



ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИИ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА И ФОРМИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ С МАГНИТНЫМ УДЕРЖАНИЕМ

Часть II

*А.В. Архипов, Л.Ю. Богданов, С.В. Воскресенский, С.А. Левчук,
О.И. Лукиша, Г.Г. Соминский*

В разнообразных электронных потоках с магнитным удержанием экспериментально определены характеристики "мгновенных" спектров колебаний пространственного заряда. Выявлены закономерности и механизмы изменения степени упорядоченности коллективных процессов. Получена информация о пространственной структуре колебаний. Исследовано воздействие на коллективные процессы внешнего гармонического сигнала.

Начало статьи (часть I) опубликовано в предыдущем номере журнала. В тексте первой и второй частей используется единая нумерация разделов, формул, рисунков и литературных источников. Для удобства читателя в конце части II помещен полный список литературы.

Оглавление

Часть I

Введение.

1. Объекты исследования.
2. Методы измерений и аппаратура.

Часть II

3. Результаты измерений и их обсуждение.
 - 3.1. Магнетронный усилитель.
 - 3.2. Винтовой электронный пучок системы гиротронного типа.
 - 3.3. Релятивистский электронный пучок.
 - 3.4. Длинноимпульсный электронный пучок сплошного сечения.
- Заключение.

3. Результаты измерений и их обсуждение

Новые данные о коллективных процессах в пространственном заряде были получены во всех исследованных системах. Рассмотрим результаты измерений для каждой из них.

3.1. Магнетронный усилитель

Колебания пространственного заряда в устройствах со скрещенными полями развиваются во втулке электронного облака, прилегающей к катоду. Радиальная протяженность втулки в отсутствие интенсивных колебаний определяется соотношением анодного напряжения и магнитного поля. В закритическом режиме ($U_a < U_{акр}$) у границы втулки ($r = r_{гр}$), определяемой равенством электрических сил расталкивания и магнитных сил сжатия, циклотронная частота ($\omega_{ц}$) приблизительно равна плазменной ($\omega_{пл}$). В усилителях и генераторах М-типа происходящая под действием СВЧ полей замедляющей системы группировка в спицы пространственного заряда над радиусом синхронизма r_c несколько меняет распределение пространственного заряда [15, 16]. Однако, и в этом случае у границы ($r = r_c$) циклотронная частота близка к плазменной. Таким образом, в системах магнетронного типа существует автоматический механизм, регулирующий соотношение между концентрацией электронов у границы прикатодного облака пространственного заряда и магнитным полем.

Характеристики автоколебаний электронного облака должны зависеть от размеров втулки и распределения полей, а, следовательно, от напряжения U_a и магнитного поля B . В усилителе М-типа с холодным вторично-эмиссионным катодом характеристики автоколебаний могут меняться также и при изменении коэффициента вторичной эмиссии δ_m . В наших исследованиях получены данные о связи автоколебаний с указанными параметрами.

Ранее в закритическом режиме ($U_a < U_{акр}$) магнетронных устройств выявлены колебания, обусловленные движением сгруппированного заряда в азимутальном [19, 20] и в аксиальном [2-4] направлении. Частота азимутальных колебаний $f_{аз}$ описывается уравнением Хартри - Банемана, а для частоты аксиальных колебаний f_a получены выражения, приближенно описывающие ее изменения в отсутствие интенсивных колебаний другого типа

$$f_a \approx \frac{n_a U_a}{\pi h B (r_a - r_k)} \quad (1)$$

и в режиме больших амплитуд СВЧ полей замедляющей системы

$$f_a \approx 2 \frac{n_a r_k}{n h} f. \quad (2)$$

Выражения (1) и (2) получены в предположении, что колебания развиваются вблизи границы втулки электронного облака. Частота f_a аксиальных колебаний вида n_a определяется в первом случае отношением U_a/B и геометрическими размерами пространства взаимодействия: радиусами катода (r_k) и анода (r_a), а также расстоянием h между торцевыми катодными экранами. В условиях, когда существуют интенсивные поля замедляющей системы вида n и на частоте f (см. соотношение (2)), величина f_a практически не меняется с U_a и B , но зависит от f и n . Высказывалось предположение [4] о взаимном влиянии азимутальных и аксиальных движений сгруппированного пространственного заряда. Однако, отсутствие сведений о пространственно-временных характеристиках колебаний не позволяло уточнить картину коллективных процессов во втулке электронного облака. Необходимые для этого данные получены нами с использованием описанной в разделе 2 методики.

В исследованном амплитроне с изменением анодного напряжения и магнитного поля меняются не только характерные частоты колебаний, но также и степень их упорядоченности. В мгновенном спектре зондов выделяются дискретные пики повышенной интенсивности в области низких ($100 \leq f \leq 1000$ МГц) и в области высоких ($1000 \leq f \leq 2500$ МГц) частот (рис. 6). В высоко-

частотном спектре зондов в стандартном режиме наибольшую амплитуду имеют колебания на частоте входного сигнала $f_{вх} \sim 2400$ МГц и на частотах самовозбуждения прибора $f_c \sim 1600 \dots 1800$ МГц. На спектре рис. 6, полученном в условиях самовозбуждения, отмечены частоты $f_{вх}$, f_c и соответствующие им амплитуды $A_{вх}$, A_c , а также максимальное значение амплитуды низкочастотной части спектра $A_{нч}^M$.

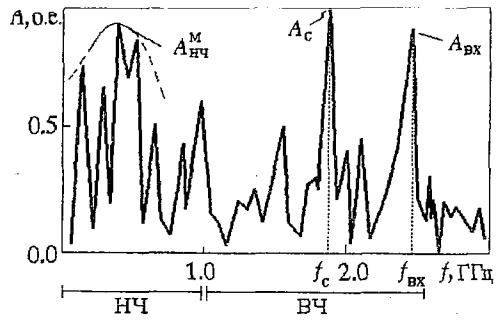


Рис. 6. Мгновенный спектр колебаний пространственного заряда в магнетронном усилителе. $A_{нч}^M$ - максимальная амплитуда низкочастотной части спектра (НЧ). A_c - амплитуда колебаний по частоте f_c самовозбуждения, $A_{вх}$ - амплитуда на частоте входного сигнала $f_{вх}$; анодное напряжение $U_a = 7.5$ кВ; магнитное поле $B = 0.12$ Тл; входная мощность $P_{вх} = 3$ кВт; коэффициент вторичной эмиссии $\delta_{m2} = 1.8$

Соотношение амплитуд различных частотных компонентов ($A_{вх}$, A_c и $A_{нч}^M$) меняется с изменением коэффициента вторичной эмиссии катода δ_m . На рис. 7 сравниваются полученные при фиксированном магнитном поле $B = 0.12$ Тл зависимости от анодного напряжения значений $A_{нч}^M$, $A_{вх}$ и A_c . Измерения выполнены в автоколебательном режиме при мощности входного сигнала $P_{вх} = 3$ кВт. Изменение с U_a выходной мощности P_0 также показано на рис. 7.

При самовозбуждении амплитрона с низкоэффективным во вторично-эмиссионном отношении катодом с $\delta_m \sim 1.8$ (см. рис. 7, а) значения $A_{вх}$ бывают сравнимы по величине с $A_{нч}^M$. В приборе с эффективным катодом ($\delta_m \sim 2.5$) при его самовозбуждении $A_{вх} \ll A_{нч}^M$ (см. рис. 7, б). Величина же A_c существенно меньше $A_{нч}^M$ во всем исследованном интервале $1.8 \leq \delta_m \leq 3.0$. Аналогичным образом меняется соотношение амплитуд низкочастотной и высокочастотной частей спектра и в стандартном режиме.

