пролетными отверстиями как на инжекционную орбиту, так и на поперечные колебания пучка на всех орбитах в области, не описываемой параксиальной электронной оптикой. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

Электромагнитное поле в резонаторе, возмущенном пролетной щелью

В литературе вопрос о щелях в стенках СВЧ структур рассматривался в основном в связи с задачами об излучении эндовибраторов и волноводов через узкие щелевые отверстия [9-12]. Решение этих задач сводится либо к отысканию интегрального уравнения для распределения напряжения вдоль щели [9,10] (при этом зависимость электрического поля в поперечном направлении в плоскости щели полагают совпадающей со статическим распределением), либо к отысканию интегрального уравнения для тангенциальной компоненты электрического поля на всей плоскости отверстия [11,12] (решение которого ищут в виде разложения по ортогональным полиномам). Другие известные методы вычислительной электродинамики систематически изложены, например, в [13].

Распределение электромагнитного поля в цилиндрическом резонаторе при произвольной конфигурации пролетных отверстий также можно рассчитать методом разложения поля по собственным функциям внутри резонатора и вне его с последующей их сшивкой в плоскости отверстий (где тангенциальное электрическое поле в свою очередь разлагается по ортогональным полиномам с весом, учитывающим особенность на краях отверстий, — аналогично [12]).

В нашу задачу входило прежде всего получить предварительные результаты, которые ответили бы на вопрос, целесообразно ли развивать теорию микротрона на основе полного описания поля резонатора с учетом пролетных отверстий или же этого недостаточно. Возможно, что на следующем этапе потребуется учесть влияние отверстия связи резонатора с возбуждающей волноводной линией, а также катодного отверстия (которое в свою очередь совместно с катодом образует коаксиальный элемент связи с внешней электрической цепью и возмущает поле в наиболее чувствительной для инжекции области вблизи катода). Воспользуемся сначала простым аналитическим приближением для возмущенного поля в резонаторе.

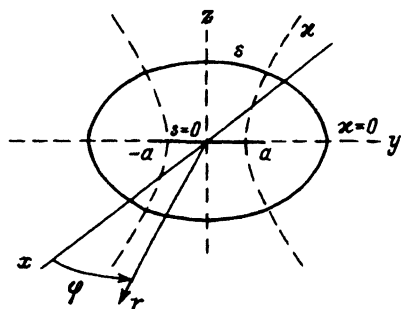


Рис. 1. Системы ортогональных координат.

Поле основного колебания цилиндрического резонатора E_{010} в цилиндрических координатах (r, φ, z) имеет составляющие

$$E_z = J_0(gr), \quad H_\varphi = -iJ_1(gr), \quad g = \frac{2.4048}{R}, \quad (1)$$

где R — радиус резонатора.

Нас будет интересовать, как возмущается это поле пролетным отверстием в виде длинной узкой щели. Ниже мы приведем способ, использующий методику работы [14], где применена система криволинейных координат для отыскания квазистатического решения волнового уравнения в одном специальном случае, и оценим точность найденного приближенного решения. Рассмотрим сначала более простую задачу. В пространстве, разделенном бесконечно тонким проводящим экраном с бесконечно длинной щелью, рассчитаем поле, которое по одну сторону экрана на бесконечности имеет только лишь нормальную составляющую E_z (при $z \rightarrow -\infty$) (рис. 1), а по другую сторону на бесконечности обращается в нуль. Экран с бесконечной щелью будем рассматривать как предельный случай гиперболического цилиндра [15]

$$\frac{y^2}{1 - \kappa^2} - \frac{z^2}{\kappa^2} = a^2 \quad (2)$$

(при $\kappa \rightarrow 0$) в системе вырожденных эллипсоидальных координат (s, κ, x) , связь которых с декартовыми координатами (x, y, z) (рис. 1) устанавливается соотношениями

$$y = a\sqrt{(1 + s^2)(1 - \kappa^2)}, \quad z = as\kappa, \quad (3)$$

где $2a$ — ширина щели.

Поле с указанной асимптотикой из соображений симметрии не может иметь компоненты электрического поля вдоль оси z . Как известно [16], в этом случае все компоненты электромагнитного поля могут быть выражены через вспомогательную функцию V , удовлетворяющую в общем случае дифференциальному уравнению второго порядка. Решение уравнений Максвелла в координатах (s, κ, x) выражается через функцию V следующим образом:

$$E_z = \frac{ik\sqrt{(1 + s^2)(1 - \kappa^2)}}{a(\kappa^2 + s^2)} \left[\kappa \frac{\partial V}{\partial \kappa} - s \frac{\partial V}{\partial s} \right],$$

$$E_y = \frac{ik}{a(\kappa^2 + s^2)} \left[s(1 - \kappa^2) \frac{\partial V}{\partial \kappa} + \kappa(1 + s^2) \frac{\partial V}{\partial s} \right],$$

$$H_z = -\frac{i}{k} \frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad H_y = -\frac{i}{k} \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad H_x = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + k^2 V, \quad (4)$$

где компоненты поля записаны в проекциях на декартовы оси (x, y, z) , а соответствующая точка пространства выбирается в вырожденных эллипсоидальных координатах (s, κ, x) .

В результате формулы получаются менее громоздкими и более удобными для последующего использования. При этом вспомогательная функция V должна удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\sqrt{(1+s^2)(1-\kappa^2)}}{a^2(s^2 + \kappa^2)} \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\sqrt{\frac{1+s^2}{1-\kappa^2}} \frac{\partial V}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial \kappa} \left(\sqrt{\frac{1-\kappa^2}{1+s^2}} \frac{\partial V}{\partial \kappa} \right) \right] + k^2 V = 0. \quad (5)$$

Решение этого уравнения будем искать в виде бегущих волн вдоль оси x , для которых при $s \rightarrow -\infty$ сохраняется ненулевой только компонента электрического поля по оси z

$$V = \frac{i}{k} e^{\pm ikx} y F(s), \quad (6)$$

причем $F(s) \rightarrow 1$ при $s \rightarrow -\infty$ и $F(s) \rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$. Подставляя (6) в (5), получим дифференциальное уравнение для функции $F(s)$, решая которое, находим

$$F(s) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{s}{\sqrt{1+s^2}} \right]. \quad (7)$$

В общем случае формулы (4)–(7) описывают распространяющуюся вдоль щели волну, которая при удалении в верхнее полупространство обращается в нуль, а в нижнем переходит в плоскую волну, электрический вектор которой перпендикулярен проводящей плоскости. В частности, в пределе $k \rightarrow 0$ формулы (4)–(7) описывают решение статической задачи.

В цилиндрическом резонаторе с диаметральной щелью в плоской стенке возмущенное колебание E_{010} из соображений симметрии также не имеет составляющей электрического поля вдоль щели и поэтому также должно описываться уравнениями (4) при дополнительном условии

$$E_t|_{r=R} = 0, \quad r = \sqrt{x^2 + a^2(1+s^2)(1-\kappa^2)}, \quad (8)$$

где E_t — тангенциальная компонента поля.

