

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра электроники, колебаний и волн

**Исследование динамики двух связанных винтовых электронных
потоков формируемых магнетронно-инжекторной пушкой**

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 2 курса 225 группы
направления 03.04.03 Радиофизика
Факультета Нелинейных Процессов
Горанова Мирослава Здравкова

Научный руководитель

к.ф.-м. н., доцент

Е.Н. Егоров

Зав. кафедрой электроники, колебаний и волн

профессор, д.ф.-м.н.,

чл.-корр. РАН

Д.И. Трубецков

Саратов 2018 г.

Введение

Основной целью СВЧ – электроники было и остаётся увеличение мощности приборов. С продвижением во всё более короткие волны удалось заполнить существовавший провал мощности в области длин волн λ менее 1 сантиметра при помощи открытого в 50-ых годах прошлого века механизма когерентного излучения классических электронов – осцилляторов. Здесь особый интерес вызывает использование индивидуального излучение электрона, который колеблется в электромагнитном поле, поскольку отпадает необходимость использования мелкоструктурных замедляющих систем и цепочек связанных резонаторов. Энергия электромагнитного поля, черпающаяся из активной среды, состоящей из таких электронов, и стала наиболее перспективной.

Цель настоящей магистерской диссертации, которая сочетает элементы обзора с результатами оригинальных исследований, заключается в исследовании поведения двух электронных потоков в пространстве взаимодействия на примере двухполосковой магнетронно-инжекторной пушки (МИП). Эта задача может представить интерес для понимания процессов, происходящих в прикатодной области МИП и дальнейшей области распространения электронных потоков. Вследствие различных факторов (отражение электронов от магнитной ловушки и т.д.) в пушках такого типа может происходить интенсивное накопление заряда. В этом случае и начинается динамика потока, не связанная с циклотронным движением. Это состояние важно изучать с точки зрения возникновения различных неустойчивостей, что обусловлено как фундаментальной важностью исследований сложного нелинейного поведения распределенных пучковооплазменных систем, так и прикладным значением, связанным с разработкой генераторов, использующих МИП. Кроме того, электронный пучок, формируемый МИП, обладает высоким первеансом, что делает МИП

эффективным источником электронов для низковольтных виркаторов и других приборов.

Частью общей цели было создание модели такой двухполосковой МИП с помощью ЭВМ, которая могла бы производить необходимые нам расчёты для понимания этих процессов. При решении этой задачи было изучено большое количество необходимой научно-технической литературы, а также ознакомление с различными численными схемами, позволяющими моделировать задачи такого типа.

В первом разделе данной работы помимо некоторых теоретических выкладок приведены краткие данные по уже проделанным исследованиям и экспериментам с устройствами, в которых используются пушки магнетронно-инжекторного типа.

Основное содержание работы

Первый раздел магистерской работы начинается с описания циклоидного (спирального) движения электронов в магнетронно-инжекторной пушке (МИП). Механизм когерентного излучения, закрывавший провал мощности, упомянутый выше, представляет собой ситуацию, когда электроны-осцилляторы совершают колебания с некоторой циклотронной частотой

$$\omega_{\text{ц}} = \frac{eB_0}{m},$$

где B_0 - это однородное магнитное поле, $m = \gamma m_0$ - релятивистская масса электрона, m_0 - масса покоя, γ - релятивистский фактор, связанный с энергией электронов соотношением $\gamma = 1 + eU_0/m_0c^2$ (c - скорость света). К другим параметрам (помимо циклотронной частоты), характеризующим циклоидное движение электронов, можно отнести R_0 - положение оси спирали, продольную и поперечную компоненты скорости.

На рис.1 изображена траектория электрона, движущегося по спирали.

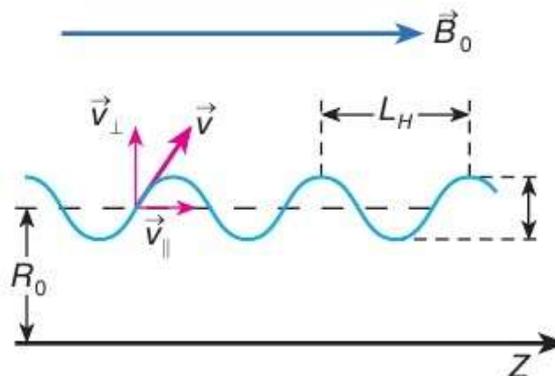


Рис.1. Проекция электронной траектории сбоку (здесь L_H - шаг спирали).

