

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ С КРИВОЛИНЕЙНЫМ ДВИЖЕНИЕМ ДЛЯ ПРИБОРОВ ТИПА ЛСЭ И МЦР

Б. П. Ефимов, А. Н. Кулешов

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: yefimov@ire.kharkov.ua

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований за последние годы по формированию криволинейно движущихся электронных потоков в ондуляторе Мотца и магнетронно-инжекторных пушках при низких ускоряющих напряжениях. Приведен траекторный анализ движения электрона в формирующих системах в зависимости от соотношения продольной и поперечной компонент магнитного поля, выяснено влияние переходной зоны фокусировки (адиабатического ввода электронного пучка) на качество формирования электронного потока в рабочем пространстве. Рассмотрены осциллограммы шумового излучения из области взаимодействия формирующих систем для различных электрических режимов. Показана возможность создания источников магнитотормозного излучения при низких ускоряющих напряжениях порядка нескольких киловольт. Ил. 15. Библиогр.: 39 назв.

Ключевые слова: магнитная формирующая система, траектория электрона, ондулятор Мотца, магнетронно-инжекторная пушка, адиабатический ввод.

Широкий класс усилителей и генераторов миллиметрового (мм) диапазона основан на использовании механизма индуцированного черенковского излучения (ЛБВ, ЛОВ, магнетроны) или индуцированного переходного излучения (клистроны и др.). В этих электронно-вакуумных приборах электроны двигаются прямолинейно; даже если траектория электронов и не строго прямолинейна, то это отличие не существенно для механизма излучения. Их общим недостатком в коротковолновых диапазонах волн является использование замедляющих систем, т. е. среды с показателем преломления большим единицы и электронного пучка, расположенного вблизи ее поверхности на расстояниях, по порядку величины не превышающих длину волны.

В другом классе приборов, называемых мазерами на циклотронном резонансе (МЦР) [1], механизм когерентного индуцированного излучения связывают с фазовой группировкой осцилляторов, в качестве которых выступают электроны, в поле излучения. Выгодным преимуществом МЦР среди обычных электронных приборов является отсутствие замедляющих систем, а среди квантовых приборов – возможность перестройки рабочей частоты в весьма широких пределах. Однако несмотря на высокую выходную мощность и возможность работы МЦР на высших гармониках циклотронной частоты они имеют ограничение по генерируемой длине волны.

Более коротких длин волн с широкой перестройкой добиваются с помощью релятивистских лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Как известно, принцип действия ЛСЭ основан на излучении электромагнитных волн движущимся электронным осциллятором (или потоком таких осцилляторов), частота излучения которого опреде-

ляется эффектом Доплера [2] $\omega - k\vec{v}_z = s\Omega$, где обозначено: $k = \omega/v_z$ – значение волнового вектора электромагнитного поля; v_z – скорость распространения электромагнитной волны в среде (в вакууме $v_z = c$); c – скорость света; v_z – скорость электрона; Ω – частота и s – номер пространственной гармоники осциллятора. В. Л. Гинзбург в 1947 г. впервые указал на возможность использования излучения электронных осцилляторов для получения очень коротких электромагнитных волн [2]. Впоследствии устройства, основанные на индивидуальном или коллективном (индуцированном) излучении свободных электронов, соответственно получили название «мазер» (в СВЧ и мм диапазонах) или ЛСЭ в субмиллиметровых (субмм) и более коротковолновых диапазонах. Заставить электрон осциллировать (колебаться с частотой Ω) можно различными способами, используя пространственно-периодические статические электрические и магнитные поля либо электромагнитные волны. Были предложены, созданы и исследованы различного вида ЛСЭ, которые отличаются разновидностью электронных осцилляторов, механизмом излучения электронов и в которых выполняется доплеровское условие. В частности, к ЛСЭ относятся: H - и E -убитроны, МЦР, гиротрон, нерелятивистские и релятивистские ГДИ [3-6], строботрон, сильноточные ЛСЭ черенковского типа (включая РЛБВ, РЛОВ, Р-магнетрон) и другие устройства. В теоретической работе [5] в приближении заданного тока определены условия и характеристики излучения, возбуждаемого модулированным ондуляторным электронным потоком, движущимся в свободном пространстве и вблизи дифракционной решетки.

В настоящее время описанию принципов действия ЛСЭ, их конструкций, режимов работы, а также физических процессов рассеяния волн на релятивистских пучках свободных электронов посвящено значительное количество статей, монографий и обзоров [7-11]. Последние посвящены как релятивистским ЛСЭ, работающим в одночастичном режиме взаимодействия на слаботочных пучках и высоких энергиях электронов (десятки мега электрон-вольт), так и ЛСЭ с малой энергией на сильноточных пучках с концентрацией электронов 10^9-10^{12} см⁻³ в режиме коллективного взаимодействия. Так называемые гибридные режимы ЛСЭ – МЦР [7] наглядно начинают проявляться именно при малых энергиях электронов и больших плотностях токов в ведущем магнитном поле. Этому факту посвящены работы, выполненные на ЛСЭ с малой энергией электронов. В работе Капони и др. [8] эксперименты проводились на виглере с бифилярной катушкой и периодом 2,5 см и внешним ведущим магнитным полем при энергиях электронов 80-100 кэВ. В режиме самовозбуждения зафиксировано три моды, на которых наблюдалось излучение: две моды пространственного заряда и одна – циклотронная.

Слаборелятивистский ЛСЭ с ускоряющим напряжением до 150 кВ на основе магнитотормозного излучения криволинейно движущихся электронных потоков разработан Филлипсом [12].

В данной работе рассматриваются возможные пути генерации СВЧ излучения пучками свободных электронов, движущихся по криволинейным траекториям с малыми скоростями. Эффект магнитотормозного излучения достигается за счет значительного искривления траектории электронного пучка, когда амплитуда отклонения электрона от оси магнитной системы (ондулятора) сравнима или больше его пространственного периода. При этом увеличение кривизны траектории существенно влияет на интенсивность излучения. В первой части работы рассмотрены процессы формирования электронных траекторий в модели ондулятора Мотца с использованием продольной компоненты магнитного поля, что позволяет реализовать траекторию движения электрона, близкую к системам МЦР и убитрона [13]. Первичный анализ движения электронов в указанной модели проведен в работе [14]. Первая часть нашей работы продолжает теоретическое и экспериментальное исследование вышеназванной модели, набор высших гармоник циклотронных частот которой дает возможность интенсивного излучения при малых магнитных полях и ускоряющих напряжениях, а также изучение механизма спонтанного магнитотормозного излучения. Во второй части рассмотрена модель магнитной периодической фокусирующей системы

(МПФС) с реверсом поля для возмущения электронного пучка и возбуждения радиационного излучения [15]. В третьей части представлены результаты формирования полых винтовых электронных потоков (ВЭП) с помощью пушек типа Кайно [16] и магнетронно-инжекторных пушек в адиабатически нарастающих магнитных полях.

1. Ондуляторное движение и излучение электронных потоков с малыми энергиями. Рассматриваемая модель ондулятора Мотца, помещенного в продольное магнитное поле, позволяет реализовать траекторию движения электрона, близкую к системам типа МЦР и убитрон, где возможна интенсивная взаимная «перекачка» энергии частиц из поперечного движения в продольное и наоборот. Сложная динамика поведения электронов в таких полях гарантирует набор высших гармоник циклотронных частот, на которых появляется возможность интенсивного излучения при малых магнитных полях и ускоряющих напряжениях. Изменяя скорость электронного луча и соотношение H_{\perp}/H_{\parallel} , можно влиять на параметры излучения. Интенсивность излучения электронного пучка определяется из изменений полного ускорения частицы вдоль ее траектории, что можно получить из уравнения движения

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -e\vec{E} - \frac{e}{c} \left[\vec{v} \times \vec{H} + \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{\vec{v}} \right]. \quad (1)$$

Мощность излучения для одной частицы можно подсчитать по формуле Лармора [17]

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3} \dot{\vec{v}}^2. \quad (2)$$

Здесь W – энергия частицы. Для скоростей $v \ll c$ сила радиационного трения намного меньше внешней силы [17]. Из уравнения (1) вычисляется траектория движения частицы, ее скорость и ускорение и по формуле (2) определяется интенсивность излучения.