Приближенное решение задачи о цилиндрическом резонаторе с диаметральной щелью в плоской стенке можно получить, если распределение возмущенного поля E_{010} вблизи щели положить близким к распределению поля в плоской волне (4)–(7). Для этого разложим плоскую волну в выражении (4) для электрического поля в ряд по функциям Бесселя

(см., например, [17]) и сохраним только первый член разложения $J_0(kr)$. Относительная погрешность при отбрасывании остальных членов ряда в распределении (4)–(7), как легко показать, внутри круга $R_\delta < 2.4048/k$ будет максимальной в направлении поперек щели при $y = R_\delta$ и, следовательно, при $r < R_\delta$ не превышает $\delta = 1 - J_0(kR_\delta)$.

Компоненты электрического и магнитного полей в цилиндрической системе координат (r, φ, z) после разложения плоской волны по функциям Бесселя при сохранении первого члена разложения принимают вид

$$E_z = J_0(gr) \frac{1}{2} \left[1 - \frac{s\sqrt{1+s^2}}{\kappa^2 + s^2} \right],$$

$$E_\varphi = J_0(gr) \frac{\kappa\sqrt{1-\kappa^2}}{2(\kappa^2 + s^2)},$$

$$H_z = iJ_1(gr) \frac{\kappa\sqrt{1-\kappa^2}}{2(\kappa^2 + s^2)},$$

$$H_\varphi = -iJ_1(gr) \frac{1}{2} \left[1 - \frac{s\sqrt{1+s^2}}{\kappa^2 + s^2} \right]. \quad (9)$$

Выражения (9) (при $g = k = 2.4048/R$) автоматически удовлетворяют граничному условию (8) и при $a \rightarrow 0$ непрерывным образом переходят в выражения (1) для поля невозмущенного резонатора. Понятно, что отличие приближенного решения от истинного в этой задаче будет определяться полуразмером щели a . Если выполнено условие $a \ll R$, то относительная погрешность в выражениях (9) для распределения поля вблизи щели оценочно равна $\delta \sim (1 - J_0(ga)) \approx (ga/2)^2$ (при указанных ниже размерах щелей она составляет $\sim 1\%$).

Заметим, что если использовать метод разложений по собственным модам, то для щелей малых размеров поле внутри резонатора будет совпадать в основном с модой E_{010} и искажаться непрерывным образом непосредственно вблизи щели, поскольку высшие моды обладают мнимыми волновыми векторами и соответственно сильно прижаты к стенкам резонатора. Поэтому искажение поля вблизи пролетных щелей можно описать квазистатически и непрерывным образом сшить с невозмущенным полем вдали от щелей. Формулы (9) по сути представляют собой естественный способ такой сшивки.

Однако приближенное решение (9) имеет определенные преимущества перед методом разложений. Во-первых, в явном виде описывается особенность на ребрах пролетных отверстий, в то время как при суммировании высших мод в методе разложений удовлетворительная точность достигается лишь при учете большого числа членов. Во-вторых, не возникает проблем непрерывности частичных сумм в разложениях поля при переходе через плоскость сшивки.

При влете в резонатор электрон попадает в неоднородное высокочастотное поле, характерная глубина провисания которого в пролетную щель определяется ее шириной. Соответственно приобретаемая электроном энергия в возмущенном резонаторе будет зависеть от ширины пролетных щелей. Поскольку на дальних орбитах электрон пролетает резонатор практически вдоль его оси, то для определения зависимости приобретаемой энергии от ширины щелей достаточно знать распределение поля на оси

$$E_z(x, a) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{z}{\sqrt{a^2 + z^2}} \right]. \quad (10)$$

При резонансном ускорении на каждом обороте электрон проходит среднюю плоскость резонатора в одной и той же фазе ускоряющего поля φ_s . Тем самым обеспечивается постоянство прироста энергии за оборот, определяемого условием кратности фазовой длины орбиты периоду ускоряющего поля. При этом равновесная фаза выбирается так, чтобы размер области допустимых фазовых колебаний был наибольшим. Соответственно условие связи, определяющее прирост энергии на дальних орбитах (условие резонансного ускорения), накладываяют на амплитуду напряженности поля $E_0 = E_0(\varphi_s l)$ (где l — толщина резонатора, φ_s — равновесная фаза).

Как известно [4], в невозмущенном поле резонатора электрон при однократном пролете набирает энергию

$$\Delta\gamma = 2 \frac{eE_0}{mc\omega} \cos(\varphi_s) \sin(kl/2), \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad \beta = \frac{v}{c} \rightarrow 1, \quad (11)$$

где v — скорость электрона.

Для расчета прироста энергии в возмущенном резонаторе воспользуемся выражением (10), предположив, что толщина резонатора много больше размеров пролетных щелей $l \gg a', a''$ (здесь a' — полуширина входной, а a'' — выходной щели). Тогда можно считать, что возмущение поля по каждую сторону от средней плоскости резонатора вносится независимо друг от друга каждой щелью в отдельности, а в средней плоскости радиальное распределение поля не возмущается (на рис. 2 показано распределение z -компоненты электрического поля вдоль оси резонатора в этом случае; жирной линией показано сечение резонатора поперек щелей). Тогда

$$\Delta\gamma = \frac{eE_0}{mc^2} \int_{-l/2}^{\infty} [E_z(z, a') \cos(\varphi_s - k(z - l/2)) + E_z(z, a'') \cos(\varphi_s + k(z + l/2))] dz.$$

Это выражение (при $l \gg a', a''$) легко преобразуется к виду

$$\Delta\gamma = \frac{eE_0}{mc\omega} [C(ka'') \sin(\varphi_s + kl/2) - G(ka') \sin(\varphi_s - kl/2)], \quad (12)$$

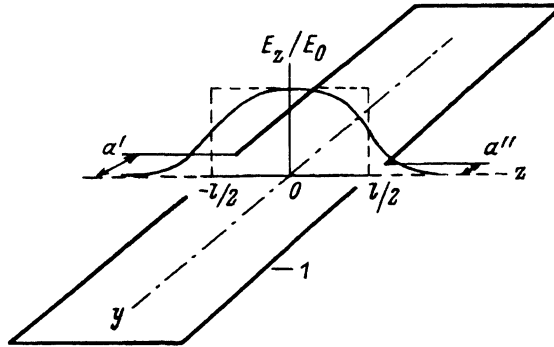


Рис. 2. Распределение E_z -компоненты электрического поля вдоль оси резонатора.

1 — сечение цилиндрического резонатора со щелевыми пролетными отверстиями, вытянутыми вдоль оси x .

где $G(z) = zK_1(z)$, $K_1(z)$ — функция Макдональда.