Таким образом, полученные данные свидетельствуют, что низкочастотные колебания играют важную роль во вторично-эмиссионном поддержании пространственного заряда в любых режимах работы УМ.

Спектральный состав низкочастотных зондовых сигналов, связанных с автоколебаниями электронного облака, более подробно рассмотрим только для наиболее интересного с практической точки зрения случая работы прибора с достаточно эффективным катодом ($\delta_m \geq 2.5$).

Простейший низкочастотный спектр образован существующими одно-

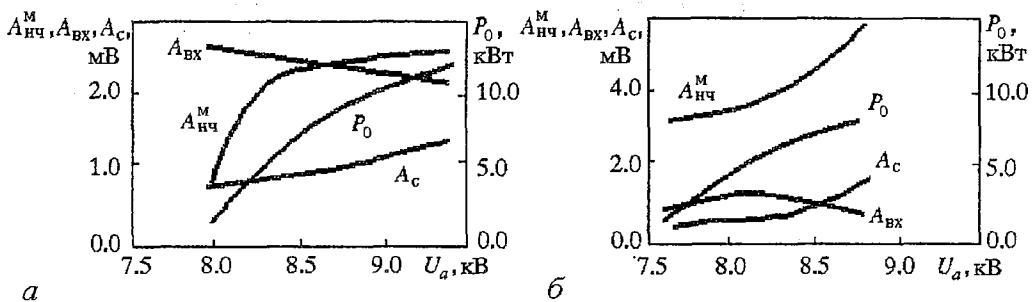


Рис. 7. Зависимости от анодного напряжения мощности выходного сигнала P_0 , максимальной амплитуды $A_{нч}^M$ низкочастотных колебаний, а также амплитуды $A_{вх}$ колебаний на частотах входного сигнала $f_{вх}$ и амплитуды A_c колебаний на частоте f_c самовозбуждения, измеренные в автоколебательном режиме (АР) при магнитном поле $B = 0.12$ Тл и мощности входного сигнала $P_{вх} = 3$ кВт: а - для прибора с низкоэффективным катодом ($\delta_{m1} \sim 1.8$), б - для катода с коэффициентом вторичной эмиссии $\delta_{m2} \sim 2.5$

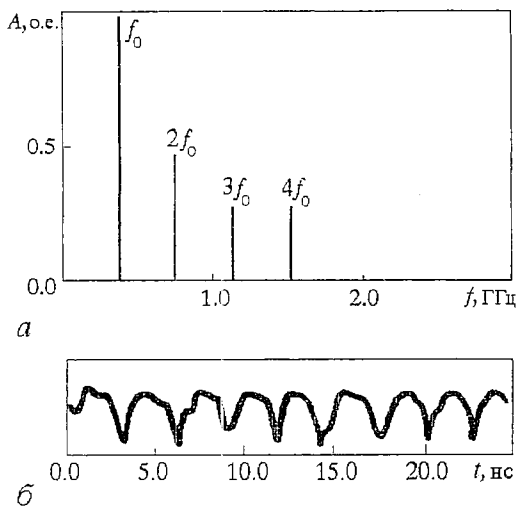


Рис. 8. Простейший низкочастотный спектр колебаний пространственного заряда (а) и временная реализация сигнала (б), измеренные в автоколебательном режиме УМ при $B = 0.12$ Тл, $U_a = 12.9$ кВ, $P_{вх} = 1$ кВт, $\delta_m \sim 3.0$; f_0 - основная частота спектра

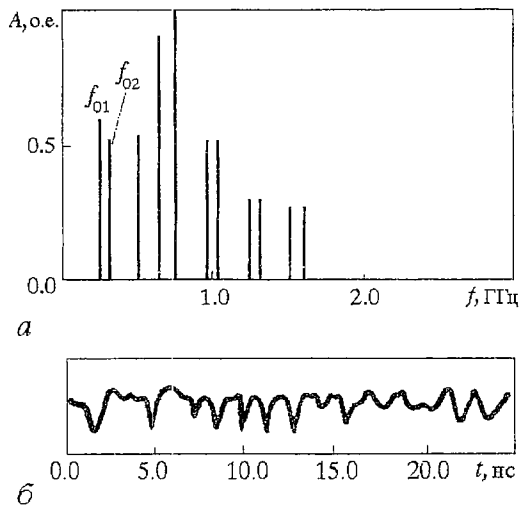


Рис. 9. Низкочастотный спектр колебаний пространственного заряда (а) и временная реализация сигнала (б), измеренные в стандартном режиме УМ при $B = 0.12$ Тл, $U_a = 12.9$ кВ, $P_{вх} = 1$ кВт, $\delta_m \sim 3.0$. Отмечены две сосуществующие колебательные структуры с основными частотами f_{01} и f_{02}

временно составляющими на частотах, кратных некоторой основной f_0 . На рис. 8, а несколько упрощенно изображен типичный спектр такого типа. Указаны положение максимумов основных составляющих спектра и их амплитуда. Такой спектральный состав соответствует единому колебательному процессу в пространственном заряде. Вид соответствующей временной реализации (рис. 8, б) свидетельствует о неизменности соотношения фаз гармоник в течение всего времени наблюдения. Спектр в виде существующих одновременно гармоник, соотношения фаз и амплитуд которых неизменны во времени, соответствует стационарной волне в электронном облаке, связанной с движением мимо отверстия в катоде устойчивой структуры сгустков пространственного заряда.

Разрушение стационарных волн, проявляющееся в «хаотизации» временных реализаций, наблюдается при формировании сосуществующих структур сгустков. В спектре колебаний им соответствуют наборы составляющих на кратных частотах, но с разными основными частотами f_{0n} ($n = 1, 2, \dots$). Конкурирующие структуры возникают, например, при подаче несогласованного с автоколебаниями входного сигнала в замедляющую систему, т. е. при переходе от АР к СР. Типичные для этого случая спектр и реализация показаны на рис. 9.

Наблюдалось разрушение стационарных волн и при изменении соотношения U_a и B в автоколебательном режиме. Монотонное изменение анодного напряжения при $B = \text{const}$ ведет к немонотонному изменению добротности и амплитуды составляющих спектра. Для хаотизированного спектра характерно чередование во временных реализациях цугов с упорядоченным и неупорядоченным заполнением. Длительность и характер заполнения цугов меняются от импульса к импульсу, а также в течение данной реализации.

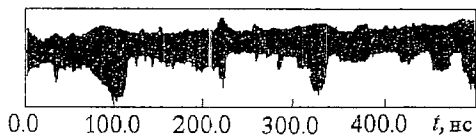


Рис. 10. Временная реализация зондового сигнала, измеренная в стандартном режиме УМ при $B = 0.12$ Тл, $U_a = 13.8$ кВ, $P_{вх} = 1$ кВт, $\delta_m \sim 3.0$

Наблюдение временных реализаций за большой промежуток времени свидетельствует (рис. 10), что эти изменения носят характер, типичный для сценария перехода нелинейной динамической системы в стохастический режим через перемежаемость. В пользу стохастизации колебаний говорит и реакция

электронного облака на входной сигнал в стандартном режиме. Увеличением $\Gamma_{вх}$ в некоторых случаях удается упорядочить колебания, а иногда наоборот, первоначально упорядоченный сигнал хаотизировать. Такая реакция, согласно [22], типична для нелинейных динамических систем.