Отмечается, что в зависимости от вида эмиссии существует два вида формирования циклоидного (спирального) движения пучка, а именно: электронам пучка придают вращательное движение по выходу из пушки,

либо электроны получают вращательное движение сразу после выхода из катода. Винтовые пучки, как правило, формируются в аксиально-симметричных постоянных электромагнитных полях. Все системы формирования таких электронных пучков делятся на адиабатические – с плавно меняющимися полями (только для случаев, когда характерные масштабы неоднородностей реальных электромагнитных полей много меньше пространственных масштабов винтовой траектории), и неадиабатические – с быстрым изменением поперечных движению электрона полей. В некоторых случаях для закрутки электронов также используются «кикеры» (рамки с током). Однако вопросы поиска новых систем закрутки пучка и методов избавления от паразитных вращательных скоростей остаются по-прежнему актуальными.

Основным фактором, определяющим характеристики приборов, работающих с МИП, является качество спирального электронного пучка. Оно включает в себя однородность распределения тока, скорости и энергии, а также устойчивость пучка: отсутствие паразитных колебаний и спонтанного возрастания тока эмиссии [2].

Далее рассматриваются некоторые факторы, приводящие к разбросу по скоростям и энергиям в магнетронно-инжекторной пушке, а именно:

1. Распределение начальных электронных скоростей;
2. Неровности катодной поверхности;
3. Неравномерное распределение электрических и магнитных полей, определяемое геометрией электродов и магнитов;
4. Неравномерное распределение эмиссионного тока на катоде;
5. Поле пространственного заряда в пучке;
6. Конвективные неустойчивости в пучке.

В работе [2] автор делает некоторые интересные наблюдения, по поводу сходства экспериментальных данных и теоретических рассмотрений некоторых моделей.

1. Экспериментальный разброс скоростей в зависимости от тока пучка иногда значительно превышает рассчитанный разброс.

2. Для каждой конструкции пушки существуют предельные значения шагового питч-фактора g (отношения вращательного движения заряженных частиц к их продольному движению). Большие значения g недостижимы при любом изменении режима, включая увеличение магнитного сжатия α .

3. При больших токах наблюдаются интенсивные квазипериодические колебания тока и электромагнитное излучение в диапазоне частот от 10 до 1000 МГц (низкочастотные колебания) [6,7].

Во **второй части первого раздела** говорится об областях применения и современных экспериментах с устройствами, в которых используются МИП, что подытоживает рассуждения об актуальности данной работы.

Далее, во **Втором разделе** описывается компьютерная модель, благодаря которой и проводилось исследование динамики двух связанных винтовых электронных потоков формируемых магнетронно-инжекторной пушкой.

Во время численного исследования рассматривалось взаимодействие двух электронных пучков, эмитирующих с поверхности двухполосковой МИП как на рис.2.

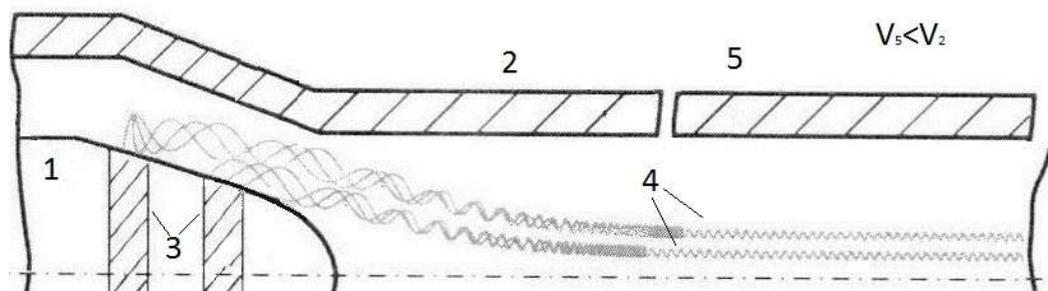


Рис.2. Схема магнетронно-инжекторной пушки.