Из последнего выражения следует, что если электрон влетает в возмущенный резонатор в нарастающей фазе электромагнитного поля ($\varphi_s - kl/2 < 0$), то до средней плоскости резонатора он набирает меньшую энергию, чем в невозмущенном поле, а в спадающей, — большую. За средней плоскостью резонатора ситуация оказывается обратной относительно фазы вылета ($\varphi_s + kl/2$).

Условие резонансного ускорения, накладываемое на безразмерную амплитуду поля в резонаторе, при $\Delta\gamma = \Omega$ (где Ω — параметр магнитного поля [4]) будет иметь вид

$$\varepsilon = \frac{1}{\Omega} \frac{eE_0}{mc\omega} = \frac{1}{G(ka'') \sin(\varphi_s + kl/2) - G(ka') \sin(\varphi_s - kl/2)}. \quad (13)$$

Для практически используемых размеров пролетных отверстий (они будут приведены ниже) формула (13) дает значение амплитуды поля на 1.5–2% большее, чем в невозмущенном резонаторе. Однако такого различия оказывается достаточно, чтобы при численном интегрировании уравнений движения с использованием формул (9) и условия связи (11) обнаружить практически полное разрушение пучка до ~ 10-й орбиты в режиме с инжекцией в отрицательных начальных фазах [8].

Методика расчета режимов ускорения в расширенном пространстве параметров

В число расчетных параметров входят l — длина ускоряющего промежутка; x_0 — координата точечного эмиттера; Ω — параметр магнитного поля; φ_s — равновесная фаза ускорения; ε — безразмерная амплитуда электрического поля в резонаторе; b' , b'' — горизонтальные полуразмеры входного и выходного пролетных отверстий соответственно; a' , a'' — вертикальные полуразмеры отверстий. Оптимизация режимов ускорения проводится по максимуму интервала начальных фаз электронов $\Delta\varphi_0$, захватываемых в ускорение. Отнесенный к полному интервалу положительных фаз, в течение которых происходит инжекция электронов с эмиттера, он определяет коэффициент фазового захвата $k_\varphi = \Delta\varphi_0/\pi$.

Ориентировочный поиск совокупности параметров микротрона, соответствующих практически интересным значениям коэффициента фазового захвата, может быть проведен в рамках упрощенной модели невозмущенного резонатора с проницаемыми для электронов стенками. При

этом движении рассматривается только в медианной плоскости, а число варьируемых параметров сводится к трем — l, x_0, Ω . Достаточно полно эти расчеты проделаны в работах [18,19].

В этой области вариации параметров l, x_0, Ω , где обнаруживается наибольший коэффициент фазового захвата, ниже проведен повторный расчет, но уже в расширенном пространстве параметров, включающем дополнительно еще и размеры пролетных отверстий. В этом случае задача расчета эффективного режима ускорения по существу становится задачей многопараметрической оптимизации и для ее решения применена процедура последовательных приближений.

Первый этап понижения размерности пространства параметров заключается в отыскании равновесной фазы φ_s , при которой достигается максимальный интервал устойчивости фазовых колебаний $\Delta\varphi_s$. При этом движение рассматривается в медианной плоскости только на дальних орбитах и соответственно условия инжекции электронов в резонатор становятся несущественными. Из рассмотрения также исключаются параметры, характеризующие пролетные отверстия (a', a'', b', b''), и условие связи (13) заменяется условием (11). Тогда число варьируемых параметров сводится к трем — l, Ω, φ_s , а в качестве параметра оптимизации выступает интервал фазовой устойчивости $\Delta\varphi_s$. Влияние толщины ускоряющего промежутка l в пренебрежении изменением кривизны траектории и скорости электронов внутри резонатора учитывается только в виде пролетного множителя $[\sin(kl/2)/(kl/2)]$, входящего в выражение для прироста энергии. Следовательно, реальный резонатор при этом может быть заменен бесконечно тонким промежутком с эквивалентным эффективным напряжением. Фазовые колебания в пределе бесконечно тонкого резонатора исследованы в [1,2], где показано, что в режимах с различным приростом энергии за оборот ($\Delta\gamma = \Omega$) фазовые траектории на плоскости $(\delta\gamma/\Omega, \delta\varphi)$ (где $\delta\gamma, \delta\varphi$ — отклонения энергии и фазы от равновесных значений) оказываются одинаковыми и с учетом нелинейных колебаний равновесную фазу φ_s следует выбирать в пределах 0.3–0.35. В [7], например, она выбрана равной 0.35, а в [20] — 0.314. Окончательный выбор равновесной фазы тем не менее определяется не только шириной области фазовой устойчивости на дальних орбитах, но и условиями инжекции и движения электронов на нескольких первых орбитах (т.е. выбранным режимом ускорения). В наших расчетах везде далее принято $\varphi_s = 0.35$.

На следующем этапе проводится поиск оптимальных условий инжекции. Параметром оптимизации здесь уже выступает коэффициент фазового захвата k_φ . Прежде всего заметим, что вследствие горизонтальной фокусировки электронов однородным магнитным полем можно отказаться от дополнительной горизонтальной фокусировки пролетными отверстиями, выбрав их сильно вытянутыми по горизонтали. Тогда из числа параметров выпадают размеры b', b'' и их общее число сокращается до пяти: l, x_0, Ω, a', a'' . Теперь при расчете режимов можно использовать формулы (9) для описания возмущенного поля резонатора.

Процедура последовательных приближений при оптимизации по этим пяти параметрам заключается в следующем. В усеченном пространстве (l, x_0, Ω) при затравочных значениях a', a'' (в нулевом приближении) проводится поиск областей с большим фазовым захватом k_φ . В точке с максимальным фазовым захватом далее проводится оптимизация размеров

отверстий a' , a'' по максимуму вертикального размера катода, при котором все эмиттированные в интервале $\Delta\varphi_0$ электроны достигают последней орбиты. Для выбранных значений a' , a'' расчет областей фазового захвата производится заново, и т.д. Ниже мы приведем результаты расчета значений коэффициента захвата в первом приближении.

Результаты численного расчета

Для проверки описанной методики в качестве отправного был использован режим $l = 1.07$, $x_0 = 1.7$, $\Omega = 1.2$ в первом типе ускорения с инжекцией в дальних отрицательных начальных фазах [8]. Дальнейшая оптимизация параметров проводилась только при одном значении l , но в широкой области вариации параметров x_0 , Ω .

Тем не менее, чтобы не отбрасывать возможность оптимизации по l , можно, например, поступить следующим образом. Для найденных в нулевом приближении значений a' , a'' построить две поверхности: $k_\varphi(x_0, \Omega)$ и $k_b(x_0, \Omega)$, где k_b — коэффициент вертикального захвата (он определяется как отношение y_{\max}^+ / y_0 максимального вертикального смещения точки эмиссии от медианной плоскости, при котором электроны из интервала фазового захвата $\Delta\varphi_0$ достигают последней орбиты, к вертикальному полуразмеру катода). Точки максимумов на этих поверхностях, вообще говоря, в первом приближении для заданного l не совпадают. Однако путем малого изменения l можно добиться улучшения вертикального захвата в точке максимума $k_\varphi(x_0, \Omega)$. Ниже использован другой, более наглядный способ оптимизации l , требующий меньшего числа вычислений. Его обсуждение оставим до момента рассмотрения графиков вертикального движения.