Для определения пространственных характеристик колебательных процессов на основании полученных данных построены зависимости частоты мгновенного спектра от сдвига фазы в азимутальном (θ_ϕ) и аксиальном (θ_z) направлении, то есть дисперсионные характеристики. Обычно (рис. 11) выделяется несколько ветвей колебаний с разными значениями фазовой скорости v_ϕ . Азимутальная (v_ϕ) и аксиальная (v_z) проекции фазовой скорости в пределах одной ветви приблизительно постоянны. Наиболее низкие частоты колебаний близки к редуцированной плазменной $f_{пр}^2$.

Полученные дисперсионные характеристики свидетельствуют, что колебания объемного заряда, как правило, носят характер винтовых мод и связаны с одновременным движением сгустков пространственного заряда как в азимутальном, так и в аксиальном направлении. Исключение составляют лишь режимы, характеризующиеся максимальной мощностью выходного сигнала $P_0 \sim 140-150$ кВт. В таких режимах высокочастотным ветвям колебаний в координатах ($f, -\theta_\phi$) соответствуют значения θ_z , близкие к 360 градусам (или, что то же самое, к нулю).

Из полученных дисперсионных характеристик следует слоистая структура колеблющегося электронного облака. Действительно, если предположить, что колебания с разными v_ϕ связаны с синхронными потоками электронов, разные ветви соответствуют колебаниям в разнесенных по радиусу потоках электронов. Проведенные оценки свидетельствуют, что выделяются две преимущественные области локализации колебаний - у радиуса синхронизма (именно там развиваются колебания ветвей 1 и 2 (см. рис. 11)) и в районе прикатодного максимума плотности пространственного заряда [15, 16] (ветвь 3 на рис. 11).

Таким образом, фазовые измерения позволили дополнить и уточнить картину коллективных процессов в пространственном заряде магнетронного усилителя. В них подтверждено высказанное ранее предположение [4] о существовании винтовых мод, показано, что в колебаниях участвуют не только приграничные слои втулки пространственного заряда.

Существование колебаний в разнесенных по радиусу слоях электронного облака может быть объяснено с учетом взаимодействия попутно движущихся

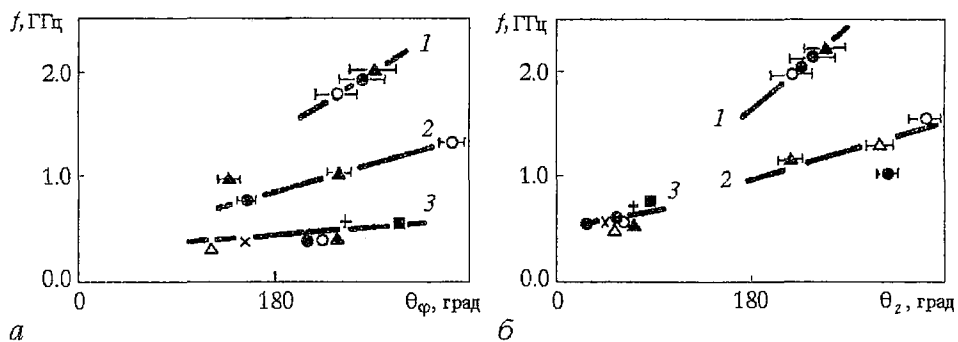


Рис. 11. Дисперсионные характеристики колебаний пространственного заряда: зависимости частоты выделенных пиков мгновенного спектра от сдвига фазы θ_ϕ в азимутальном (а) и θ_z в аксиальном (б) направлении в автоколебательном режиме УМ при $B = 0.12$ Тл, $U_a = 10.4$ кВ, $P_{вх} = 1$ кВт, $\delta_m = 3.0$

² Редукция (уменьшение) плазменной частоты учитывает влияние ограничивающих поток проводящих электродов [23].

потоков заряженных частиц с разными скоростями, то есть развитием двухпучковой неустойчивости (см., например, [1, 23]). Такое взаимодействие наиболее эффективно при некоторых оптимальных соотношениях скоростей потоков.

Слоистая структура колебательных процессов в электронном облаке, возможно, является специфической особенностью систем М-типа с вторично-эмиссионными катодами. Пока нет надежного ответа на вопрос о том, такова ли она в условиях, когда ток с катода обусловлен термоэмиссией. Однако, учитывая, что в мощных устройствах М-типа значительная часть тока, как правило, определяется вторичной эмиссией, полученные данные имеют достаточно большое и общее значение.

Как показали проведенные исследования, автоколебаниями электронного облака можно управлять с помощью СВЧ полей, создаваемых при подаче мощности не только в замедляющую систему, но и по коаксиалу, подключенному между торцевым экраном и катодом.

КСВ тракта, соединяющего источник управляющего сигнала с УМ, сильно меняется при изменении частоты f_y . На данном этапе измерения выполнены при двух значениях частоты $f_y = 385$ и 540 МГц, соответствующих минимумам зависимости КСВ (f_y). Для указанных частот получены подобные результаты. Поэтому поясним основные закономерности на основании более подробных измерений на частоте $f_y = 385$ МГц.

Влияние управляющего сигнала носит пороговый характер и заметно при значениях управляющей мощности $P_y \geq 100-150$ Вт. В низкочастотной области спектра эффект воздействия наиболее сильно проявляется в повышении амплитуды A_1 колебаний на частотах 100-150 МГц, близких по величине к частоте первого номера ($n_a = 1$) аксиальных колебаний пространственного заряда. При этом интенсивность сигналов на кратных частотах остается много меньше A_1 . На рис. 12 приведены измеренные при двух значениях магнитного поля 0.1 (см. рис. 12,а) и 0.135 Тл (см. рис. 12,б) зависимости от анодного напряжения величины A_1 , а также амплитуд сигналов на удвоенной (A_2) и учетверенной (A_4) частотах. Показаны характеристики, измеренные в отсутствие управляющего сигнала (сплошные линии) и при мощности $P_y=300$ Вт (штриховые линии). Видно, что влияние управляющего сигнала меняется с напряжением, и повышение амплитуды A_1 достигает в некоторых режимах 2-3 раз.

Описанный эффект воздействия управляющего сигнала можно связать с возникновением вторично-эмиссионного резонансного разряда (ВЭР). В пользу такого предположения говорит типичный для ВЭР пороговый характер изменения амплитуды A_1 сигнала с P_y . При возникновении ВЭР у торцевой поверхности катода происходит размножение электронов. Эмитированные в торцевой области электроны под действием краевых полей «отрываются» от катода и начинают

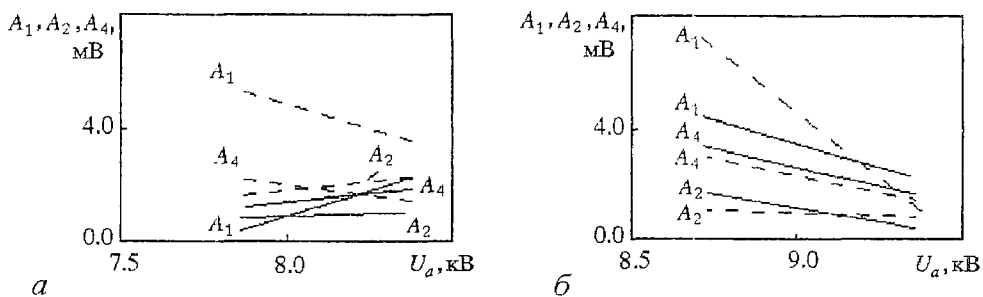


Рис. 12. Зависимости от анодного напряжения U_a амплитуд A_1 , A_2 , A_4 колебаний пространственного заряда на кратных частотах, измеренные в автоколебательном режиме УМ при магнитных полях $B = 0.1$ Тл (а) и 0.135 Тл (б) в отсутствие управляющего сигнала (сплошные линии) и при мощности управляющего сигнала $P_y = 300$ Вт (штриховые линии). $P_{вх} = 3$ кВт, $\delta_m \sim 2.5$

двигаться в противоположную торцевую область пространства взаимодействия [24,25]. В присутствии даже малых флуктуаций СВЧ полей часть электронов не оседает на катоде и совершает колебательное движение вдоль оси. Увеличение количества захваченных таким образом электронов способно привести к росту амплитуды коллективных аксиальных колебаний пространственного заряда.