Для расчета траектории движения электрона рассмотрена модель ондулятора Мотца, помещенного в продольное магнитное поле B_0 , направленное вдоль координаты X . Магнитное поле в пространстве взаимодействия может быть записано в форме

$$\vec{B} = B_0 \vec{i} + B_1 \cos \bar{x} \vec{k}, \quad (3)$$

где $\bar{x} = \frac{2\pi x}{l_0}$; l_0 – период поперечного магнитного поля; B_0, B_1 – постоянные амплитуды; точкой влета считается $x = 0$, а пространство взаимодействия занимает область $x \geq 0$. Из уравнения движения электрона в такой системе и в случае сравнительно слабого поперечного поля, когда

$\frac{B_1}{B_0} \equiv \varepsilon \ll 1$, переходя к безразмерному времени

($\nu = \Omega_0 t$, $\Omega_0 = \eta B_0$, $\Omega_1 = \eta B_1$), получаем

$$\begin{cases} \frac{d^2 \bar{x}}{d\nu^2} = \varepsilon \frac{dy}{d\nu} \cos \bar{x}, \\ \frac{dy}{d\nu} = z - z_0 - \frac{\varepsilon l_0}{2\pi} \sin \bar{x}, \\ \frac{dz}{d\nu} = y_0 - y \end{cases} \quad (4)$$

и интегро-дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2 \bar{x}}{d\nu^2} = \frac{\varepsilon l_0}{2\pi} \times \left[\int_0^\nu \sin(\nu - \nu') \sin \bar{x}(\nu') d\nu' - \sin \bar{x} \right] \cos \bar{x}, \quad (5)$$

где $\bar{x}(0) = 0$, $\bar{x}'(0) = a$, $a = \frac{2\pi v_0}{\Omega_0 l_0}$.

Уравнение (5) допускает качественное исследование и асимптотическое аналитическое решение методом итераций. Из уравнений (4) и (5) методом Рунге-Кутты были вычислены проекции координат движения электрона, проекции его скорости и ускорения в зависимости от параметров a и ε (далее в тексте – параметры A и E). При этом параметр A варьировался от 0,5 до 1, что соответствовало ускоряющим напряжениям 1-10 кВ, а параметр E находился в пределах 0,1-0,5. Максимальное значение H_{\perp} составляло 500-600 Гс, H_{\parallel} – от 0 до 4000 Гс.

На рис. 1 представлены проекции траектории движения электрона (жирные линии соответствуют проекциям на плоскость XZ , тонкая линия – проекции на плоскость XY) для нескольких значений скоростей и магнитных полей. На рис. 2 для тех же параметров A и E показано движение электрона в трехмерном пространстве. Вдоль координаты X для наглядности указано количество периодов ондулятора – четыре.

Из представленных траекторий видно, что при постоянной абсолютной скорости электрона и с ростом поперечной компоненты магнитного поля H_{\perp} увеличивается пространственная амплитуда его движения, а сама форма траектории существенно деформируется, отдаленно напоминая гармоническое колебание. Такое движение электрона может быть с успехом использовано в реальных приборах для генерирования волн на высших гармониках циклотронной частоты. Наоборот, увеличение продольной компонен-

ты магнитного поля H_{\parallel} снижает амплитуду поперечного движения, а форма траектории приближается к гармонической. Этот режим выгодно использовать для одночастотного режима возбуждения.

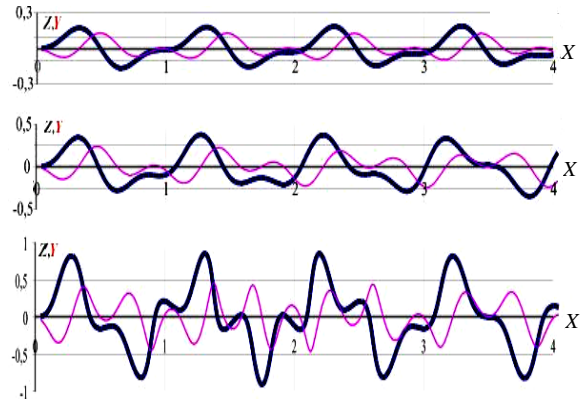


Рис. 1. Проекция траекторий движения частицы для ускоряющего напряжения $A=0,5$ при изменении параметра магнитного поля от $E=0,1$ до $E=0,5$

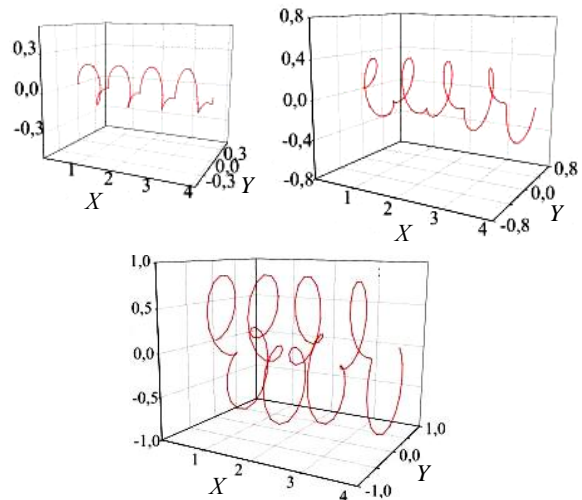


Рис. 2. Трехмерные траектории движения электрона в скрещенных H -полях для ускоряющего напряжения $A=0,5$ при изменении параметра магнитного поля от $E=0,1$ до $E=0,5$

Значительные деформации траектории электрона могут быть связаны с тем, что кроме быстрых движений заряженных частиц в неоднородных магнитных полях существует медленный дрейф [18], который тем существеннее, чем значительнее неоднородность поля. Медленный дрейф частицы осуществляется в перпендикулярном к силовым линиям поля направлении как при наличии поперечной скорости v_{\perp} , так и продольной v_{\parallel} .

Макет устройства для экспериментальных исследований, представляющий собой элек-

тронную пушку, трубку дрейфа с коллектором и ондулятором, размещался в зазоре между полюсами электромагнита в однородном продольном магнитном поле, величина которого могла изменяться в пределах 0-4000 Гс, что позволяло изменять величину параметра E . Два ряда плоско-параллельных пластин с встречной поляризацией (как показано стрелками на рис. 3) представляли собой ондулятор Мотца. Пластины были выполнены из интерметаллических соединений с редкоземельными элементами типа SmCo_5 , обладающих значительной магнитной энергией. Период ондулятора 10 мм, количество периодов 4. Ширина пролетного зазора 10 мм. Экспериментально измеренная величина поперечного магнитного поля в нем составила 500-600 Гс. Общая длина ондулятора вместе с согласующими устройствами для ввода электронного пучка равна 50 мм.

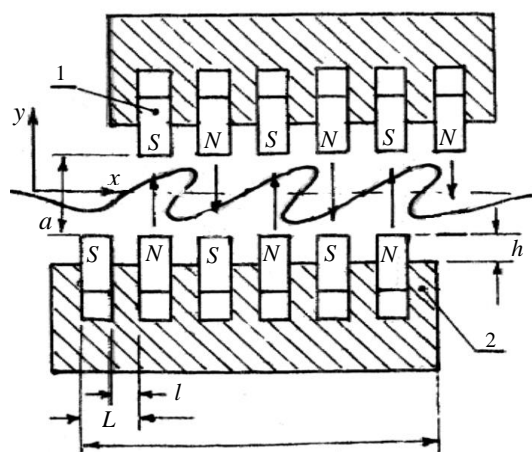


Рис. 3. Схематическое изображение ондулятора Мотца

Ускоряющее напряжение электронной диодной пушки варьировалось до 6 кВ, ток пучка не превышал 100 мА. Для целей адиабатической фокусировки электронного потока была предусмотрена специальная система ввода пучка в пространство дрейфа ондулятора и затем осуществлялась его дальнейшая транспортировка на коллектор. Пространственная амплитуда движения электронного потока регулировалась соотношением амплитуд продольного и поперечного магнитных полей (форма пучка показана на рис. 4).

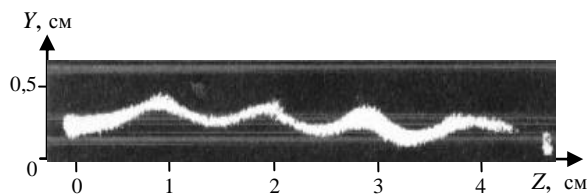


Рис. 4. Вид типичной траектории движения электронного потока в ондуляторе Мотца

Спонтанное излучение электронного пучка принималось дипольной антенной см диапазона и регистрировалось приемной аппаратурой. В диапазоне ускоряющих напряжений до 6 кВ на экране осциллографа было обнаружено несколько микроволновых резонансов, проявившихся в виде резкого увеличения (в 10-50 раз) амплитуды шумового сигнала по отношению к нерезонансному случаю. Появление резонансов зависело от соотношения изменяемых параметров: тока пучка, ускоряющего напряжения, глубины четвертьволнового щелевого резонатора ондуляторной конструкции. Осциллограммы шумового сигнала электронного пучка в вакууме и спонтанного излучения из пучка электронов, сформированного в ондуляторе Мотца, расположенного в однородном продольном магнитном поле, приведены на рис. 5.