Схематическое изображение МИП представлено на рис. 2. Система исследуется в предположении аксиальной симметрии, на рис. 2 приведено сечение рассматриваемой системы. В исследуемой схеме катод (обозначен цифрой 1) и ускоряющий электрод (анод, обозначен цифрой 2) выполнены в виде соосных, конусообразных электродов, вставленных один в другой. На катоде имеются два эмитирующих пояска, обозначенные цифрой 3. Эмитирующие пояски являются источниками электронов для винтовых электронных потоков 4. Для реализации дополнительного торможения электронного потока следует рассматривать пространство дрейфа, разбитое на две секции, как показано на рис. 2. Первая часть трубы (электрод 2) выполняет роль ускоряющего электрода МИП, а также эквипотенциального пространства дрейфа пучка при удалении от катода. Вблизи катода в области сильно неоднородного магнитного поля и ускоряющего поля, определяемого электродом 2 с напряжением, происходит формирование винтового электронного потока. На вторую часть трубы дрейфа (электрод на рис. 2) подается тормозящий потенциал, меньший потенциала анода. Этот электрод будет выполнять роль тормозящего. Пространство пушки от катода до тормозящего электрода – и есть наше пространство взаимодействия.

Математическая модель для описания формирования пучка с помощью МИП и динамики пространственного заряда винтового пучка представляет собой 2,5-мерную самосогласованную систему уравнений движения

заряженных частиц и уравнения Пуассона. Уравнения движения заряженных частиц в присутствии электрического и магнитного полей в цилиндрической системе координат записываются в виде

$$\begin{aligned}\frac{dP_r}{dt} - \frac{P_\theta^2}{r} &= E_r + \frac{P_\theta B_z}{\gamma}, \\ \frac{dP_\theta}{dt} + \frac{P_\theta P_r}{r\gamma} &= \frac{P_z B_r}{\gamma} - \frac{P_r B_z}{\gamma}, \\ \frac{dP_z}{dt} &= E_z - \frac{P_\theta B_r}{\gamma},\end{aligned}\tag{1}$$

где $P = (P_r, P_\theta, P_z)^T = \gamma u$ – вектор импульса частицы, γ – релятивистский фактор, $u = (u_r, u_\theta, u_z)^T$ – вектор скорости, $B = (B_r, 0, B_z)^T$ – вектор индукции магнитного поля. Собственными магнитными полями электронного потока мы пренебрегаем, так как схема у нас низковольтная, поэтому $B_\theta = 0$.

В системе уравнений (1) и далее используются следующие безразмерные величины: потенциал электрического поля ϕ , плотность заряда ρ , пространственные координаты z и r , время t , а также все перечисленные выше, которые связаны с размерными величинами следующим образом:

$$v' = (2\eta V_0)^{1/2} u, \quad P' = m_e (2\eta V_0)^{1/2} P,$$

$$z' = hz, \quad r' = hr, \quad t' = t/\eta V_0,$$

$$\rho' = \rho_0 \rho, \quad V' = V_0 \phi, \quad E' = (2\eta V_0)^{1/2} V_0 E, \quad B' = V_0 B.$$

Штрихом здесь обозначены соответствующие размерные величины, $\eta = e/m_e$ – удельный заряд покоящегося электрона, ρ_0 – статическая (невозмущённая) плотность заряда на входе в пространство взаимодействия. Величина h представляет собой характерный пространственный масштаб МИП, который в нашем случае удобно выбрать как расстояние от катода пушки до ускоряющего электрода. Величина разности потенциалов, на

которую проводилась нормировка в ходе численных расчетов, составляет 1000 В, а величина магнитного поля – 100 Гс, температура накала катода равна 1000 кельвинов.

Поле, в котором движутся электроны, имеет две составляющие: поле создаваемое электродами системы и собственное поле пространственного заряда пучка. Тогда суммарное распределение потенциала, действующего на электроны пучка, определяется уравнением Пуассона. С учётом аксиальной симметрии ($\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$) уравнение Пуассона в безразмерных переменных записывается так:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \alpha^2 \rho(z, r), \quad (2)$$

где

$$\alpha = h \left(\frac{|\rho_0|}{V_0 \varepsilon_0} \right)^{1/2}$$

- безразмерный управляющий параметр, пропорциональный корню квадратному из тока пучка \sqrt{I} и эквивалентный параметру Пирса α в теории диода Пирса [12], ε – диэлектрическая постоянная вакуума.

Граничные условия для уравнения Пуассона (2) имеют вид:

$$\varphi_1 = 0, \quad \varphi_2 = \varphi_a, \quad \varphi_5 = \varphi_r,$$

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=L} = 0,$$

где $\varphi_1, \varphi_a, \varphi_r$ - безразмерные потенциалы катода, анода (первой части трубы дрейфа) и тормозящего электрода (второй секции трубы дрейфа), L – длина системы.