Наряду с данным объяснением, можно предположить и «полевой» механизм воздействия управляющего сигнала, проявляющийся во влиянии созданных при подачи мощности P_y СВЧ полей на аксиальное движение сгустков объемного заряда.

Имеющихся данных недостаточно для выделения того или иного механизма. Однако, полученные результаты имеют значительный практический интерес и свидетельствуют о возможности эффективного управления коллективными процессами в мощных устройствах со скрещенными полями с помощью небольшого по сравнению с мощностью питания СВЧ сигнала, вводимого в прикатодную область.

3.2. Винтовой электронный пучок системы гиротронного типа

Так как время жизни электронов в МИП не превышает по порядку величины циклотронного периода, интенсивные колебания здесь практически невозможны. Поэтому основной интерес с точки зрения развития коллективных процессов представляют участки перемагничивания и дрейфа ВЭП.

Ранее [18] были обнаружены низкочастотные ($20 < f < 50$ МГц) колебания пространственного заряда в своеобразной ловушке между пробкой магнитного поля и катодом МИП, но сведения о пространственно-временных характеристиках коллективных процессов на участке дрейфа ВЭП отсутствовали. На участке дрейфа ВЭП сильно замагничен. Здесь реализуется соотношение $\omega_c \gg \omega_{пл}$. Из-за сравнительно малой плотности пространственного заряда в отсутствие сильных СВЧ полей поперечная структура пучка в области плато магнитного поля определяется, в основном, распределением плотности тока эмиссии по поверхности катода МИП и его компрессией на участке перемагничивания. При постановке настоящей работы нам представлялось, что на участке дрейфа возможны колебания пространственного заряда, причем не только навязанные движением электронных сгустков из области перемагничивания.

В проведенных экспериментах в системе формирования и транспортировки ВЭП всеми зондами зафиксированы колебания в широком интервале частот. При значениях питч-фактора, превышающих некоторое пороговое значение g_0^n , и сравнительно небольших токах пучка $0.5 \leq I \leq 6$ А преобладают колебания с частотами $f \leq 150$ МГц. В области частот $f \leq 50$ МГц в спектре, зафиксированном с помощью спектр-анализатора, выделяются дискретные пики на приблизительно кратных частотах. Если $g_0 > g_0^n$ и $I > I_{нч}^n$, где $I_{нч}^n$ - пороговое значение тока для возникновения этих низкочастотных колебаний, их амплитуда $A_{нч}$ возрастает с увеличением g_0 и I . На рис. 13,а приведена типичная зависимость $A_{нч}$ одного из пиков спектра от магнитного поля B_0 на полке зависимости $B(z)$. Здесь же указано соответствующее изменение питч-фактора, рассчитанного по адиабатической теории [5]. Изменение величины $A_{нч}$ с током для того же пика, измеренная при $B_0 = 2.5$ Тл, показана на рис. 13, б.

Амплитуда низкочастотных колебаний сильно меняется вдоль оси системы. Наиболее показательны изменения, зафиксированные зондом 8 при его смещении (см. рис. 2). На частотах $f \leq 50$ МГц характерно монотонное уменьшение амплитуды при удалении зонда 8 от катода МИП (кривая 1 на рис.14, а). Колебания на частотах $50 < f < 150$ МГц достигают максимальной амплитуды на некотором расстоянии $z = 7.5$ мм (кривая 2 на рис.14, а), однако, далее также уменьшают свою амплитуду при удалении от катода. Наименьшие из зафиксированных частот дискретных пиков спектра близки по величине к частоте колебательного движения

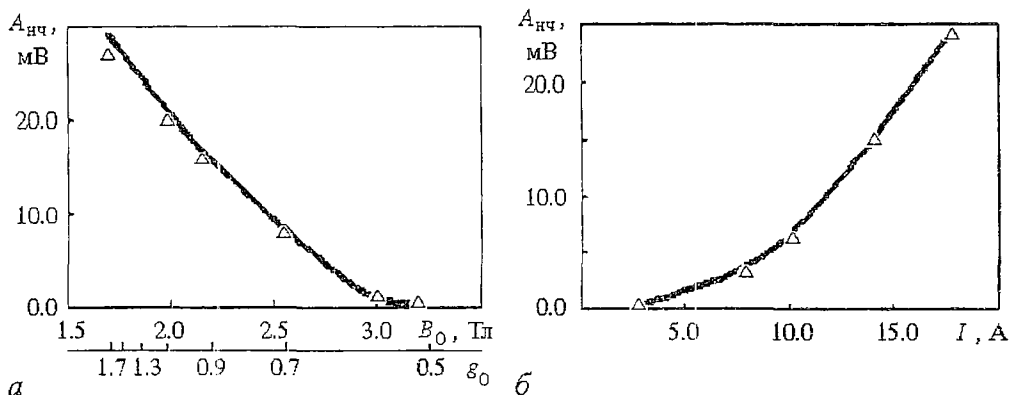


Рис. 13. Зависимости амплитуды пика спектра с зонда 7 на наименьшей из зафиксированных частот от магнитного поля и изменение пич-фактора (а) и от тока пучка (б), измеренные при коэффициенте перемагничивания $B_0/B_k = 25$ и значениях: а - ускоряющее напряжение $U = 8.2$ кВ, ток пучка $I = 15$ А; б - $U = 9.6$ кВ, магнитное поле $B_0 = 2.5$ Тл

электронов в ловушке между катодом и пробкой магнитного поля, рассчитанной без учета поля пространственного заряда. Эти оценки колебательного движения электронов свидетельствуют о связи низкочастотных колебаний с коллективным движением объемного заряда в ловушке между катодом и магнитной пробкой, что согласуется с выводами работы [18]. «Пространственные» измерения позволяют оценить распределение поля этих колебаний и на участке дрейфа ВЭП.

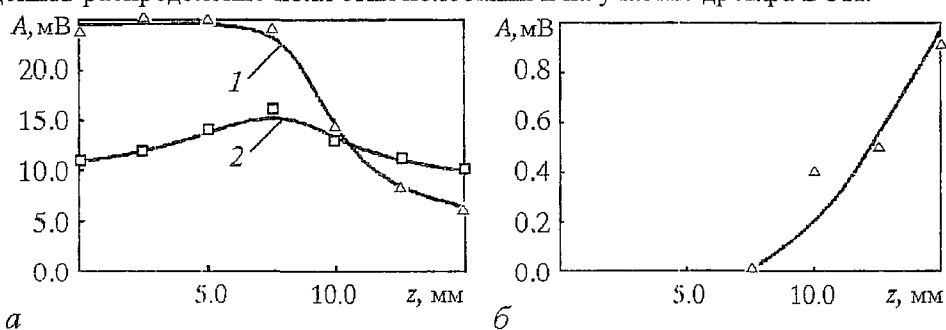


Рис. 14. Зависимости амплитуды колебаний на частотах $f \leq 150$ МГц (а) и на частотах $f = 790$ МГц (б) от аксиального положения зонда 8: Кривая 1 соответствует пика спектра с наибольшей амплитудой в полосе частот 0-50 МГц, а кривая 2 - в полосе частот 50-150 МГц; ускоряющее напряжение $U = 8$ кВ; магнитное поле $B_0 = 2.05$ Тл; ток пучка $I = 7$ А; коэффициент перемагничивания $B_0/B_k = 25$