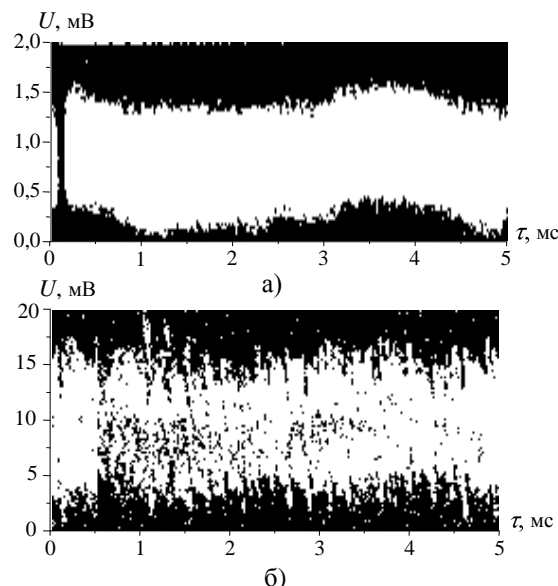


Рис. 5. Типичные осциллограммы шумового излучения электронного пучка из ондулятора Мотца для двух различных соотношений E : а) $E=0,1$; б) $E=0,4$

Как уже отмечалось, для помещенного в продольное магнитное поле и работающего в низковольтной области прибора с ондулятором характерны комбинированные режимы возбуждения. При таких режимах сложное пространственное движение электрона представляет собой суперпозицию двух движений: стандартное движение электрона в планарном ЛСЭ и вращение, вызванное наличием ведущего магнитного поля. В такой системе возможны резонансы на трех частотах: циклотронной ($\omega_{||}$), ондуляторной (ω_{und}), комбинации циклотронной и ондуляторной (ω_{\perp}) а также их гармониках. Этот факт нашел экспериментальное подтверждение, о котором сообщалось в работе [19]. Однако одночастичное при-

ближение, использованное в [19], не позволило дать объяснение всем обнаруженным в эксперименте резонансам. В действительности при малых ускоряющих напряжениях велико влияние волн пространственного заряда, а также черенковского механизма взаимодействия криволинейно движущегося пучка с пространственными гармониками волн ондуляторной периодической структуры в случае, когда его геометрические параметры допускают формирование поверхностных волн в диапазоне плазменной (ω_p) и циклотронной (ω_c) частот и их гармоник.

Нами рассматривается ондулятор с управляемой продольной компонентой магнитного поля для исследования эффектов рассеяния волн пространственного заряда на неоднородностях электронного пучка при наличии эффекта Вавилова – Черенкова. Этот эффект имеет место, когда продольная скорость криволинейно движущегося электронного потока совпадает с фазовой скоростью одной из медленных пространственных гармоник электродинамической системы ондулятора.

Ондуляторное пространство рассматривается как сдвоенная гребенка. Дисперсионные характеристики такой системы рассчитываются, исходя из уравнений Максвелла, электродинамическим (полевым) методом частичных областей. Дисперсионное уравнение для случая отсутствия конвекционных токов и произвольного сдвига нижней гребенки относительно верхней имеет вид [20]

$$\frac{l}{h} \left(\frac{\sin \frac{\theta l}{2L}}{\frac{\theta l}{2L}} \right)^2 \operatorname{th} \frac{\theta a}{2L} \frac{1}{\theta} \cong \frac{\operatorname{ctg} kh}{kh}; \quad (6)$$

$$\frac{l}{h} \left(\frac{\sin \frac{\theta l}{2L}}{\frac{\theta l}{2L}} \right)^2 \operatorname{cth} \frac{\theta a}{2L} \frac{1}{\theta} \cong \frac{\operatorname{ctg} kh}{kh}, \quad (7)$$

где формула (6) соответствует синфазному узкополосному возбуждению, а (7) – противофазному и широкополосному. Данные уравнения являются трансцендентными. Из выражения (7) найдем зависимость фазового набега θ от λ , где $\theta = \beta_0 L$. Здесь L – период структуры; l – ширина щели; a – расстояние между структурами, исходя из зависимости

$$\frac{c}{v_f} = \frac{\theta \lambda}{2\pi L}. \quad (8)$$

В нашем случае $L = 0,5$ см; $l = 0,25$ см; $a = 1$ см; $h = 0,25$ см и для противофазного вида колебаний определим дисперсионные характеристики для

нулевой и высших пространственных гармоник. Построенная дисперсионная зависимость замедления представлена на рис. 6. Видно, что при ускоряющих напряжениях электронного пучка в диапазоне от 2,5 кВ ($c/v_f \cong 10$) до 10 кВ ($c/v_f \cong 5$) в процессе взаимодействия могут участвовать положительные (прямые) и отрицательные (обратные) гармоники. Это значит, что при некоторых значениях продольной скорости электронный пучок будет находиться в синхронизме с одной из пространственных гармоник поля системы.

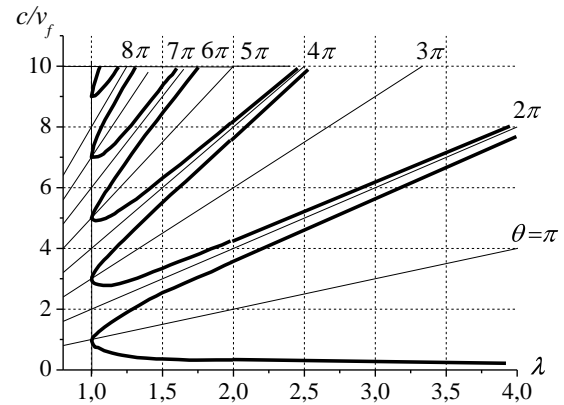


Рис. 6. Дисперсионные характеристики ондуляторной замедляющей системы

Сложный характер взаимодействия в ондуляторном пространстве (в скрещенных H -полях) объясняется наличием большого количества электронных волн, имеющих разные фазовые скорости, которые при большом пространственном заряде значительно отличаются друг от друга, что следует из выражений [3]

$$v_{ef} = \frac{\beta_0 c}{1 \pm n \frac{\omega_p}{\omega}}; \quad (9, a)$$

$$v_{cf} = \frac{v_0}{1 \pm s \frac{\omega_c}{\omega}}, \quad (9, б)$$

где $\beta_0 = v_0/c$ – относительная постоянная составляющая скорости невозмущенных электронов; $\omega_p = 8,137 \cdot 10^8 \sqrt{i_0/\beta_0}$ – плазменная частота, Гц; i_0 – плотность тока, А/см²; n – номер порядка волн плотности; s – номер циклотронной волны; $\omega_c = \eta B$ циклотронная частота, а B – индукция фокусирующего магнитного поля.

Например, для продольных волн плотности пространственного заряда, исходя из формулы (9, а), можно записать выражение для разности скоростей медленной v_M и быстрой v_6 волн

плотности низшего порядка, отнесенной к невозмущенной скорости электронного потока v_e [3]

$$\frac{\Delta v_e}{v_e} = \frac{v_0 - v_m}{v_e} = 2 \frac{\omega_p / \omega}{1 - (\omega_p / \omega)^2}. \quad (10)$$

Анализ зависимости скоростей быстрой и медленной волн пространственного заряда от плотности тока в пучке для потенциала пучка 5 кВ представлен на рис. 7. Здесь расчетные кривые получены для данных рис. 6, где ω соответствует длине волны 1 см.

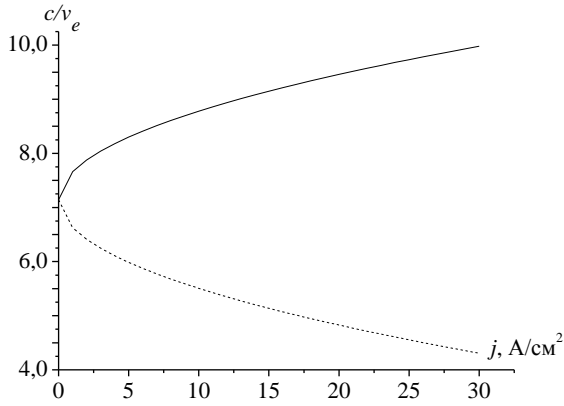


Рис. 7. Расчетные кривые для скоростей медленной (сплошная линия) и быстрой (пунктирная) волн пространственного заряда от плотности тока в электронном потоке для потенциала пучка 5 кВ

Из рис. 7 видно, что при таком ускоряющем напряжении возможен синхронизм медленной волны и быстрой волны пространственного заряда с медленными волнами периодической структуры. О синхронизме волн пространственного заряда и медленных волн структуры свидетельствует экспериментально обнаруженное увеличение амплитуды шумового сигнала из пучка электронов в 10-50 раз при его внесении в ондулятор.