Численное интегрирование уравнений движения проведено методом Рунге-Кутты до последней 17-й орбиты. В безразмерных обозначениях [4] уравнения движения в резонаторе имеют вид

$$\frac{d\beta}{d\varphi} = \frac{\Omega}{\gamma} \{ \epsilon - \beta(\beta\epsilon) + [\beta\mathbf{h}] \}, \quad \frac{d\gamma}{d\varphi} = \Omega(\beta\epsilon), \quad (14)$$

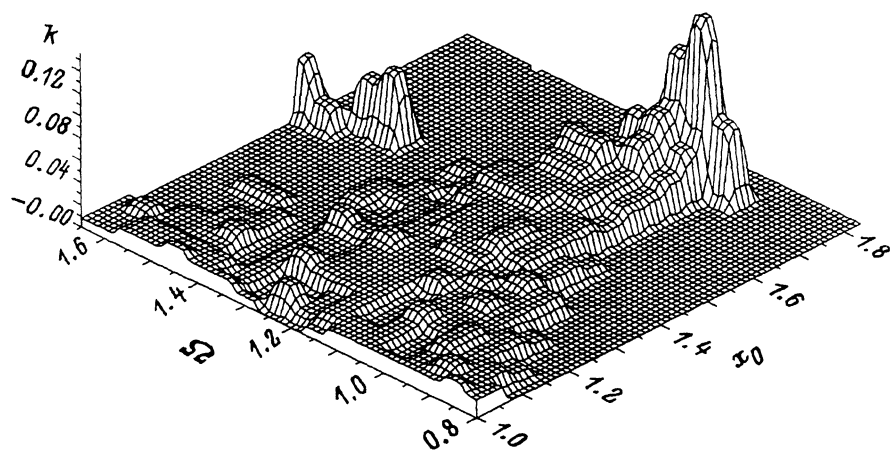
где $\epsilon = \mathbf{E}/H_0$, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H_0$, H_0 — постоянное магнитное поле микротрона.

В расчете положено, что начальная скорость эмиттируемых электронов равна нулю, а первоначальный пролет до средней скорости резонатора происходит в невозмущенном поле. Вне резонатора, при $|z| > (l/2 + 3a)$, т.е. за пределами области провисания поля в пролетные отверстия, траектория электронов считалась круговой. Для ускорения счета на каждом обороте контролировались фазовые отклонения $\delta\gamma_n$, $\delta\varphi_n$, и если они выходили за пределы эллипса фазовой устойчивости (см., например, [7]), то соответствующие начальные фазы отсеивались. Дополнительно учитывались условия огибания внешней боковой поверхности резонатора и ограничение пучка апертурой пролетных отверстий.

Границы интервала фазового захвата отыскивались путем пробного перебора начальных фаз φ_0 при регуляризации поиска методом вложенных отрезков. При этом учитывалась возможность появления двусвязных интервалов захвата.

Результаты расчета коэффициента фазового захвата $k_\varphi(x_0, \Omega)$ в случае идеализированного резонатора с пронизываемыми для электронов стенками и невозмущенным полем приведены на рис. 3,а. На рис. 3,б тот же

а



б

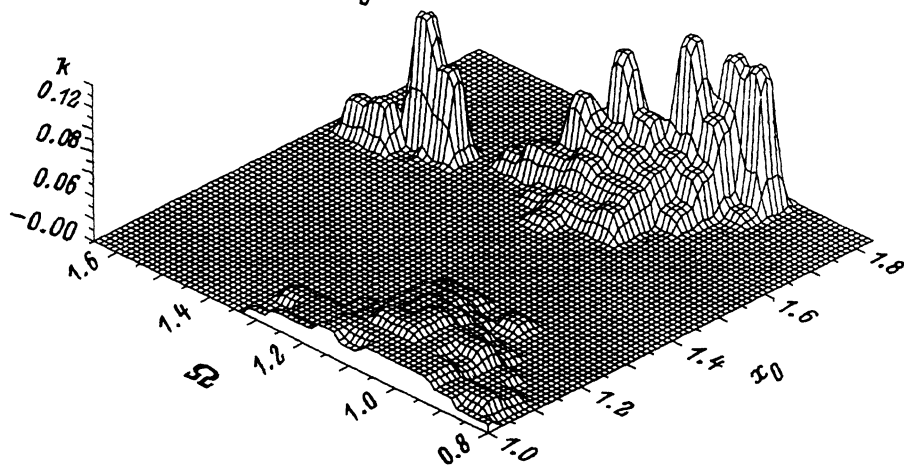


Рис. 3. Поверхность коэффициентов фазового захвата $k_{\varphi}(x_0, \Omega)$ в случае невозмущенного резонатора с проникаемыми для электронов стенками (при условии огибания резонатора на первой орбите) (а) и в случае возмущенного резонатора с длинными щелевыми пролетными отверстиями, полуширины которых $a' = 0.21$ и $a'' = 0.12$ (б).

расчет (в первом приближении) выполнен для случая резонатора, возмущенного щелевыми пролетными отверстиями. Изрезанность поверхности $k_{\varphi}(x_0, \Omega)$ вызвана тем, что сканирование в плоскости (x_0, Ω) проведено с относительно большим шагом, который однако выбран в несколько раз меньшим, чем в работах [18,19]. Интересно, что коэффициенты фазового захвата в промежуточных точках и в областях плоскости (x_0, Ω) , не охваченных расчетом в работах [18,19], оказываются значительно большими. Основные различия фазовых поверхностей на рис. 3, а, б заключаются, во-первых, в том, что абсолютные максимумы k_{φ} не совпадают по ве-

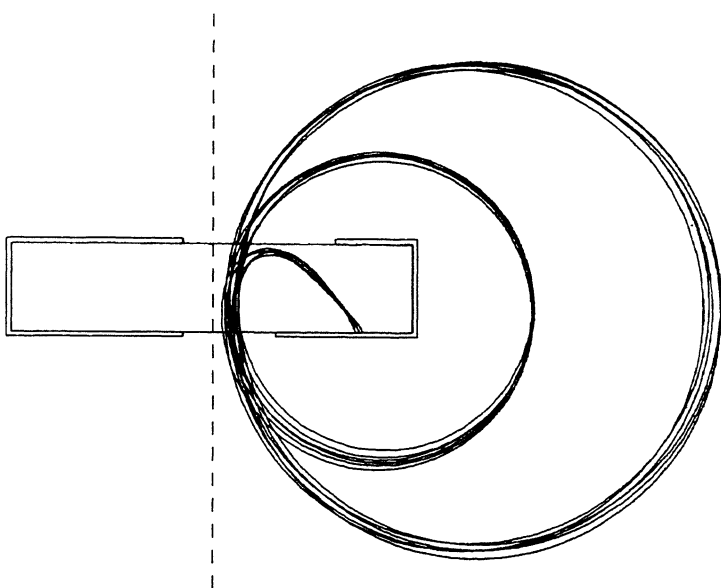


Рис. 4. Траектории электронов, фазы вылета которых соответствуют крайним фазам из интервала фазового захвата $\Delta\varphi_0(x_0, \Omega)$ (при $\Omega = 1.1$), взятого в отдельности для каждой точки x_0 протяженного катода ($x_{0cp} = 1.746$, $\Delta = 0.18$).