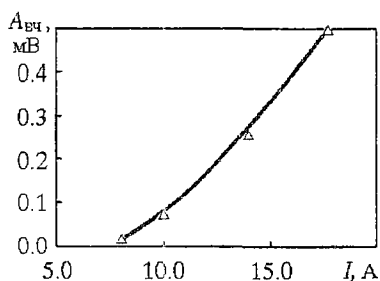


Рис. 15. Типичная зависимость амплитуды ВЧ колебаний с зонда 9 от тока пучка. Пик на частоте $f = 790$ МГц; ускоряющее напряжение $U = 9.6$ кВ; магнитное поле $B_0 = 3$ Тл; коэффициент перемагничивания $B_0/B_k = 25$

В высокочастотной области спектра наиболее интенсивны и воспроизводимы колебания на дискретных частотах в интервале 700-1000 МГц. Амплитуда $A_{вч}$ высокочастотных пиков возрастает с током пучка и при $I \sim 15-20$ А приближается по величине к амплитуде низкочастотных.

Рис.15 демонстрирует изменение с током амплитуды колебаний на частоте $f \sim 790$ МГц. При фиксированном токе амплитуды высокочастотных пиков увеличиваются с ростом коэффициента перемагничивания и с уменьшением B_0 при неизменном коэффициенте пере-

магничивания. Например, снижение магнитного поля от 2 до 0.5 Тл приводит к увеличению амплитуды примерно в два раза. Уменьшение полной энергии электронов при малых значениях $g_0 < 1$ сопровождается падением $A_{вч}$. Приведенные данные позволяют связать рост амплитуды высокочастотных колебаний с увеличением концентрации n_0 электронов на участке дрейфа в области полки магнитного поля, так как все перечисленные операции, приводящие к росту амплитуды, сопровождаются увеличением n_0 .

В спектре высокочастотных колебаний обычно выделяется 4-5 пиков, частоты которых слабо меняются с током пучка и магнитным полем в исследованном интервале $I_{вч} < I \leq 20$ А, $2.0 \leq B_0 \leq 3.5$ Тл. Расстояние Δf между пиками близко по величине или кратно значениям частот низкочастотных колебаний. На рис.16 показан типичный спектр колебаний, полученный при токе $I = 17$ А.

В отличие от описанных ранее низкочастотных, высокочастотным колебаниям свойственно быстрое увеличение амплитуды в направлении от катода к коллектору. Это изменение видно при сравнении сигналов разных зондов, но наиболее ярко прослеживается в зависимости амплитуды сигнала $A_{вч}$ от z , измеренной подвижным зондом δ (см.рис. 14, б).

Таким образом, очевидно, что обнаруженные высокочастотные колебания связаны с процессами в пространственном заряде на участке дрейфа ВЭП и имеют конвективную природу. Чтобы объяснить возникновение этих колебаний, интересно сопоставить полученные данные с существующими в литературе моделями коллективных явлений в удерживаемых магнитным полем электронных потоках. Известны механизмы развития неустойчивостей на частотах, значительно меньших циклотронной, связанные с существованием градиентов скоростей электронов. Наиболее изучены так называемые диокотронная и слиппинг-неустойчивости (см., например, [1,23,26-31]). Анализ характеристик колебаний, возникающих при взаимодействии проскальзывающих электронных потоков, сложен, причем наибольшие трудности встречаются в трехмерном рассмотрении, когда приходится учитывать градиенты скоростей, связанных с движением электронов как в азимутальном, так и в продольном (вдоль магнитного поля) направлениях [29-31]. К сожалению, результатами теории трехмерных колебательных процессов не удается воспользоваться для интерпретации данных настоящей работы. Поэтому сделаем оценки на основе более простых рассмотрений.

Для исследованного нерелятивистского ВЭП в сильном магнитном поле согласно критериям, приведенным в [30], среди неустойчивостей, связанных с градиентами скоростей, наибольший инкремент нарастания имеет диокотронная с продольным волновым числом $k = 0$. Для такого типа неустойчивости можно в первом приближении пренебречь влиянием градиента продольных скоростей.

Расчеты, выполненные в работе [28] для моноскоростных в осевом направлении пучков, показывают, что диокотронные (азимутальные) колебания с $k = 0$ могут развиваться в широком интервале частот, причем максимуму инкремента нарастания для пучков кольцевого сечения с геометрией, близкой к

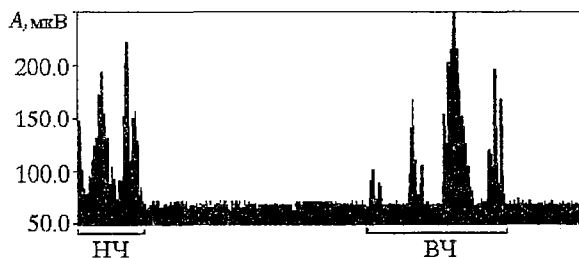


Рис. 16. Изображение спектра сигналов с зонда 9 в полосе частот $0 < f < 1000$ МГц. Указаны амплитуды A сигналов и области НЧ и ВЧ колебаний; ускоряющее напряжение $U = 10$ кВ; магнитное поле $B_0 = 2.5$ Тл; ток пучка $I = 17$ А; коэффициент перемагничивания $B_0/B_k = 25$

геометрии исследованных нами ВЭП, соответствуют частоты $\sim 20-40$ МГц. Таким образом, развитием диокотронной неустойчивости могут быть объяснены только низкочастотные колебания на участке дрейфа ВЭП.

Объяснение спектра высокочастотных колебаний удастся получить с учетом механизма двухпучкового усиления волн пространственного заряда [1,23,27]. Известно, что в замагниченных потоках с «дискретным» распределением по скоростям возможно усиление волн пространственного заряда, распространяющихся вдоль магнитного поля. Скорость нарастания таких волн на линейной стадии, определенная без учета движения электронов в поперечном магнитному полю направлении, зависит от частоты усиливаемых волн, значений редуцированной плазменной частоты $f_{пр}^3$ и соотношения продольных скоростей взаимодействующих потоков.

В исследованном ВЭП из-за неоднородностей эмиссии по поверхности катода формируются дискретные пучки с отличающимися продольными скоростями $v_{||}$. Различие значений $v_{||}$ для потоков электронов, эмиттированных с разных участков катодного пояса, могут быть около 5-10% (см., например, [32]). Соотношение же значений редуцированной плазменной частоты $f_{пр}$ тех же потоков, согласно нашим измерениям, достигает нескольких раз. Взаимодействие таких потоков, как показывают оценки, выполненные с использованием расчетных данных работы [23], ведет к усилению волн пространственного заряда в широком интервале частот, включающем и колебания на частотах 300-1400 МГц, обнаруженные в ВЭП.

Двухпучковая неустойчивость не объясняет существования дискретной структуры высокочастотных пиков (см.рис.16). Однако, «линейчатый» вид спектра может быть понят, если учесть влияние на развитие двухпучковой неустойчивости аксиальных («ловушечных») или азимутальных (диокотронных) колебаний на участке дрейфа. Параметрическое, например, воздействие этих колебаний способно выделить и поддержать нарастание «продольных» волн пространственного заряда на зафиксированных в работе дискретных частотах. Аналогичный эффект может быть также обусловлен воздействием на развитие колебаний своеобразной электродинамической структуры, создаваемой ограничивающими ВЭП электродами.