Кроме того, в ондуляторном пространстве, помимо пар медленных и быстрых (прямых и обратных) продольных и поперечных волн, существуют циклотронные волны с левой и правой поляризацией, которые могут принимать участие в параметрическом взаимодействии между волнами системы. Такое обилие собственных волн в электронном потоке, по-видимому, и определяет большее число резонансов, чем предсказано теорией [19].

2. Аксиально-симметричные магнитные системы с реверсом для формирования цепочки электронных осцилляторов. Наиболее простым устройством, формирующим пространственно-периодическое движение электронов, является обычная магнитопериодическая фокусирующая система (МПФС) [21], широко используемая при разработке электровакуумных приборов (ЭВП), например, ЛОВ или ЛБВ спирального

типа. В параграфе изучено влияние размеров реверсивных зон магнитного поля и условий на входе в МПФС (продольных и поперечных составляющих скоростей электронов) на характер поведения траекторий.

Для построения такого сложного движения электрона в реверсивной зоне потребуется сложная теоретическая модель, содержащая, кроме продольной, еще и небольшую поперечную компоненту магнитного поля. В работе будет рассмотрен упрощенный вариант движения электрона в знакопеременном магнитостатическом поле, когда учитывается только одна продольная компонента магнитного поля вдоль движения электрона, изменяющаяся по синусоидальному закону. Нами задача решена для двух распределений: синусоидальная зависимость и более простой вариант, когда она заменена кусочно-ломаной прямой, как это показано на рис. 8.

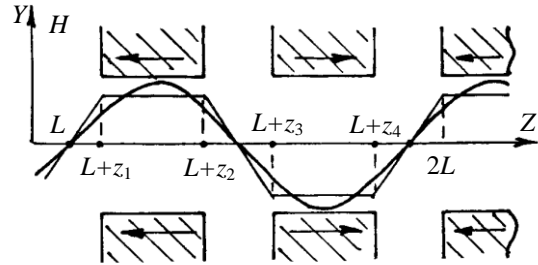


Рис. 8. Конструкция МПФС с реверсивным расположением магнитных шайб вдоль канала фокусировки пучка. Распределение магнитной индукции вдоль оси Z (H -кривая)

В случае кусочно-линейной зависимости из уравнения движения электрона получаем в декартовых координатах

$$L < z \leq L + z_1, \quad (11)$$

$$x = x_0 + v_{0y} \int_{t_0}^t dt' \sin \left(\int_{t_0}^{t'} dt'' \omega_H \epsilon_{0z} t'' \right) + v_{0x} \int_{t_0}^t dt' \cos \left(\int_{t_0}^{t'} dt'' \omega_H \epsilon_{0z} t'' \right),$$

$$y = y_0 - v_{0x} \int_{t_0}^t dt' \sin \left(\int_{t_0}^{t'} dt'' \omega_H \epsilon_{0z} t'' \right) + v_{0y} \int_{t_0}^t dt' \cos \left(\int_{t_0}^{t'} dt'' \omega_H \epsilon_{0z} t'' \right).$$

$$L + z_1 < z \leq L + z_2,$$

$$x = x_0 - \frac{v_{0y}}{\omega_H} \cos \omega_H t + \frac{v_{0x}}{\omega_H} \sin \omega_H t, \quad (12)$$

$$y = y_0 + \frac{v_{0x}}{\omega_H} \cos \omega_H t + \frac{v_{0y}}{\omega_H} \sin \omega_H t,$$

где $\omega_H = eH \hbar / mc$; $z = v_{0z}t$; v_{0z} – скорость электрона в пространстве дрейфа. Интегралы в формуле (11) имеют вид

$$\int_{t_0}^t dt' \cos \left(\int_{t_0}^{t'} dt'' \alpha t'' \right) = \int_{t_0}^t dt' \cos \left(\frac{\alpha t'^2}{2} \right). \quad (13)$$

Здесь α – коэффициент, определяющий наклон изменения магнитного поля, например, для участка

$$L < z \leq L + z_1 \text{ имеем } \alpha = \omega_H \left(\frac{v_{0z}t - L}{z_1} \right).$$

Из (11) и (13) следует, что этот интеграл является интегралом Френеля. Используя формулу разложения для этих интегралов [22], окончательно получим

$$\begin{aligned} L < z \leq L + z_1, \\ x = x_0 + \frac{v_{0y}}{\sqrt{\alpha/2}} \left(\frac{\pi}{6} \left(\frac{\sqrt{\alpha}t}{2} \right)^3 - \frac{\pi^3}{336} \left(\frac{\sqrt{\alpha}t}{2} \right) \right) + \\ + \frac{v_{0x}}{\sqrt{\alpha/2}} \left(\frac{\pi}{10} \left(\frac{\sqrt{\alpha}t}{2} \right)^5 - \frac{\pi^3}{336} \left(\frac{\sqrt{\alpha}t}{2} \right) \right), \\ y = y_0 - \frac{v_{0x}}{\sqrt{\alpha/2}} \left(\frac{\pi}{6} \left(\frac{\sqrt{\alpha}t}{2} \right)^3 - \frac{\pi^3}{336} \left(\frac{\sqrt{\alpha}t}{2} \right) \right) + \\ + \frac{v_{0y}}{\sqrt{\alpha/2}} \left(\frac{\pi}{10} \left(\frac{\sqrt{\alpha}t}{2} \right)^5 - \frac{\pi^3}{336} \left(\frac{\sqrt{\alpha}t}{2} \right) \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Аналогичным образом получаем формулы и для других участков.

Для более точного моделирования распределения магнитного поля в такой системе был экспериментально проведен анализ магнитных полей структурных элементов МПФС [23].

Во втором случае, когда магнитное поле вдоль системы изменяется по синусоидальному закону $\vec{H} = \left(0; 0; H_0 \sin \frac{2\pi z}{L} \right)$, из уравнения

движения электрона, переходя к безразмерным координатам и времени, можно получить

$$\begin{cases} \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} = \alpha \frac{d\eta}{d\tau} \sin \tau, \\ \frac{d^2 \eta}{d\tau^2} = -\alpha \frac{d\xi}{d\tau} \sin \tau, \end{cases} \quad (15)$$

$$\text{где } \alpha = \frac{\omega_H}{\omega_0} = \frac{eH_0}{mc} \frac{L}{2\pi v_{z0}}; \quad \tau = \omega_0 t.$$

Введением переменной $\rho = \xi + i\eta$ можно получить дифференциальное уравнение, в результате решения которого, переходя к разложению в ряд, получаем

$$\begin{aligned} \rho = \rho_0 + 2v_0 e^{i(\alpha+\varphi)} \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{in\tau}}{n} J_n \left(\frac{-in\tau}{2} \right) \sin \frac{n\tau}{2}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\text{где } u_0 = \frac{v_{x0} + iv_{y0}}{v_{z0}}; \quad \varphi = \frac{v_{x0}}{v_{y0}}; \quad v_0 = \sqrt{\frac{v_{x0}^2 + v_{y0}^2}{v_{z0}^2}}.$$

Возвращаясь к безразмерным координатам окончательно получаем

$$\begin{aligned} \xi = \xi_0 + v_0 J_0 \left(\frac{\tau}{2} \right) \cos \left(\varphi + \alpha \right) + \\ + 2v_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{J_{2k}}{2k} \sin k\tau \cos \left(\varphi + \alpha - k\tau \right) + \\ + 2v_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{J_{2k+1}}{2k+1} \sin \left(\frac{2k+1}{2} \tau \right) \times \\ \times \sin \left(\alpha + \varphi - \frac{2k+1}{2} \tau \right); \\ \eta = \eta_0 + v_0 J_0 \left(\frac{\tau}{2} \right) \sin \left(\varphi + \alpha \right) + \\ + 2v_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{J_{2k}}{2k} \sin k\tau \sin \left(\varphi + \alpha - k\tau \right) - \\ - 2v_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{J_{2k+1}}{2k+1} \sin \left(\frac{2k+1}{2} \tau \right) \times \\ \times \cos \left(\alpha + \varphi - \frac{2k+1}{2} \tau \right). \end{aligned}$$

Нами проведен траекторный анализ по аналитическим формулам (14), в результате которого определены условия фокусирования (рис. 9-10).

На рис. 9, а видно, что имеется две области пространства дрейфа, в которых происходит движение с циклотронными частотами ω_H^+ и ω_H^- . Они связаны переходными областями, где траектория вначале «раскручивается», а потом вновь скручивается, но уже в другой области пространства. На рис. 9, б представлен случай «расфокусировки», когда траектория электрона при движении в пространстве дрейфа постепенно отклоняется от оси Z.