личине и в случае *б* они смещены в область больших x_0 и меньших Ω . Во-вторых, практически сплошная область захвата (в случае *а*) разбивается на отдельные участки (в случае *б*), происходит перераспределение соотношений коэффициентов захвата на различных участках.

На рис. 4 приведены траектории электронов в медианной плоскости при различных начальных фазах из интервала $\Delta\varphi_0(x_0 = 1.746, \Omega = 1.1)$, соответствующего максимальному захвату. Практически первых несколько орбит достаточно, чтобы обозначить положение захватываемого в ускорение пучка и выбрать горизонтальные размеры пролетных отверстий. Напомним, что пролетные отверстия должны быть достаточно вытянуты по горизонтали с тем, чтобы в той области, где проходит пучок, имитировать длинные узкие щели. В экспериментах, описанных ниже, длины пролетных щелей выбраны так, чтобы края соответствующей щели в медианной плоскости отстояли от крайних траекторий из интервала фазового захвата на ширину щели $2a$.

На рис. 4 в масштабе показаны горизонтальные размеры щелей, использованные при экспериментальной проверке. Обратим внимание на то, что входная щель в одном направлении вытянута относительно пересекающего ее пучка существенно сильнее, чем в другом. Сделано это с тем, чтобы сохранить влияние возмущенного поля резонатора на “макушку” пучка на инжекционной орбите (точка разворота пучка). Обычно отверстия в резонаторах прорезают так, что напротив точки разворота находится металлическая стенка, к которой силовые линии электрического поля подходят нормально и поэтому дополнительной фокусировки не производят. Влияние возмущенного поля резонатора на пучок вблизи точки разворота на инжекционной орбите является новым обстоятельством

ством, на которое до сих пор не обращалось внимание. Поэтому обсуждение этого вопроса вынесем в качестве отдельного пункта.

Фокусировка пучка на инжекционном полуобороте

В матричной теории вертикальной устойчивости воздействие полей в пролетных отверстиях на движение электронов относят только к моменту пересечения плоскости отверстий [3]. В рамках такого представления не может быть рассмотрен инжекционный полуоборот, где пучок разворачивается после расстройки внутри резонатора и воздействию со стороны входного отверстия, представленного в виде тонкой линзы, не подвергается. При такой постановке задачи в невозмущенном поле резонатора в первом типе ускорения пучок испытывает сильную дефокусировку высокочастотным магнитным полем и дополнительно дефокусируется выходной линзой-отверстием. В результате дефокусировки после огибания резонатора на первой орбите пучок значительно обрезается апертурой входного пролетного отверстия. Расчетный график вертикального движения вдоль траектории для этого случая приведен на рис. 6,а.

Потери пучка на первой орбите относительно полного числа инжектированных электронов при таком расчете составляют $\sim 80\%$ для катода диаметром 3 мм. В работе [18] проводились исследования вертикальных потерь для катода размером 1.5×1.5 мм, которые на первой орбите составили $\sim 50\%$. При этом общий коэффициент токового захвата на 12-й орбите в лучшем случае оказывался равным 3-5%.

Вертикальные потери можно снизить, если на инжекционном полуобороте использовать фокусирующее воздействие возмущенного электрического поля (около входной пролетной щели) на пучок вблизи точки разворота. При этом удается компенсировать дефокусировку высокочастотным магнитным полем.

На рис. 5 приведены результаты расчета поверхности коэффициентов вертикального захвата k_v (в первом приближении, для катода полным вертикальным размером $2y_0 = 0.18$) в сечении $l = 1.042$, $x_0 = 1.746$, $\Omega = 1.1$, соответствующем максимуму фазового захвата k_φ . Расчет проведен при инжекции в начальной фазе φ_0 , соответствующей середине интервала фазового захвата $\Delta\varphi_0(l, x_0, \Omega)$ (в первом приближении), и при интегрировании уравнений движения до 17-й орбиты.

Вообще говоря, для произвольной начальной фазы из интервала $\Delta\varphi_0$ наилучшая комбинация a' , a'' , выбранная из рис. 5, может оказаться неподходящей и приводить к раскачке вертикальных колебаний. Тогда для выбранных a' , a'' формально следовало бы провести повторный расчет $k_\varphi(l, x_0, \Omega)$ и для значений l , x_0 , Ω , соответствующих максимуму k_φ , заново просчитать поверхность $k_v(a', a'')$. Однако если воспользоваться тем, что вариация толщины резонатора l приводит к сильному изменению вертикальной фокусировки на инжекционном полуобороте и практически незначительно изменяет фазовый захват, то более просто в этой ситуации подобрать l так, чтобы оптимизировать условия вертикального движения для всех электронов из интервала фазового захвата, инжектированных с протяженного катода.

Для некоторых комбинаций a' , a'' , при которых $k_v \approx 100\%$, на рис. 6,б-г построены графики вертикального движения вдоль траекторий электронов с начальными фазами, соответствующими краям интервала фазового

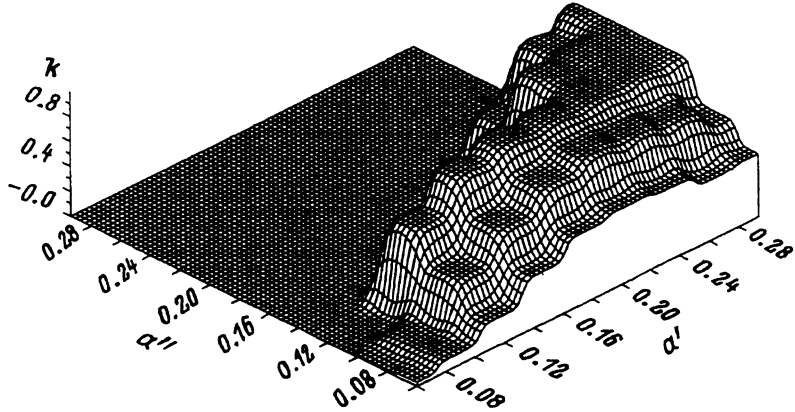


Рис. 5. Поверхность коэффициентов вертикального захвата $k_v(a', a'')$ для режима $l = 1.042$, $x_0 = 1.746$, $\Omega = 1.1$.