Разность потенциалов на электродах 2 и 5: $\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_5 = \varphi_a - \varphi_r$ также является важным управляющим параметром системы и характеризует

степень надкритичности в ней. Если $\Delta\varphi = 0$, то мы имеем дело с эквипотенциальным пространством дрейфа, а если $\Delta\varphi > 0$, то в электронном пучке формируется виртуальный катод.

Магнитное поле в системе задается в аналитическом виде, исходя из условия параксиальности, т.е. $B_z(r, z) \approx B_z(0, z) = B_z$. Распределение продольной компоненты магнитного поля приведено на рис.6 в безразмерных координатах. Продольная и поперечная составляющие магнитного поля задаются следующими выражениями:

$$B_z = \left[\frac{1}{2} \tanh\left(\frac{8(z - 0.5(z_0 + z_k))}{z_0 - z_k}\right) + \frac{1}{2} \right] \times (B_0 - B_k) + B_k, \quad (3)$$

$$B_r(r, z) = -2r \frac{B_0 - B_k}{z_0 - z_k} \times \left[1 - \tanh\left(\frac{8(z - 0.5(z_0 + z_k))}{z_0 - z_k}\right) \right].$$

Компоненты магнитного поля (3) получены, исходя из условия $\nabla * B = 0$.

Для численного решения задачи вводится пространственно-временная сетка с определённым шагом по времени t , по продольной координате вдоль оси симметрии системы и по поперечной координате. В узлах этой сетки будут определяться функции плотности пространственного заряда и потенциала. В заданной геометрии пространства взаимодействия электронный пучок удобно задать в виде совокупности крупных частиц. На каждом временном шаге определённое заранее число заряженных частиц, имеющих одинаковый заряд, инжектируются в пространство взаимодействия через равные промежутки времени с постоянной начальной скоростью. Для каждой (k -ой) заряженной крупной частицы решаются нерелятивистские уравнения движения, имеющие конечно-разностный вид.

Для нахождения распределения потенциала в пространстве взаимодействия требуется знание величины плотности заряда в узлах пространственной сетки. Для нахождения распределения плотности пространственного заряда в пространстве взаимодействия использовалось билинейное взвешивание частиц в цилиндрической системе координат – метод “облака в ячейке” (PIC-метод (Particle-In-Cell)). В общем случае в PIC-модели частицы в плоскости (r, z) представляют собой прямоугольники с однородной плотностью заряда с определёнными сторонами, которые в общем случае не связаны каким-либо соотношением с шагами пространственной сетки Δz и Δr . Координаты центра прямоугольника считаются координатами частицы. Вклад заряда частицы в узлы сетки пропорционален части площади, попавшей в ячейку, окружающую соответствующий узел. Если зафиксировать шаги сетки Δz , Δr , то число узлов, в которые частица вносит свой заряд, зависит в общем случае от геометрических размеров частицы и ее расположения.

Таким образом, численное решение задачи включает в себя численное интегрирование уравнений движения, взвешивания зарядов крупных частиц на сетке и решения конечно-разностного аналога уравнения Пуассона с учетом граничных условий и распределения плотности пространственного заряда электронов двух пучков.

В **Третьем разделе** обсуждаются результаты расчётов. Данные получались для нескольких величин тормозящего поля. Менялся при этом ток внешнего пучка, внутренний оставался неизменным, либо ток внутреннего пучка, когда внешний, соответственно, был постоянным (подобным образом рассмотрено около 35 различных ситуаций). Методика расчёта подробно описана в Разделе 2. Далее условно выбиралось три точки (U_1, U_2, U_3) на пути дрейфа электронов и строились спектры колебаний поля в пространстве взаимодействия для каждого из выбранных случаев. Особенно интересны были те случаи, в которых возникали высокоамплитудные

колебания на одной из гармоник. Подобные исходы обычно имели периодический характер и свидетельствовали о том, что при накоплении заряда в пучке появлялась своя собственная коллективная динамика электронов.

Чем торможение выше, тем сильнее и проявлялись эти ситуации. Наглядно области повышенной плотности пространственного заряда видно на графиках распределений этих плотностей для двух пучков в один момент времени (рис.3) для того же случая, когда токи пучков равны, а торможение сильное.