Нами проведено исследование влияния параметров влета электрона в пространство дрейфа (начальные значения координат влета и скоростей влета) и функции $H \hbar$ на «фокусировку» и «расфокусировку». На рис. 10 представлены зависимости X и Y координат электрона на «выходе» из четвертого периода магнитного поля как функции дрейфовой скорости при $H^\pm = \text{const}$. Для фокусировки необходимо, чтобы $x=0$ и $y=0$ одновременно. Как следует из рисунка, это возможно только при определенных значениях продольной скорости. Этот рисунок

также позволяет определить направление «сползания» пучка при различных v_{0z} . Аналогичные графики получены для зависимости фокусировки от начальных координат и скоростей влета, а также для различных наклонов в переходных областях магнитного поля.

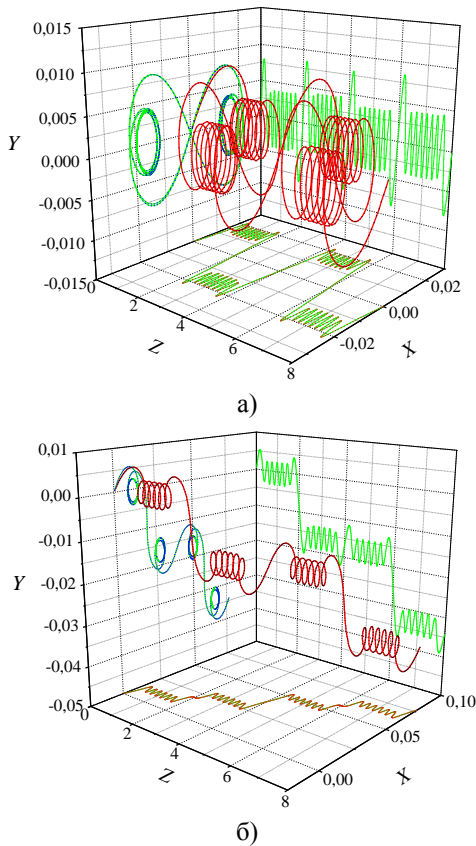


Рис. 9. Траектории движения электрона в МПФС: а) – случай фокусировки; б) – расфокусировки

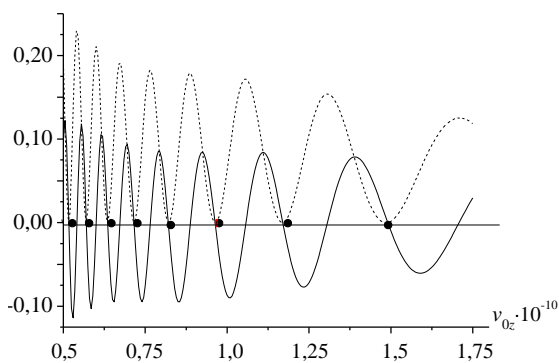


Рис. 10. Зависимость положения электрона после прохождения МПФС от продольной скорости v_{0z} : X координата – пунктирной и Y координата – сплошной линиями

Из полученной системы уравнений движения электрона в МПФС с синусоидальной зависимостью продольной компоненты магнитного поля видно, что траектория движения частицы в таком поле осциллирует вокруг некоторой оси.

Начало этой оси задается координатами влета частицы, а угол между осью и вектором напряженности магнитного поля определяется начальным углом влета электрона на входе в МПФС. Эта ось есть ни что иное, как направление дрейфа электрона в магнитной системе. Таким образом, если работать с электронными пучками с малым пространственным зарядом (такие пучки применяются в маломощных гирорезонансных приборах), то легко оценить отклонение электронов пучка от оси системы, что крайне важно при разработке приборов с циклотронным движением.

Экспериментальное наблюдение формирования электронных потоков в канале МПФС осуществлялось путем прямого фотографирования траектории движения пучка. Опыт настройки макета на максимальное прохождение электронного потока на коллектор показал разнообразие параметров, влияющих на качество фокусировки [24]. Наиболее существенными были следующие: местоположение электронной пушки в магнитном поле МПФС и величина ускоряющего напряжения. Экспериментальные исследования проводились в диапазоне напряжений до 6 кВ и токах электронного пучка до 0,1 А. Параметры МПФС могли конструктивно изменяться в ходе эксперимента: магнитные шайбы системы можно было включать как по схеме с реверсом поля, так и без него. Конструкция допускала изменение периода системы фокусировки, что было важно для анализа поведения электронного пучка в области реверса. На фотографии рис. 11 показана типичная конфигурация электронного пучка в переходной области МПФС.

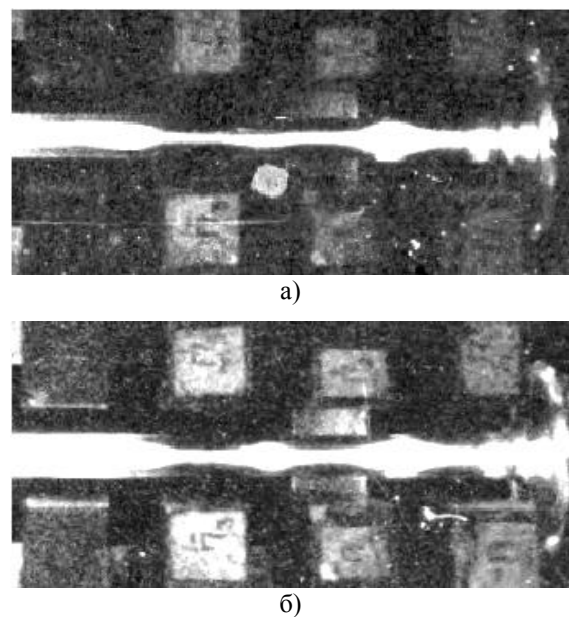


Рис. 11. Фотографии электронного пучка с параметрами $U_a=3$ кВ, $I_a=10$ мА, $H=0,3$ Т в МПФС со встречным включением магнитных шайб: а) – одна реверсивная зона; б) – две реверсивные зоны

При прохождении сформированного, как показано на рис. 11, электронного пучка существенно увеличивалась амплитуда шумового излучения (в 20-50 раз по сравнению с шумовым излучением пучка, сформированного в однородном поле) при полном токопрохождении пучка на коллектор. Для объяснения этого результата рассмотрим поведение электрона в аксиально-симметричном периодическом магнитном поле. Из уравнения движения электрона в такой системе можно получить уравнение Матве [25]

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{A^2 e^2 L^2}{16\pi^2 mc^2 U_0} \left(1 + \cos 2 \frac{2\pi z}{L} \right) r = 0. \quad (17)$$

В 1950-х гг. уравнения этого типа появляются в задачах электронной оптики [26, 27]. В этих работах изучается динамика электронных потоков в аксиально-симметричных магнитных и электрических полях с учетом влияния электронов друг на друга. Уравнение (17) при этом усложняется за счет появления в левой части слагаемого вида $\frac{\beta}{r}$ и является уравнением траектории крайнего электрона, принадлежащего поверхности пучка. Примем обозначение

$$\alpha = \frac{A^2 e^2 L^2}{16\pi^2 mc^2 U_0} = 2,8 \cdot 10^{-4} \frac{B_0^2 L^2}{U_a} \quad (\text{гс, см, В}), \text{ где}$$

$$B_0 \cos \frac{2\pi z}{L} = H_z = 2A \cos \frac{2\pi z}{L}. \quad \text{Коэффициент}$$

α называют параметром магнитного поля. В работе [27] для уравнения (17) указаны зоны неустойчивости, т. е. те значения α , при которых отсутствует периодическое решение ($0,66 < \alpha < 6,1$). Указывается также на то, что при малых значениях α крайний электрон сначала далеко уходит от оси Z , но после достаточно продолжительного удаления все же возвращается к ней снова на сравнительно небольшое расстояние (иными словами, граница пучка пульсирует). Зоны устойчивости расширяются для уравнения

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \alpha \left(1 + \cos 2z \right) - \frac{\beta}{r} = 0.$$

Из полученного уравнения для радиуса кривизны траектории в точке $z = \frac{L}{2}$ находим

$$R = \frac{L^2}{8\pi^2 \alpha r_0 \cos^2 \gamma}. \quad (18)$$

Траектория электрона в постоянном магнитном поле – спираль, радиус и шаг которой полностью определяются компонентами вектора начальной скорости

$$a = \sqrt{v_{ox}^2 + v_{oy}^2} \omega^{-1}, \quad h = v_{oz} \omega^{-1}, \quad \omega = \frac{eH}{mc}.$$

В малой окрестности точки $z = \frac{L}{2}$ для угловой составляющей скорости можем написать

$$v = \frac{L^2 e H_z}{8\pi^2 \alpha r_0 mc \cos^2 \gamma}. \quad (19)$$

Заряженная частица, движущаяся во внешнем электромагнитном поле, сама создает электромагнитное поле, с которым взаимодействует. Результатом такого взаимодействия является торможение электрона и потеря им кинетической энергии, превращающейся в энергию излучения.