захвата $\Delta\varphi_0$. Видно, что более плавной (без резких изломов) и стягивающей траектории в один жгут является фокусировка более широкими щелями. Из практических соображений, подходящую комбинацию a' , a'' следует выбирать из тех, в которые входят наиболее узкие щели, поскольку СВЧ излучение через узкие щелевые отверстия во внешнюю область резонатора меньше и такие щели меньше подвержены пробоям на краях. Учитывая эти соображения, мы выбрали комбинацию $a' = 0.205$, $a'' = 0.117$, для которой на рис. 6, д приведены траектории электронов на первых 12 орбитах. Видно, что амплитуды вертикальных колебаний практически совпадают с величиной начального смещения частиц от медианной плоскости и для выбранных размеров катода и отверстий большая часть пучка не может быть описана параксиальной электронной оптикой.

При численном интегрировании уравнений движения для непараксиальных электронов обнаруживается, что режим вертикальной фокусировки с большой амплитудой вертикальных колебаний (когда уже нельзя ограничиться линейными членами в разложении поперечной компоненты поля около центров пролетных отверстий при заданной точности расчета) становится довольно чувствительным к фазовому движению. Особенно это проявляется для частиц, инжектированных в начальных фазах, соответствующих краям интервала фазового захвата. Дальнейшее фазовое движение таких частиц происходит вблизи сепаратрисы эллипса фазовой устойчивости, и амплитуда фазовых колебаний при этом велика. Это приводит к вариациям фокусирующего воздействия со стороны резонатора и пролетных отверстий от оборота к обороту, которые становятся еще более резкими при увеличении амплитуды поперечных колебаний. В конечном счете происходят нарушение вертикальной устойчивости и выбывание частиц из процесса ускорения. Это реально приводит к сужению интервала фазового захвата $\Delta\varphi_0$ для электронов, инжектированных с вертикальным смещением от медианной плоскости.

Тот факт, что эффективность вертикальной фокусировки возмущенным полем резонатора при фиксированных l , φ_s , a' , a'' сильно варьируется в плоскости (x_0, Ω) , показан на рис. 7. Здесь приведена поверхность вертикального захвата k_v для электронов, эмиттированных в фазе, со-

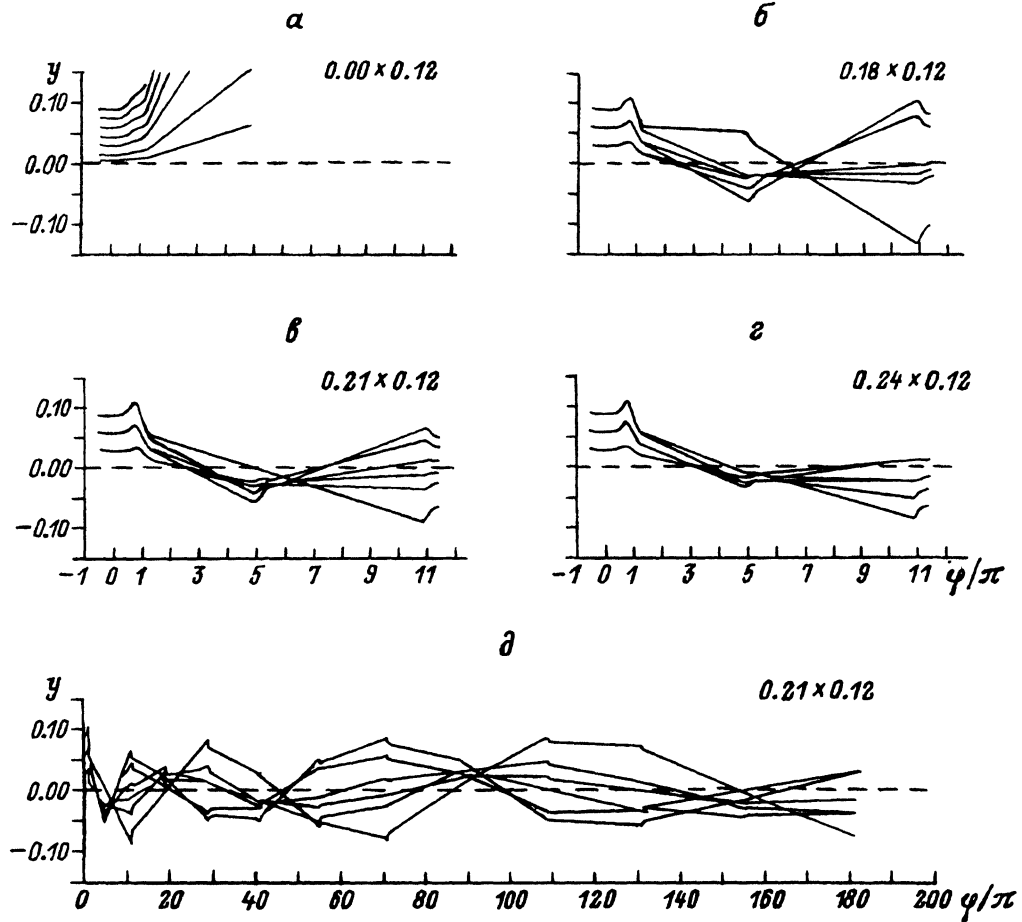


Рис. 6. Вертикальное движение электронов в микротроне.

По оси x отложена фазовая длина траектории, по оси y — вертикальное отклонение от медианной плоскости (пунктир). Траектории рассчитаны для случаев резонатора без входной пролетной щели при начальной фазе $\varphi_0 = -1.2$, выбранной в центре интервала фазового захвата, соответствующего режиму $l = 1.042$, $x_0 = 1.746$, $\Omega = 1.1$ (а) и резонатора с щелевыми пролетными отверстиями (комбинация полуширин которых (a' , a'') указана в правом верхнем углу каждого рисунка), здесь для каждой стартовой точки проведены две траектории, начальные фазы которых соответствуют концам интервала фазового захвата $[-1.5, -0.98]$ (б-д).

ответствующей центру интервала захвата $\Delta\varphi_0(x_0, \Omega)$ для каждой точки в отдельности. Интегрирование уравнений движения проведено, как и везде, до последней орбиты.

Карта полного расчетного коэффициента захвата $k_n = k_p k_b$ (без учета эффекта Шоттки) в той области поверхности (x_0, Ω) , которая представляет практический интерес, приведена на рис. 8. Эти результаты были использованы при выборе положения реального катода конечных размеров. Максимальным при этом должен получаться интегральный коэффициент

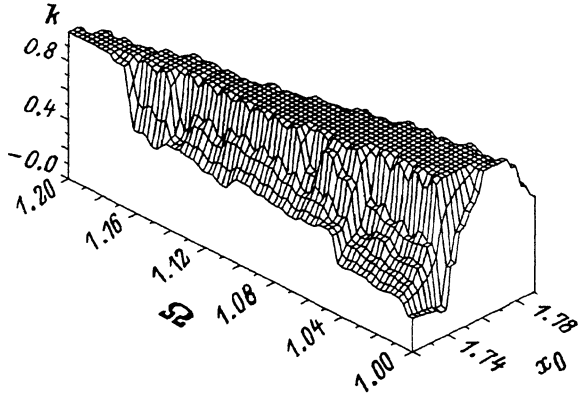


Рис. 7. Поверхность коэффициентов вертикального захвата $k_B(x_0, \Omega)$ для режима $l = 1.042$, $a' = 0.21$, $a'' = 0.12$.