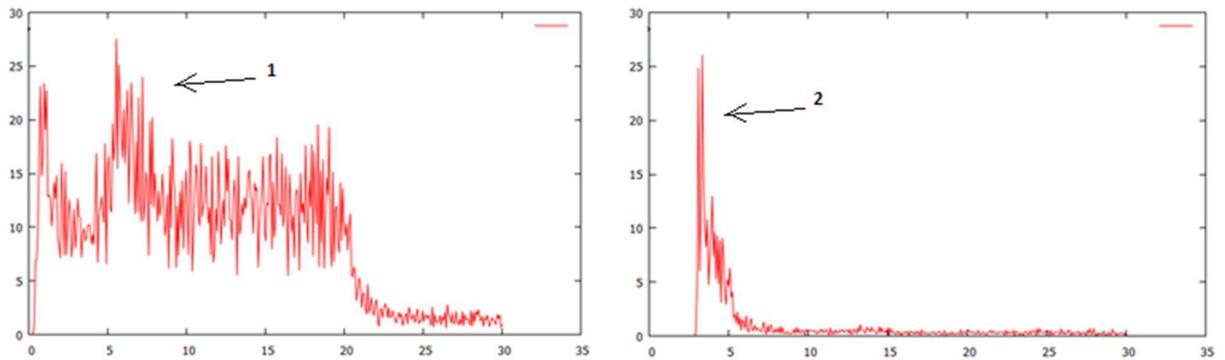


Рис.3. Пространственное распределение плотности пространственного заряда для двух пучков в один и тот же момент времени. Стрелками отмечены области скопления зарядов вблизи катода.

Видно, что на графике первого пучка область повышенной плотности пространственного заряда около тормозящего электрода расширяется в сторону катода МИП. Вообще, заряженные частицы либо оседают на электродах (катоде и аноде), либо уходят в область пространства дрейфа, что видно и во втором случае. В результате в протяженной области пространства взаимодействия формируется электронное облако, состоящее из частиц с малыми скоростями, в котором устанавливается равномерное распределение плотности пространственного заряда. Во втором случае эта область довольно узкая (стрелка 2). Связано это с тем, что внешний сильноточный пучок подавляет внутренний, «сдавливает» и возвращает часть электронов обратно в область инжекции.

Для более глубокого анализа поведения плотности пространственного заряда следовало построить его пространственно-временные зависимости (рис.4), что и было проделано. Эти карты показывают, что возбуждённые волны объемного заряда во внешнем пучке отличаются от волн во внутреннем. На внешнем пучке видна область повышенного пространственного заряда в районе координаты 6, однако, в остальной области пространственный заряд распределён относительно равномерно в течение всего времени до координаты 21, где электроны начинают осаживаться на электрод и границы поверхности пространства взаимодействия, о чём уже говорилось ранее. На карте для второго пучка наблюдалась подобная ситуация, поэтому для наглядности из первоначального варианта карты был вырезан кусок (не от 0 координаты, а от координаты 7 до 30), чтобы опустить место с высокой концентрацией заряда в прикатодной области.

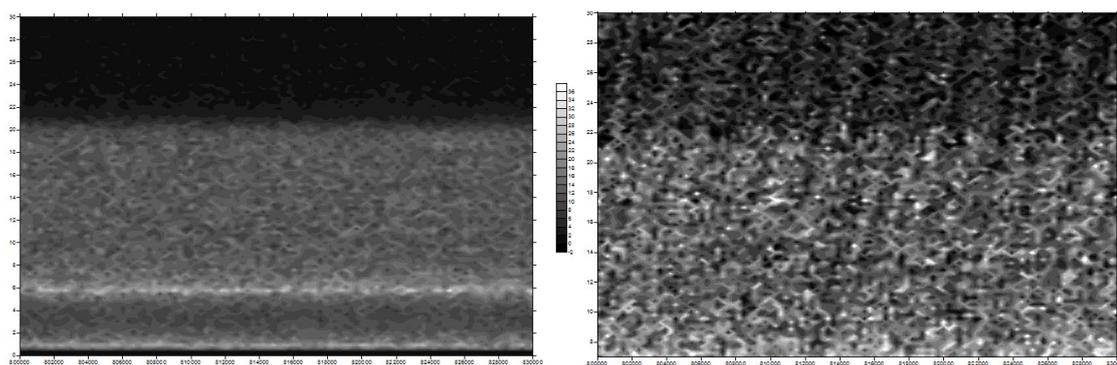


Рис.4. Пространственно-временное поведение пространственного заряда во внешнем и во внутреннем пучках соответственно. Белый цвет показывает высокую плотность пространственного заряда, а чёрный, в свою очередь, малую.