До сих пор мы использовали результаты измерения характеристик колебательных процессов с помощью спектр-анализатора с усреднением ~ 10 с по большой серии импульсов тока. Для выявления временных характеристик обнаруженных колебаний пространственного заряда ВЭП воспользуемся зарегистрированными временными реализациями сигналов. На рис. 17 показаны типичные реализации длительностью $\tau_p \sim 13$ нс и полученные в результате их обработки мгновенные спектры, соответствующие двум различным значениям времени задержки Δt относительно переднего фронта импульса тока, равным 0.5 мкс (см.рис.17,а,б) и 6 мкс (см.рис.17,в,г). Обработка реализаций дает информацию лишь о спектре частот в области $f > 1/\tau_p$ [33]. Поэтому для выявления особенностей спектра низкочастотных колебаний проводилось также наблюдение реализаций большей длительности 100 нс и 500 нс. На рис.18 приведены типичная осциллограмма длительностью 100 нс (см.рис.18,а), а также характерные мгновенные спектры низкочастотных колебаний для разных участков импульса тока, построенные на основе обработки реализаций с $\tau_p \sim 100$ нс (см.рис.18,б,в,г).

Анализ реализаций и мгновенных спектров свидетельствует, что в течение импульса падает амплитуда низкочастотных ($f < 150$ МГц) и возрастает амплитуда высокочастотных ($f \sim 800-1400$ МГц) колебаний (см.рис.17,18). Меняется одновременно и распределение мощности по спектру колебаний (см.рис.18). Отмеченное быстрое затухание низкочастотных сигналов свидетельствует, видимо, о существенном влиянии на развитие и поддержание колебаний пространственного

³ Редукция плазменной частоты может достигать в рассматриваемом в настоящей работе случае значений равных или больших 10.

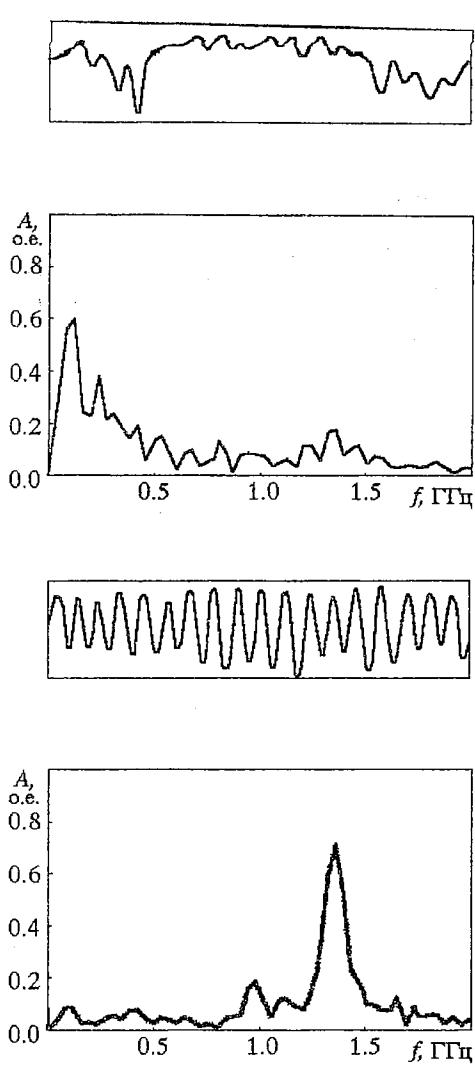


Рис. 17. Осциллограммы сигналов с зонда 8 длительностью развертки 13 нс (а, в) и соответствующие мгновенные спектры (б, г), полученные с задержкой относительно переднего фронта импульса тока в 0.5 мкс (а, б) и 6 мкс (в, г). Масштаб изменения амплитуды для приведенных спектров одинаков, ускоряющее напряжение $U = 8$ кВ; магнитное поле $B_0 = 2.3$ Тл; ток пучка $I = 8$ А; коэффициент перемagnичивания $B_0/B_K = 25$

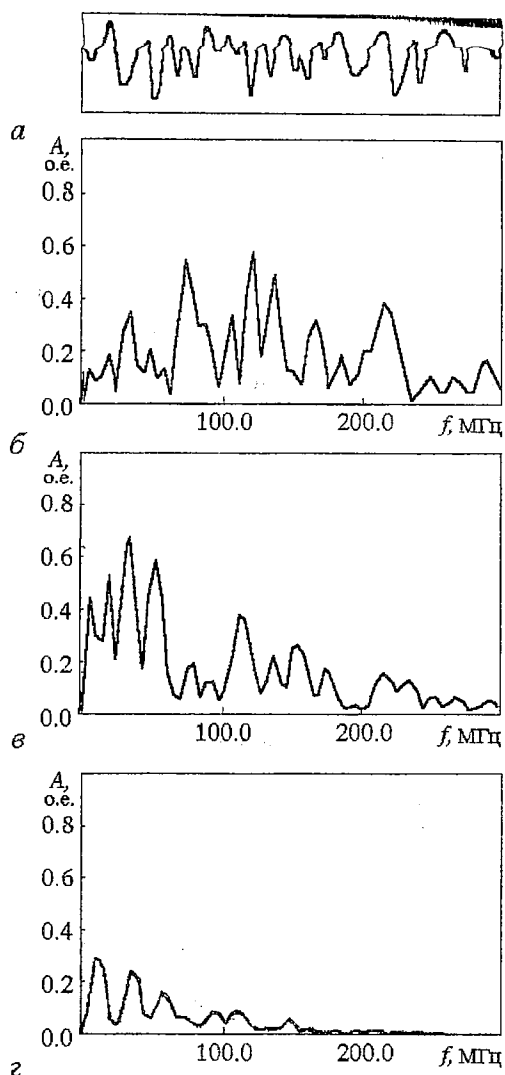


Рис. 18. Типичная осциллограмма сигнала длительностью развертки 100 нс (а) и мгновенные спектры в низкочастотной области (б, в, г), полученные с зонда 8 при разном времени задержки относительно переднего фронта импульса тока. Масштаб изменения амплитуды для приведенных спектров одинаков, ускоряющее напряжение $U = 8$ кВ; магнитное поле $B_0 = 2.3$ Тл; ток пучка $I = 8$ А; коэффициент перемagnичивания $B_0/B_K = 25$; время задержки $\Delta t = 0.5$ мкс (а, б), 1 мкс (в), 6 мкс (г)

заряда в ловушке изменений электрического поля (или тока пучка) на фронте импульса ускоряющего электроны напряжения. Учитывая изменение во времени амплитуды сигналов, можно предположить, что зарегистрированные высокочастотные колебания оказывают большее влияние на работу длинноимпульсных устройств. Однако, пока не ясно, оказывают ли существенное влияние на раскачку высокочастотных низкочастотные колебания. Такое воздействие принципиально может быть существенным в начале импульсов.

Описанные пространственно-временные характеристики колебаний объемного заряда получены при фиксированном положении катода МИП. Сравнение сигналов зондов и их изменение с поворотом катода, сопоставление

этих сигналов с видом зависимостей $j_s(\theta)$ и $j_k(\theta)$ свидетельствуют, что характеристики колебаний зависят как от величины плотности тока пучка в ближней от регистрирующего зонда зоне, так и от малых изменений неоднородных полей в системе формирования и транспортировки ВЭП. Возможно, именно с малым неконтролируемым изменением юстировки или эмиссионных характеристик поверхности катода связаны некоторые отличия спектра, отмеченные при переборке деталей прибора. Отличия не затрагивали в целом описанную качественную картину колебательных процессов и проявлялись в небольших ($\leq 10-20\%$) смещениях характерных частот и в изменении стабильности регистрируемых сигналов.