Если электрическое поле отсутствует, то, как показано В. Л. Гинзбургом для нерелятивистского случая [17]

$$\frac{d}{dt} \frac{mv^2}{2} \approx - \frac{2e^4 H_{\perp}^2 v^2}{3m^2 c^5}. \quad (20)$$

Для оценки мощности излучения из аксиально-симметричного магнитного ондулятора предположим, что за пределы системы излучение выходит только тогда, когда электрон проходит участок траектории вблизи от середины периода. Тогда из (20) и (19) получим

$$\frac{dW}{dt} \approx - \frac{4}{3} \left(\frac{e}{m} \right)^4 e^2 \frac{U_a^2}{c^7 64\pi^4 2,8^2 \cdot 10^{-8} r_0^2}. \quad (21)$$

Рассмотрим следующие примеры для $U_a = 3 \text{ кВ}$ и 5 кВ ($\alpha = 0,268$ и $0,266$, $r_0 = 0,5 \text{ см}$). Считая, что все электроны пучка движутся по одной и той же крайней траектории и принимая силу тока $0,1 \text{ А}$, получаем для мощности излучения с одного периода для 3 кВ – $0,369 \cdot 10^{-4} \text{ Вт}$ и для 5 кВ – $0,713 \cdot 10^{-4}$.

3. Полюй трубчатый электронный пучок для приборов с длительным взаимодействием. В настоящее время известны пушки, создающие потоки с характеристической проводимостью $10\text{-}20 \text{ мкА/В}^{\frac{3}{2}}$ [28-30]. Расчет магнетронных пушек [16], предназначенных для формирования аксиально-симметричных потоков и, в частности, для полых трубчатых, базируется на обобщении метода расчета пушек со скрещенными полями, формирующими ленточные электронные потоки [21]. Используя обобщенные выражения для траекторий и потенциала, нетрудно определить форму фокусирующих электродов и анода плоской магнетронной пушки со скрещенными полями. Эти данные можно применить для аксиально-симметричной пушки, если катод выполнить в виде конуса с половинным углом, равным углу θ плоской пушки. Для этого из графического материала [21], где приведены результаты расчета формы электродов и распределение

потенциала вдоль пучка для нескольких значений θ , для нашего случая выберем угол $\theta = 4^\circ$.

Исходя из имеющихся расчетных данных и заданного угла θ , была разработана магнетронная пушка с полым электронным пучком. Для проверки ее электрических параметров и качества фокусировки пучка был изготовлен макет с периодической аксиально-симметричной структурой и коллектором, который позволял проследить токопрохождение пучка электронов сквозь структуру и по генерации сигнала сделать выводы о его качественном формировании.

На рис. 12 представлена конструкция генератора 2-см диапазона волн. Он состоит из магнетронной пушки и полого цилиндрического резонатора, в котором размещена периодическая структура. Прибор может работать при низких ускоряющих напряжениях (до 2 кВ) в непрерывном режиме и до 15 кВ в импульсном.

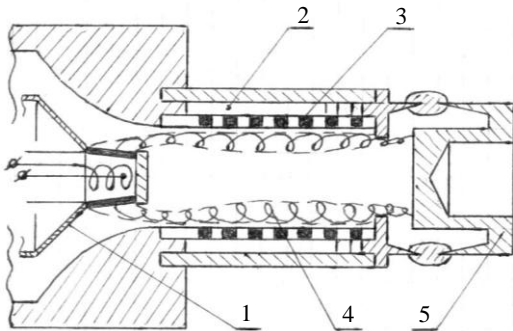


Рис. 12. Макет генератора: 1 – электронная пушка Кайно; 2 – цилиндрический резонатор; 3 – периодическая структура; 4 – траектория пучка; 5 – коллектор электронов

Магнетронная пушка 1 формирует аксиально-симметричный электронный поток трубчатого типа. Периодическая структура 3 представляет собой круглый волновод со щелями, расположенными вдоль него с периодом 0,6 мм. Фокусировка пучка осуществлялась продольным магнитным полем. Как показали измерения, взаимодействие пучка происходило с одной из медленных пространственных гармоник поля. Перестройка частоты осуществлялась в диапазоне 1,5-2,5 см при изменении напряжения до 15 кВ. В непрерывном режиме эксперимент проводился с электронным током до 300 мА, что соответствовало плотности тока в пучке порядка 1 А/см². В импульсном режиме при длительностях 4 мкс и скважности 10³ диапазон ускоряющих напряжений не превышал 15 кВ. При этом плотность тока пучка превышала 10 А/см². Экспериментальные измеренные токовые зависимости показывают, что катод электронной пушки работает в режиме ограничения пространственным зарядом. Прохождение электронного пучка через пространство

взаимодействия достигает 80 %, что говорит о качественной фокусировке пучка электронно-оптической системой пушки. Подтверждением этих слов является генерация ВЧ-сигнала в 2-см диапазоне волн. Возбуждение аксиально-симметричной периодической структуры электронным током стало возможным благодаря хорошей симметрии расположения конического катода в пространстве анода и качественной фокусировке электронного пучка. Конфигурацию электронного пучка можно было наблюдать, если повысить давление остаточных газов в пространстве взаимодействия до 10⁻³ мм рт. ст.

В предрегенеративном режиме электронный поток, обладая большим пространственным зарядом и двигаясь по периодическим криволинейным траекториям с малыми пульсациями, интенсивно излучал. Шумовое (спонтанное) излучение принималось на СВЧ детектор, и его напряжение фиксировалось на осциллографе. С увеличением плотности тока в пучке возникала когерентная генерация в см диапазоне волн.

Проектирование электронных пушек для МЦР имеет ряд отличий, связанных с необходимостью создания электронных пучков, в которых большая часть общей энергии заключалась в его вращательном движении. Такие условия можно обеспечить, если фокусирующее магнитное поле будет иметь три участка: нарастающее в области пушки, постоянное в области дрейфа и спадающее на коллекторе. Отношение максимального поля к минимальному определит величину пичфактора, т. е. будет характеризовать соотношение между потенциальной и кинетической энергиями пучка. Расчет таких пушек в нарастающем магнитном поле довольно сложный. Теоретические и экспериментальные материалы содержатся в ряде работ [31-34].

В низковольтной области в электронно-вакуумных приборах существенную роль играют силы пространственного заряда электронного пучка. Но при формировании полых электронных пучков со значительными вращательными энергиями электронов силы пространственного заряда будут приводить к большому разбросу электронов по поперечным и продольным импульсам. Это может привести к образованию области так называемого эффекта «магнитного зеркала» при адиабатическом нарастании магнитного поля, т. е. из-за разброса скоростей всегда находятся электроны с вращательной энергией больше средней, у которых при движении в нарастающем магнитном поле поперечная скорость становится равной полной, а поперечная – нулю. Эти электроны отражаются обратно к катоду.

Энергия электронов, покидающих катод, $W_k = (mc^2/2)(E_k^2/H_k^2)$, где H_k – магнитное по-

ле на катоде; $E_{\perp k}$ – перпендикулярная составляющая электростатического поля [32]. При движении электронов с катода в нарастающем магнитном поле H их вращательная энергия увеличивается в H/H_k раз. Кроме того, необходимо, чтобы электронный ток пушки I был больше стартового значения тока возбуждения гиротрона $I_{\text{пуск}}$, который можно определить по формуле [32]

$$I > I_{\text{пуск}} \approx \frac{2 \cdot 10^4 V \beta_{\parallel}^3}{Q l^3 \beta_{\perp}^{2n}}. \quad (22)$$

Здесь Q , V , l – добротность, объем и длина резонатора; $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$, $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$, $n = \omega/\omega_H$ – отношение частоты генерируемого излучения ω к гирочастоте электронов ω_H .

Для создания винтовых электронных (ВЭП) пучков необходимы магнитные системы (МС) с нарастающим слабо неоднородным магнитным полем на участке ввода пучка с катода в резонатор, так как адиабатическое движение электронного пучка в переходной области пушки существенно снизит влияние магнитной ловушки и появления отраженных электронов [35]. При проектировании МС, создающих интенсивные аксиальные поля, приходится преодолевать специфические проблемы. Прежде всего, необходимо обеспечить закон распределения поля в рабочей области, требуемый для эффективной работы устройства. Вторая проблема связана с высокой стоимостью применяемых постоянных магнитов и при оптимизации конструкции МС выражается в требовании минимума расхода магнитов и технологичности конструкции изделия. Практический опыт изготовления МС с осевой фокусировкой невелик [36]. В работе [37] предложена лабораторная магнитная система (УЛМС), универсальная в том смысле, что позволяет испытывать и настраивать приборы двух классов:

– приборы типа ЛОВ и ЛБВ и др., в которых в качестве электронно-оптической системы используется пушка диодного типа, находящаяся в однородном продольном магнитном поле;

– приборы гиротронного типа.