захвата, усредненный по всей поверхности катода

$$\langle k_{\text{п}} \rangle = \frac{1}{\Delta} \int_{x_0 - \Delta/2}^{x_0 + \Delta/2} k_{\text{п}} dx. \quad (15)$$

После интегрирования находим, что наибольший полный захват для катода шириной $\Delta = 0.06$ (в медианной плоскости) достигается при размещении его центра в точке $x_0 = 1.755$. Рассчитанная для этого случая зависимость интегрального коэффициента захвата $\langle k_{\text{п}} \rangle$ от магнитного поля приведена на рис. 9.

Экспериментальные результаты

В экспериментах применялся резонатор, настроенный на частоту 2.8 ГГц, в котором пролетные отверстия в горизонтальном направлении были прорезаны в соответствии с рис. 4 ($-0.35 < x' < 1.47$, $1.35 < x'' < 0.76$), а параметры режима ускорения выбраны следующими: $l = 1.042$, $x_0 = 1.755$, $\Omega = 1.1$, $a' = 0.205$, $a'' = 0.117$. Стенки резонатора около пролетных отверстий утоньшались до 1 мм на расстоянии $2a$ по каждую сторону от длинных краев щелей. В противном случае для описания особенности электромагнитного поля на краях пролетных отверстий более подходила бы аппроксимация распределением вблизи прямоугольного проводящего клина (толщина стенок резонатора обычно составляет ~ 8 мм).

В качестве эмиттера использовался катод косвенного накала из штабика LaB_6 , зажатого в танталовый держатель. Боковая поверхность штабика при этом осталась открытой. Эмиттирующая поверхность вырезана в форме прямоугольника размером 3×1 мм и ориентирована большей стороной перпендикулярно медианной плоскости микротрона (т.е. $2y_0 = 3$ мм). Зазор между катодом и катодным отверстием выдерживался равным ~ 0.1 мм. Максимальный импульсный эмиссионный ток, снимаемый с катода, составлял ~ 1.4 А, а все приводимые ниже характеристики соответствуют току эмиссии 1 А.

Окончательная настройка резонатора заключалась в точном подборе его толщины. Кривая зависимости коэффициента токового захвата

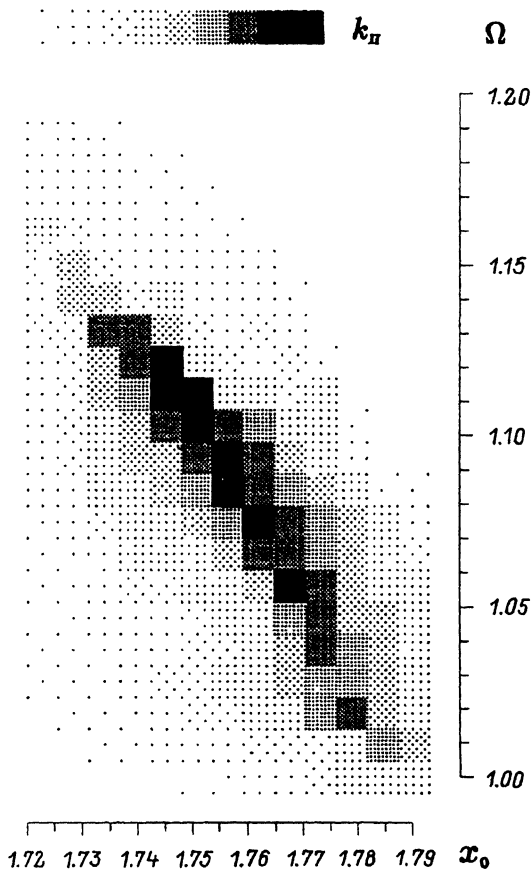


Рис. 8. Карта полного коэффициента захвата $k_T(x_0, \Omega)$ для режима $l = 1.042$, $a' = 0.21$, $a'' = 0.12$.

на последней орбите $k_T(l)$, полученная при настройке резонатора, приведена на вставке к рис. 9. Характерная относительная расстройка по полувысоте кривой составляет $\sim 3\%$. Максимум коэффициента захвата приходится на значение $l = 1.056$, что на 1.2% больше расчетного значения $l = 1.042$.

Этот способ настройки резонатора впервые был использован в работе [21], в которой исследовано влияние третьей гармоники поля на захват в микротроне. В отличие от широко используемого метода подбора размеров пролетных отверстий [4,18,19] варьирование только одного параметра значительно упрощает процедуру настройки. Тем более, что, согласно изложенным выше представлениям о механизме влияния параметров l и a' , a'' на захват, эти два способа окончательной настройки резонатора практически эквивалентны (сводятся к подбору степени перекрытия инжекционного полуоборота возмущенным полем).

После настройки резонатора в микротроне с 17 орбитами получен импульсный ток до 60 мА (усредненный по импульсу длительностью 2.5 мкс) при коэффициенте захвата $k_T = 6\%$. Энергия электронов на последней орбите составляла ~ 10 МэВ. На рис. 9 точками отмечены эксперименталь-

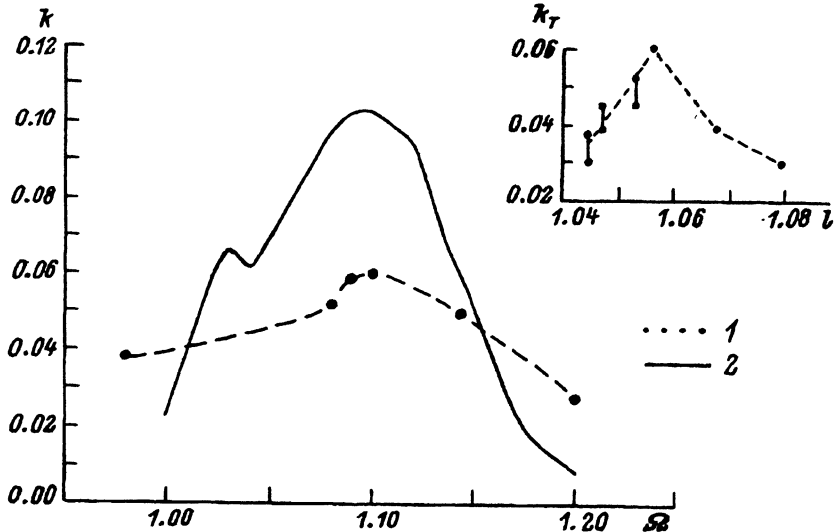


Рис. 9. Экспериментальная зависимость коэффициента токового k_T (1) и расчетная зависимость полного интегрального захвата $\langle k_n \rangle$ (2) (для катода размером 0.06×0.18) при изменении постоянного магнитного поля микротрона (Ω). На вставке зависимость коэффициента захвата от толщины резонатора, снятая при экспериментальной настройке на оптимальный режим вертикальной фокусировки.