3.3. Релятивистский электронный пучок

Основные исследования РЭП выполнены при токах пучка, не превышающих предельного вакуумного тока [34]. В этих условиях ток РЭП, как известно [7,8], ограничен условиями его отбора с границы катодной плазмы и определяется ее распределением у поверхности катода, а также электрическими полями у границы плазмы. Изменение тока пучка во времени поэтому связано с изменениями площади эмитирующей поверхности и перемещением плазменной границы. На рис.19 показана типичная форма импульса тока РЭП, зарегистрированная по изменению интенсивности рентгеновского излучения с коллектора. Исследованные РЭП отличаются заметной инерционностью нарастания тока. Время нарастания достигало 0.8 мкс.

Поперечная структура РЭП меняется во времени не только из-за движения плазменного источника электронов. При анализе процессов в РЭП приходится учитывать расфокусировку пучка под действием полей пространственного заряда, которые существенно больше, чем в исследованном ВЭП. Как показали проведенные нами ранее эксперименты [12], поперечная структура РЭП существенно меняется в исследованном интервале магнитных полей $0.15 \leq B_r \leq 1.0$ Тл. Пучок имеет кольцевое сечение с толщиной стенки существенно меньше радиуса РЭП только при магнитных полях в канале транспортировки $B_r \geq 0.5$ Тл. Уменьшение поля до 0.35 Тл приводит к приблизительно однородному распределению плотности тока в сечении пучка. Таким образом, измерения при разных магнитных полях позволяют выявить связь колебаний пространственного заряда с поперечной структурой РЭП.

При анализе коллективных процессов в РЭП приходится учитывать и возможные структурные изменения вдоль него. Этим свойственна так называемая нитевидная неустойчивость, проявляющаяся в шнуровании пучка [29,35], так что характеристики сигналов, регистрируемых разнесенными вдоль РЭП зондами, могут отличаться из-за изменения поперечной структуры пучка.

Основные полученные в настоящей работе результаты исследования РЭП приведены на рис. 19-22.

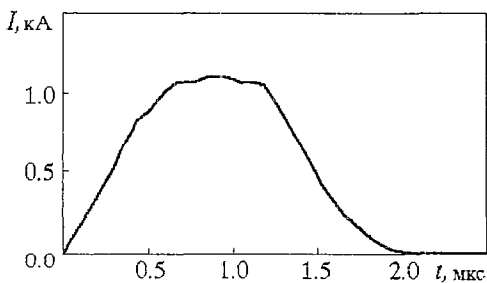


Рис. 19. Форма импульса тока РЭП на коллектор

Колебания пространственного заряда возникают с заметной задержкой $\Delta t \sim 0.4-0.8$ мкс относительно начала импульса тока. Спектры колебаний, регистрируемых обоими зондами, в исследованных режимах качественно подобны. Наиболее стабильны и воспроизводимы колебания вблизи вершины импульса тока. Выделяются пики на дискретных частотах в интервале от 500 до 1500 МГц. Значения частот, соответствующих максимальной

амплитуде колебаний A_m несколько отличаются для зондов 9 и 10 (см. рис.3), и близки соответственно к 1400 и 1000 МГц.

На рис. 20 показана типичная реализация сигнала с зонда 10 (см.рис. 20, а) длительностью 6 нс и полученный в результате ее обработки мгновенный спектр (см.рис. 20, б). Отмечены максимальная его амплитуда A^m и соответствующая частота f^m . Амплитуда колебаний увеличивается с ростом тока пучка I и магнитного поля B_T .

Рис. 21 иллюстрирует изменение A^m с I (см.рис. 21, а) и B_T (см.рис. 21, б). Приведены характеристики, полученные в результате обработки спектров более ста реализаций с зонда 10. Разброс значений A^m при фиксированных токе и магнитном поле ограничен пределами заштрихованных зон. Согласно проведенной в холодных измерениях калибровке чувствительности зондов при токе $I = 1100$ А и магнитном поле $B_T = 0.75$ Тл ВЧ поля РЭП вблизи зонда достигают значений порядка 10^6 В/м.

Принципиально наблюдаемые колебания могут быть обусловлены высокочастотной модуляцией тока с катода [8]. Однако, рост их интенсивности во времени, а также с увеличением тока и магнитного поля свидетельствуют, на наш взгляд, о связи колебаний с развитием неустойчивости пространственного заряда РЭП. Рост тока при фиксированном магнитном поле и увеличение магнитного поля при заданном токе повышают концентрацию электронов в кольцевом сечении РЭП, что, как известно (см., например, [28,30]), ведет к росту скорости нарастания волн пространственного заряда, связанных, например, с наличием градиентов скоростей электронов в продольном и в поперечном магнитному полю направлениях.

Отмеченное выше различие частот f^m наиболее интенсивных колебаний разных зондов может быть обусловлено изменением структуры РЭП вдоль его оси, связанным, например, с его шнурованием [35].

Для получения дополнительной информации о закономерностях и механизмах колебательных процессов в РЭП интересно проследить более подробно их изменение в пространстве и во времени.

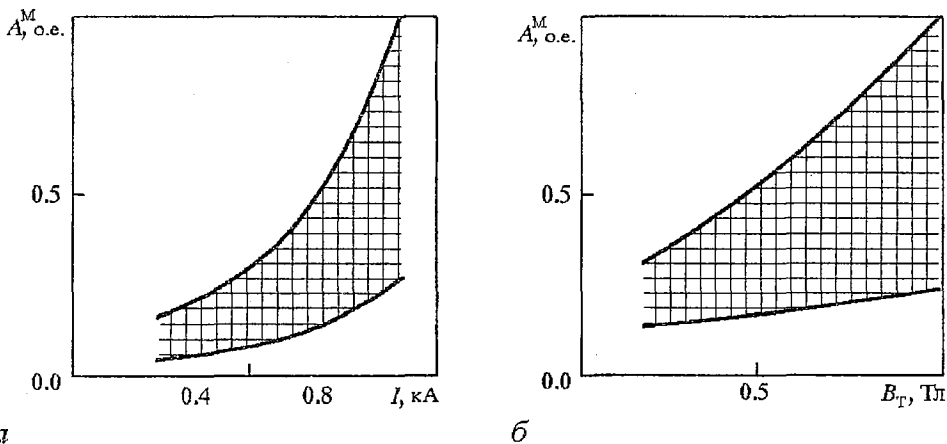


Рис. 21. Зависимости максимальной амплитуды мгновенных спектров A^m от тока РЭП I при $B_T = 0.75$ Тл (а) и от магнитного поля B_T при $I = 1100$ А (б)

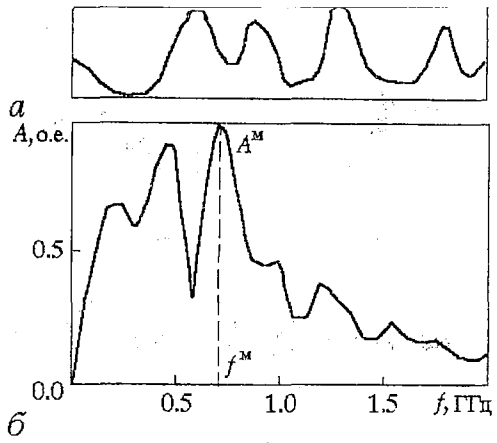


Рис. 20. Типичная реализация сигнала с зонда длительностью 6 нс (а) и полученный в результате ее обработки мгновенный спектр (б). A^m - максимальная амплитуда спектра на частоте f^m