В УЛМС использованы два соленоида, представляющих собой катушки медного провода сечением 4 мм^2 , собранных в латунные обоймы с внешним диаметром 230 мм и толщиной 110 мм. Катушки собраны с зазором 1 см между собой для осуществления охлаждения. Для поддержания постоянного тока катушки включались через стабилизатор тока 20 А и напряжение 160 В.

С целью выравнивания поля на краях системы из двух катушек они помещались в магнитопровод. Поле в центре соленоида при идеальном замыкающем ярме (магнитопроводе) с учетом отверстий на концах обмотки определяется формулой [38]

$$H_0 = 0,4\pi \frac{A}{L} \left(1 - 2 \frac{R_0^2}{L^2} \right) \text{ Э}, \quad (23)$$

где $A = 2NI$ – ампервитки соленоида; N – число витков; L – длина соленоида; R_0 – внутренний радиус соленоида. У нашего соленоида $A = 68000$ и $H_0 = 3400$ Э. Данный расчет является приближенным, но его результат достаточно близкий (в пределах 5-10 %) к действительности.

В магнитной системе магнитопровод состоит из каркаса, изготовленного из железа Армко, с плечами диаметром 120 мм и станиной из того же материала. Для определения размеров магнитопровода надо вычислить величину магнитного потока в магнитопроводе Φ . В магнитопроводе нашей магнитной системы поток Φ создается нашей магнитным полем, выходящим из отверстия соленоида и приближенно равен

$$\Phi = \pi R_0^2 H_0. \quad (24)$$

Расчет магнитопровода сводится к тому, что его сечение не должно представлять заметного магнитного сопротивления при замыкании внешнего магнитного потока, что возможно, если магнитная индукция всюду в магнитопроводе будет значительно ниже индукции при насыщении железа. С помощью данного расчета можно эффективно изменить габариты УЛМС. Суммарная длина системы с однородным магнитным полем составила 270 мм.

Далее в работе [39] проведен расчет и построение магнетронно-инжекторной пушки (МИП) с пичч-фактором, превышающим 2, и на ускоряющие напряжения до 6 кВ с током до 300 мА. Расчет геометрических параметров, проектирование и оптимизация МИП базировались на модели с нулевыми начальными скоростями в программе *EGUN*. Данная модель полезна для качественного анализа и оперативного поиска оптимальных по скоростному разбросу конфигураций электродов и достаточно хорошо предсказывает величину t_{\perp} (отношения осцилляторной энергии пучка к полной) для требуемого тока пучка I .

На рис. 13, б хорошо виден процесс образования магнитного зеркала. Этот процесс, как уже сказано, зависит от сил пространственного заряда пучка: эти силы постоянно уменьшают продольную скорость электронов, эмитированных с левого края катода, и увеличивают продольную скорость электронов с правого края. Уменьшить влияние этого механизма можно подбором угла наклона магнитного поля к поверхности катода.

В результате проведенных расчетов нами была выбрана геометрия электродов с углом наклона 18° .

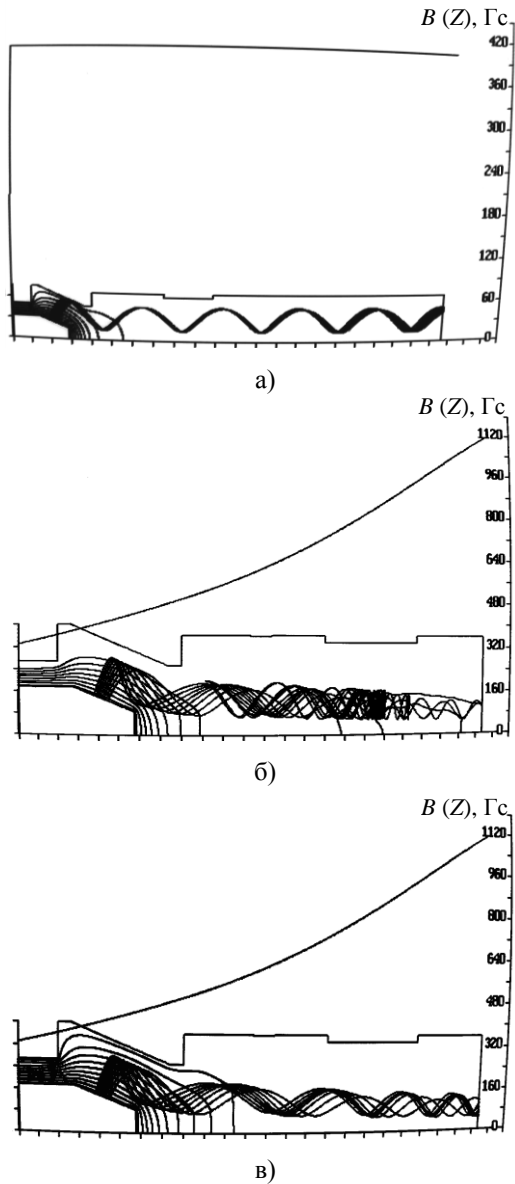


Рис. 13. Электронные траектории при расчете МИП в программе EGUN: а) – постоянное магнитное поле; б) – возникновение эффекта магнитного зеркала; в) – сформированный ВЭП на 3 кВ

Фотография разработанной МИП и ее электрические режимы в зависимости от приложенного магнитного поля представлены на рис. 14-15.



Рис. 14. Фотографии разработанных МИП для двух разных эмитирующих поясков

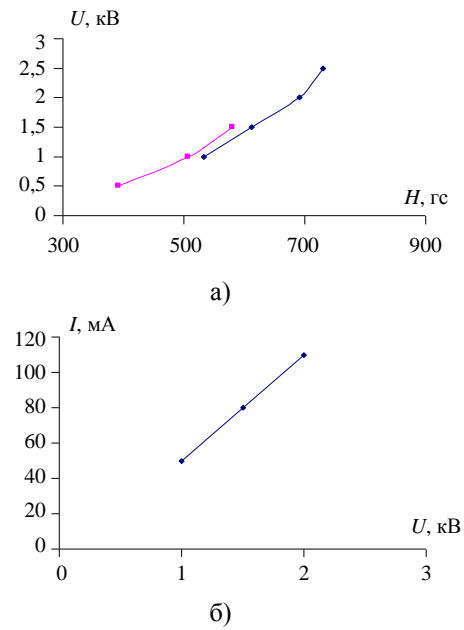


Рис. 15. Электрические режимы МИП с эмитирующим пояском 1 мм

В заключение авторы благодарят проф. А. А. Булгакова, проф. И. Л. Вербицкого и к.ф.-м.н. Г. Н. Гестрина за значительный объем выполненных теоретических работ и полезные обсуждения.

Выводы. Приведенные в статье экспериментальные и теоретические результаты свидетельствуют о том, что в низковольтной области формирования электронных потоков, движущихся по периодическим криволинейным траекториям, необходимо учитывать не только свойства пространственного заряда, но и влияние на характер излучения электродинамических свойств самой магнитной фокусирующей системы, выступающей в роли периодической структуры.

В работе, в отличие от случая релятивистских скоростей, оценена роль адиабатического ввода электронного потока в рабочее пространство взаимодействия ондулятора. Показано, что обычное условие, когда область неоднородности должна быть меньше радиуса кривизны магнитных силовых линий, недостаточно для транспортировки электронного пучка до коллектора. Было найдено дополнительное условие в виде смещения на полпериода относительно друг друга двух составляющих ондулятора для ввода электронного пучка.

В МПФС, которая рассматривается как ондуляторная система, состоящая из периодической последовательности областей сгущения и разрежения магнитных силовых линий, в ряде случаев появляется боковой дрейф электронов на стенку рабочей области. Теоретически найдено условие для полного прохождения на коллектор

электронного пучка с большой амплитудой, подтвержденное экспериментом.

Приведены теоретические и экспериментальные работы по траекторному анализу для систем типа МЦР. Для этих целей изготовлена магнитная система с областью адиабатического ввода электронного пучка и магнетронно-инжекторная пушка, которая была испытана на специальном макете с цилиндрической замедляющей системой типа диска на плоскости. Оптимальный вариант такой пушки может быть рекомендован для использования в реальных приборах.