ные результаты зависимости токового захвата от ведущего магнитного поля.

Снижение токового коэффициента захвата k_T по сравнению с расчетным k_n , на наш взгляд, связано с тем, что СВЧ поле, проникающее в катодный узел, вызывает дополнительный эмиссионный ток с открытой боковой поверхности катода на стенки катодного отверстия. Этот паразитный ток в наших опытах, по-видимому, является основной причиной расхождения полученных из эксперимента значений коэффициента захвата с расчетом.

В эксперименте пучок также выводился из ускорителя через дюралевую вакуумную заглушку толщиной ~ 1 мм на расстоянии ~ 1 м от входа в выводной канал [22] и наблюдался на люминофоре. Оказалось, что горизонтальный размер пучка примерно в 3 раза меньше, чем для наилучших размеров отверстий, подобранных экспериментально [18]. Размер пучка на люминофоре после дюралевой заглушки составил 15×7 мм.

Заключение

То обстоятельство, что для целей динамической фокусировки в цилиндрическом резонаторе микротрона применяются асимметричные пролетные отверстия (чаще всего дополнительно сдвинутые относительно оси резонатора), существенно усложняет точный электродинамический расчет распределения поля в резонаторе. Поэтому расчет режимов ограничивают приближением невозмущенного поля при учете пролетных отверстий в виде тонких динамических линз. Однако, основываясь на результатах настоящей работы, можно сделать вывод, что при расчетной оптимизации параметров микротрона неизбежно придется использовать точное электродинамическое описание поля в резонаторе.

Точное описание резонатора прежде всего оказывается важным при рассмотрении процессов инжекции. В обоих типах ускорения [6] инжекционный полуоборот сильно растянут в поперечном направлении по отношению к оси резонатора, и поэтому понятно, что возмущение поперечного распределения поля наиболее существенно сказывается именно на инжекционном полуобороте пучка внутри резонатора.

Интегрирование уравнений движения в поле резонатора, возмущенном пролетными отверстиями, показывает, что области фазового захвата смещаются в пространии параметров микротрона в зависимости от величины этого возмущения. Одновременно со смещением изменяется размер областей захвата, изменяются пиковые и средние (для катода конечных размеров) значения коэффициента захвата. Горизонтальное движение частиц в микротроне также претерпевает изменения. Оказывается, что положение дальних орбит относительно оси резонатора при расчете движения в возмущенном СВЧ поле заметно смещается по сравнению с расчетом в невозмущенном поле. Это смещение происходит от оси резонатора в сторону катода (что совпадает с экспериментальными наблюдениями [18]).

Наиболее существенно возмущение поля резонатора пролетными отверстиями сказывается на вертикальном движении. Основные потери электронов обычно происходят вследствие их дефокусировки на инжекционной орбите и обрезания пучка вертикальной апертурой пролетных отверстий. Однако правильный подбор размеров отверстий или толщины резонатора, основанный на использовании воздействия возмущенного СВЧ поля на пучок электронов при инжекции, позволяет сформировать ускоренный пучок с минимальной амплитудой вертикальных колебаний (в данном случае ~ 1.2 мм для катода размером 3 мм). На дальних орбитах потери электронов (из интервала фазового захвата) происходят в основном из-за изменения условий вертикальной фокусировки от орбиты к орбите с учетом фазового движения частиц.

Экспериментально показано, что уменьшение амплитуд вертикальных колебаний позволяет улучшить прохождение пучка до последней орбиты, а в перспективе увеличить общее число орбит. При этом также уменьшаются возмущения фазового движения и соответственно наблюдается уменьшение угловой расходимости выведенного пучка. Уменьшение эмиттанса и увеличение тока пучка делает перспективным использование микротрона в прикладных задачах, где предъявляются повышенные требования к качеству пучка. В частности, настоящая работа была стимулирована задачей применения микротрона в качестве источника электронов для ЛСЭ.

В заключение автор выражает признательность А.Б. Маненкову и Г.Д. Богомолу за полезные обсуждения, С.П. Капице и В.Н. Мелехину за поддержку работы.

Список литературы

- [1] Коломенский А.А. // ЖТФ. 1960. Т. 30. Вып. 9. С. 1347-1354.
- [2] Henderson C., Heyman F.F., Jennings R.E. // Proc. Phys. Soc. B. 1953. Vol. 66. Pt 8. N 404B. P. 654-664.
- [3] Мелехин В.Н. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 2. С. 622-624.
- [4] Капица С.П., Мелехин В.Н. Микротрон М.: Наука, 1969. 209 с.
- [5] Быков В.П. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. Вып. 6. С. 1658-1666.
- [6] Капица С.П., Быков В.П., Мелехин В.Н. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. Вып. 4. С. 997-1000.

- [7] Капица С.П., Быков В.П., Мелехин В.Н. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. Вып. 2. С. 368–384.
- [8] Мелехин В.Н. Электроника больших мощностей. Вып. 5. М.: Наука, 1968. С. 228–237.
- [9] Фельд Я.Н. // ДАН СССР. 1946. Т. 53. № 7. С. 619–622.
- [10] Левинсон И.Б., Фридберг П.Ш. // ДАН СССР. 1964. Т. 158. № 5. С. 1064–1067.
- [11] Левин Л. Современная теория волноводов. М.: ИЛ, 1954. 197 с.
- [12] Заргано Г.Ф., Лерер А.М., Ляпин В.П., Синяевский Г.П. Линии передачи сложных сечений. Ростов-на-Дону, 1983. 319 с.
- [13] Митра Р. Вычислительные методы в электродинамике. М.: Мир, 1977. 485 с.
- [14] Вайнштейн Л.А., Петрусевич Ю.М., Прозорова Л.А. // Электроника больших мощностей. Вып. 2. М.: Изд-во АН СССР, 1963. С. 98–108.
- [15] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Электродинамика сплошных сред. Т. 8. М.: Наука, 1982. С. 37–49.
- [16] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
- [17] Кузьмин Р.О. Бесселевы функции. Л., 1935. 242 с.
- [18] Мелехин В.Н. Канд. дис. М., 1963. 170 с.
- [19] Луганский Л.Б. Канд. дис. М., 1970. 126 с.
- [20] Bizzarri U., Messina G., Mola A. et al // Nucl. Instr. and Meth. 1987. Vol. B29. P. 573–578.
- [21] Беловинцев К.А., Левонян С.В., Серов А.В. Препринт ФИАН. № 172. М., 1979.
- [22] Лукьяненко Э.А. Дипломная работа. М., 1963. 43 с.

Институт физических проблем
Москва

Поступило в Редакцию
28 ноября 1990 г.
В окончательной редакции
23 сентября 1991 г.