Часть потока, которая прошла через магнитную ловушку, при этом значительно потеряв в продольной скорости, попала в область тормозящего электрода 5. Пытаясь осесть на этот электрод, пучок в свою очередь подавляется внешним высокоточным пучком МИП. В результате нам удалось пронаблюдать продольные волны колебаний пространственного заряда вдоль координаты z .

Если же оставить тормозящее поле неизменным, но уменьшить ток внешнего пучка в 10 раз, относительно внутреннего, то колебания пространственного заряда мы не увидим.

Тенденция к уменьшению колебаний наблюдалась если:

1) уменьшать тормозящее поле – чем меньше торможение, тем колебания пространственного заряда менее очевидны;

2) отдалять полоски друг от друга, ухудшая тем самым взаимодействие между пучками.

Такие карты, траектории, распределения и спектры строились для различных величин тормозящего поля и разных токов пучков (35 различных ситуаций), так же для полноты анализа изменялось расстояние между двумя пучками на отдаление (4 различных случая), сближение (4 случая) и сильное сближение (4 случая). Это позволило осуществить аналитику результатов и прийти к определённым выводам.

Заключение

В ходе выполнения работы было проведено большое количество численных расчётов, ознакомление с большим количеством литературы по данной тематике. Показано от чего в общем смысле зависит появление колебаний пространственного заряда в пучках спирального типа, формируемых в двухполосковой МИП. Кроме того, было показано, что для винтового электронного потока характерно возникновение продольной динамики. Результаты частично повторили или дополнили уже существующие результаты работ из Списка использованных источников.

Автор выражает глубокую благодарность Евгению Николаевичу Егорову за оказанную помощь в написании этой работы, обсуждения и полезные наставления.

Список использованных источников

1. В.Н. Мануилов, «Электронные пучки для мазеров на циклотронном резонансе и лазеров на свободных электронах», «Соровский образовательный журнал», том 7, №10, 2001 год.
2. Tsimring S.E. - Electron beams and microwave vacuum electronics (Wiley, 2007).
3. Д.И. Трубецков, Храмов А.Е., Лекции по СВЧ электронике для физиков (Второй том), Физматлит, 2004 год.
4. Andronov, A.N. Formation and diagnostic of helical gyrotron electron beams, in Conference Digest of the 20th Conference on Infrared and Millimeter Waves, Orlando, FL, pp. 141, 155. (1995)
5. Kuftin, A.N., V.K. Lygin, V.N. Manuilov. Theory of helical electron beams in gyrotrons, Int. J. Infrared Millimeter Waves, 14, 792. (1993)
6. Лукша, О.И. и Г.Г. Соминский. «Исследование осцилляции объемного заряда в гиротроне». Конференция Дайджест 9-й Международной зимней школы СВЧ-электроники и Радиофизики, Саратов, Россия, с. 33. (1998 год)
7. Goldenberg, A.L., and M.I. Petelin. Formation of helical electron beams in adiabatic gun, Radiophys. Quantum Electron., 16, 141. (1973)
8. Ф. Спрэнгл, Т. Коффи. "Новые источники мощного когерентного излучения", УФН, 1985 г., Июнь, Том 146, вып. 2.
9. Е.Н. Егоров, А.А. Короновский, А.А. Кураев, С.В. Колосов, А.О. Рак, А.Е. Храмов, «Исследование возникновения сжатого состояния в нерелятивистском винтовом электронном потоке», «Известия РАН», том 78, №2, 2014 год.
10. А.Д. Кунцевич, В.Н. Мануилов, «Колебательные процессы в МИП гиротронов с коррекцией магнитного поля в области магнитного зеркала», Вестник Нижегородского Университета им. Н.И. Лобачевского, №5(3), с. 339-347, 2011 год.

11. В.Н Мануилов, «Численное моделирование низкочастотных колебаний пространственного заряда и потенциала в электронно-оптической системе гиротрона», «Известия ВУЗов», том XLIX, 2006 год.
12. Е.Н. Егоров, А.А. Короновский, С.А. Куркин, А.Е. Храмов, «Формирование и нелинейная динамика сжатого состояния винтового электронного пучка с дополнительным торможением», ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2013, том 39, № 11, с. 1033–1044.