1. Гапонов-Грехов А. В., Петелин М. И. Мазеры на циклотронном резонансе // Наука и человечество. – 1980. – С. 283-297.
2. Гинзбург В. Л., Франк И. М. Об эффекте Доплера при сверхсветовой скорости // Докл. АН. – 1947. – 56, вып. 6. – С. 583-586
3. Шестопалов В. П., Вертий А. А., Ермак Г. П. и др. Генераторы дифракционного излучения. – Киев: Наук. думка, 1991. – 320 с.
4. Шестопалов В. П. О нелинейных процессах в ГДИ-лазерах на свободных электронах // Докл. АН СССР. – 1981. – 261, № 5. – С. 1116-1118.
5. Цвык А. И., Цвык Л. И. Возбуждение электромагнитных волн электронным потоком, движущимся по синусоидальной траектории над дифракционной решеткой // Радиотехника. Харьков. ун-т. – 1972. – вып. 20. – С. 24-32.
6. Канавец В. И. Тенденции развития релятивистской СВЧ электроники больших мощностей // В кн.: Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках / Под ред. В. М. Лопухина. – М.: Изд. Моск. ун-та, 1987. – 188 с.
7. Томас С. Маршал. Лазеры на свободных электронах / Пер. с англ. под ред. А. Н. Сандалова. – М.: Мир, 1987. – 240 с.
8. Генераторы когерентного излучения на свободных электронах / Пер. с англ. под ред. А. А. Рухадзе. – М.: Мир, 1983. – 282 с.
9. Федоров М. В. Взаимодействие электронов с электромагнитным полем в лазерах на свободных электронах // Успехи физ. наук. – 1981. – 135, вып. 2. – С. 213-218.
10. Synchrotron Radiation. Techniques and Applications. Edited by C. Kunz. Berlin Heidelberg, 1979/ Пер. с англ. под ред. С. П. Капицы, И. М. Тернова. – М.: Мир, 1981. – 528 с.
11. O'Shea P., Freund H. P. Free-Electron Lasers: Status and Applications // Science. – 2001. – 292, No. 5523. – P. 1853-1858.
12. Phillips R. M. The Ubitron, a High Power Traveling-Wave Tube based on a Periodic Beam Interaction in Unloaded Waveguide // IRE Trans. – 1960. – ED-7, No. 4. – 321 p.
13. Ефимов Б. П. О возможности создания низковольтных источников магнитотормозного излучения на пучках свободных электронов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2000. – 5, № 1. – С. 74-79.
14. Вербицкий И. Л., Ефимов Б. П., Кулешов А. Н., Пивоварова А. Г. Влияние продольной компоненты магнитного поля на излучательные свойства электронного потока в ондуляторе Мотца // Радиотехника. – 2006. – вып. 147. – С. 130-138.
15. Булгаков А. А., Ефимов Б. П., Кулешов А. Н. Траектории движения электрона в магнитном поле МПФС с изменяющейся продольной компонентой // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2004. – 9, № 1. – С. 289-295.
16. Kino G. S., Taylor N. J. The design and performance of a magnetron injection gun // Trans. IRE. – 1962. – ED-9, No. 1. – P. 1-11.
17. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. – М.: Наука, 1975. – 416 с.
18. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. – М.: Наука, 1972. – 224 с.
19. Ефимов Б. П., Ильенко К. В., Яценко Т. Ю., Горяшко В. А. Теоретическая модель и экспериментальное наблюдение резонансной генерации ЛСЭ // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – 8, № 2. – С. 190-198.
20. Альциулер Ю. Г., Татаренко А. С. Лампы малой мощности с обратной волной / Под ред. М. Ф. Стельмаха. – М.: Сов. радио, 1963. – 296 с.
21. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. – 2-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – С. 304.
22. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовича и И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – С. 832.
23. Гестрин Г. Н., Ефимов Б. П., Кулешов А. Н. Формирование и транспортировка электронного пучка в ондуляторе // Сб. докладов ММЕТ 2006. – 2006. – С. 472-474.
24. Bulgakov A. A., Yefimov B. P., Jezmer A. N., Kasyanenko A. P. Low-voltage sources of Magnetic Breking Radiation on Free Electron Beams // Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2001. – 22, No. 4. – P. 585-596.
25. Jezmer A. N., Gestrin G. N., Yefimov B. P., Kasyanenko A. P. Research Peculiarities of Electron Flow Forming in Undulators with Longitudinal Magnetic Field // Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2001. – 22, No. 4. – P. 597-613.
26. Clogston A. M. and Heffner H. Focusing of an electron beams by periodic fields // Journal of Applied Phys. – 1954. – 25, No. 4. – P. 436-447.
27. Mendel J. T. Magnetic focusing of electron beams // Proc. IRE. – 1955. – 43, No. 3. – P. 327-331.
28. Todd E. G. and Brewer G. R. Some studies on the magnetron-type of hollow-beam electron gun // IRE Wescon Convention Record. – 1959. – Pt. 3. – P. 112-114.
29. Warnecke R. and Guénard P. Les tubes électroniques à commande par modulation de vitesse / Paris: Gauthier-Villars, 1951.
30. Vuczec C. I. A high power hollow beam traveling wave amplifiers // Trans. IRE. – 1961. – ED-8, No. 1. – P. 193-207.
31. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П. и др. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона сантиметровых волн // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – 18, № 2. – С. 280-289.
32. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П. и др. Индуцированное синхротронное излучение электронов в полых резонаторах // Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1965. – 2, № 9. – С. 430-435.
33. Кухтин А. Н., Белов С. П. Магнитно-экранированная электронно-оптическая система гиротрона в режиме ограничения тока пространственным зарядом // Прикладная физика. – 2000. – № 3. – С. 76-81.
34. Мануилов В. Н. Электронные пучки для мазера на циклотронном резонансе и лазера на свободных электронах // Соросовский обр. журнал. – 2001. – 7, № 10. – С. 81-87.
35. Гольденберг А. Л., Петелин М. И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке // Изв. вузов. Радиофизика. – 1973. – 16, № 1. – С. 141-149.
36. Магниты и магнитные системы, научно-производственная компания, ООО. Выпускаемая продукция // Энцикл. справ. «Приборостроение и средства автоматизации». – 2004. – № 6. – С. 29-33.
37. Кулешов А. Н., Завертанный В. В., Карпенко В. И., Ефимов Б. П. Универсальная лабораторная магнитная система для СВЧ приборов // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2006. – 11, № 3. – С. 447-450.
38. Каница П. Л. Сильные магнитные поля. – М.: Наука, 1988. – 461 с.
39. Yefimov B. P., Kuleshov A. N., Zhiglo V. F. Adiabatic Magnetron Injection Gun for Low-Voltage Gyrotron // Digest of IVEC 2007. – P. 265-266.

FORMATION OF ELECTRON BEAM MOVING
CURVILINEARLY FOR DEVICES OF MCR
AND FEL TYPE

B. P. Yefimov, A. N. Kuleshov

Obtained during last several years results of theoretical and experimental investigations dedicated to curvilinear moving electron beam forming in Motz undulator and magnetron injection gun in low-voltage accelerating range are presented. Trajectory analysis of electron motion in focusing system depending on longitudinal and transversal magnetic field components ratio is described. The influence of focusing transition region (adiabatic entrance of electron beam) on shaped electron beam quality is studied. The noise radiation signals from electron beam moving through forming systems for different electrical regimes are presented. The possibility of a development of magnetic braking radiation sources in low-voltage accelerating range is discussed.

Key words: magnetic forming system, electron trajectory, Motz undulator, magnetron injection gun, adiabatic entrance.

ФОРМУВАННЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПОТОКІВ
З КРИВОЛІНІЙНИМ РУХОМ
ДЛЯ ПРИЛАДІВ ТИПА ЛВЕ ТА МЦР

Б. П. Єфімов, О. М. Кулешов

Репрезентовано результати теоретичних й експериментальних досліджень за останні роки з формування криволінійних електронних потоків, що рухаються в ондуляторі Мотца та магнетронно-інжекторних гарматах при низьких прискорювальних напругах. Наведено траєкторний аналіз руху електрона у формуючих системах залежно від співвідношення повздовжньої та поперечної компонент магнітного поля, виявлено вплив перехідної зони фокусування (адиабатичного вводу електронного пучка) на якість формування електронного потоку в робочому просторі. Розглянуто осцилограми шумового випромінювання з області взаємодії формуючих систем для різних електричних режимів. Показана можливість побудови джерел магнітогальмінового випромінювання в разі низьких прискорювальних напругах у декілька кіловольт.

Ключові слова: магнітна формуюча система, траєкторія електрона, ондулятор Мотца, магнетронно-інжекторна гармата, адиабатичний ввід.

Рукопись поступила 12 июня 2008 г.