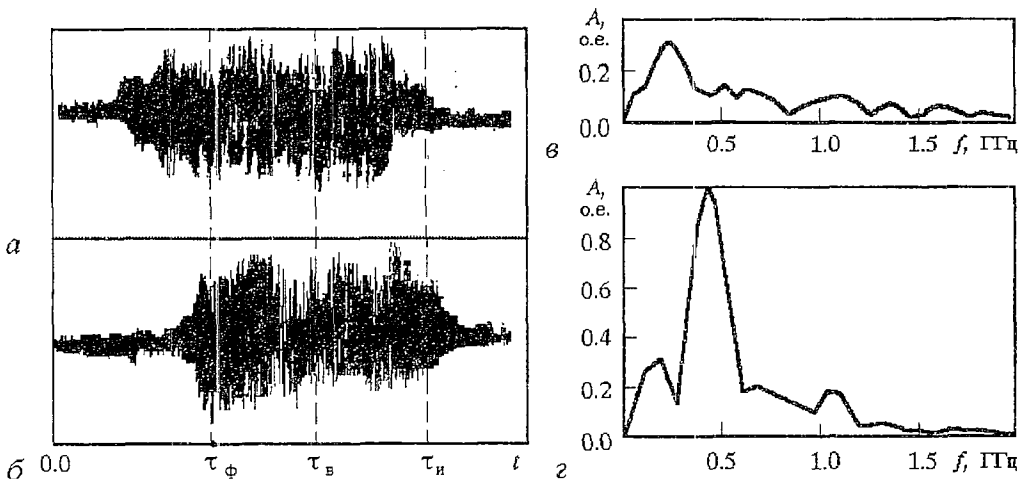


Рис. 22. Типичные характеристики колебательных процессов на разных участках импульса тока, полученные при токе РЭП $I = 1100$ А и магнитном поле $B_T = 0.75$ Тл: a и b - зависимости от времени амплитуды колебаний, регистрируемых зондами 10 и 9, соответственно; v и z - мгновенные спектры колебаний при $t = 2.1$ мкс для зондов 10 и 9, соответственно. Характеристики рисунков (в) и (z) приведены в одинаковом масштабе

Регистрация последовательности реализаций максимальной для осциллографа С7-19 длительности 600 нс позволил восстановить достаточно общую картину изменения интенсивности колебательных процессов в канале транспортировки РЭП в течение времени. На рис. 22 показаны построенные таким образом типичные характеристики амплитуды колебаний для зондов 10 (см.рис. 22, a) и 9 (см.рис. 22, b). Здесь же отмечены начало импульса тока ($t = 0$), конец переднего фронта ($t = \tau_\phi$) и вершины ($t = \tau_v$), а также момент окончания тока пучка ($t = \tau_n$). В разных импульсах хорошо воспроизводятся следующие основные закономерности.

Задержка Δt возникновения интенсивных колебаний различна для зондов 9 и 10. Величина $\Delta t = \Delta t_1$ на зонде 9 (~ 0.6 мкс) заметно больше соответствующего значения Δt_2 (~ 0.4 мкс) зонда 10. Сравнение полученных одновременно мгновенных спектров сигналов с зондов 9 и 10 свидетельствует о конвективной природе нарастания колебаний, так как на фронте импульса они усиливаются с удалением от катода. Приблизительное равенство максимальных значений амплитуд сигналов на вершине импульса говорит о существовании эффективного нелинейного механизма ограничения их интенсивности.

На заднем фронте импульса амплитуда колебаний падает, но высокочастотные сигналы удается зарегистрировать на обоих зондах и по окончании тока пучка ($t > 2$ мкс). Спад интенсивности колебаний происходит быстрее на зонде 10, чем на зонде 9.

Колебания, регистрируемые зондами при $t > 2$ мкс, могут быть связаны с процессами в распадающейся по окончании импульса плазме. Анализ соответствующих реализаций сигналов свидетельствует, что в спектре распадающейся плазмы преобладают колебания на одной выделенной частоте (рис. 22, v , z). Приняв, что она равна электронной плазменной частоте, можно определить концепцию плазмы n_n . Проведенные таким образом оценки показывают, что вблизи зонда 9 $n_n \sim 10^9$ см⁻³, а у зонда 10 эта величина приблизительно на порядок меньше.

Поскольку «плазменные» колебания при $t > 2$ мкс уменьшаются по амплитуде с удалением от катода, можно предположить, что они связаны с движением катодной плазмы в сторону коллектора. Полученные данные позволяют оценить среднюю скорость движения катодной плазмы в канале транспортировки $\sim 2 \cdot 4 \cdot 10^7$ см/с, что согласуется по порядку величины с литературными данными [7,8].

Колебания распадающейся плазмы преобладают на заднем фронте импульса тока пучка. Как уже отмечалось, спектры сигналов на переднем фронте и вершине импульса отличны от «плазменных». Тем не менее, нельзя на данном этапе отрицать возможность существенного влияния эффектов в прикатодной плазме и на развитие колебаний пространственного заряда РЭП.

Итак, проведенные исследования показали, что в РЭП, как и в ВЭП, развитие колебаний пространственного заряда носит конвективный (сносовый) характер. Можно предположить, что здесь, как и в усилителе магнетронного типа, развитие колебаний связано с диокотронной и двухпучковой неустойчивостями. Необходимые для этого азимутальные и продольные градиенты скоростей типичны для РЭП. Однако, уже имеющиеся данные говорят о большой роли плазменных эффектов в возбуждении и изменении во времени характеристик колебаний. Одной из важнейших задач будущих исследований является, видимо, конкретизация этой роли.

При исследовании РЭП, как и в магнетронном усилителе, были обнаружены режимы, в которых колебания пространственного заряда носят характер стационарных волн. Измерения в разовых импульсах не позволили установить закономерности их разрушения. Можно только констатировать, что в большинстве случаев регистрируются менее упорядоченные сигналы.

3.4. Длинноимпульсный электронный пучок сплошного сечения

При исследовании длинноимпульсного СП были выявлены колебания на частотах, которые существенно меньше частот описанных в предыдущих разделах электронных колебаний. Эти низкочастотные колебания влияли на транспортировку пучка и возникали, если ток коллектора превышал некоторое пороговое значение $I_k = I_k^p$.

При магнитном поле в канале транспортировки $B_T \approx 0.5$ Тл, независимо от величины поля B_K у коллектора, пороговый ток $I_k^p \approx 2.0$ А. Рис. 23-25

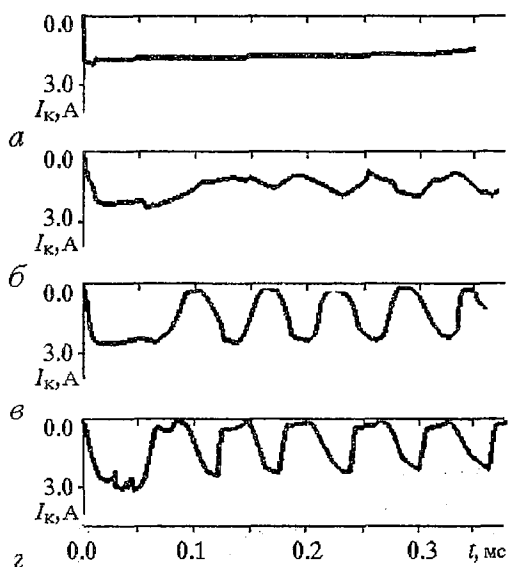


Рис. 23. Изменение во времени коллекторного тока при разных его амплитудных значениях: $I_k = 1.8$ А (а); 2.2 А (б); 2.5 А (в); 3.0 А (г). Ускоряющее электроны напряжение 30 кВ, магнитное поле в канале транспортировки $B_T = 0.5$ Тл, поле у коллектора $B_K = 0$

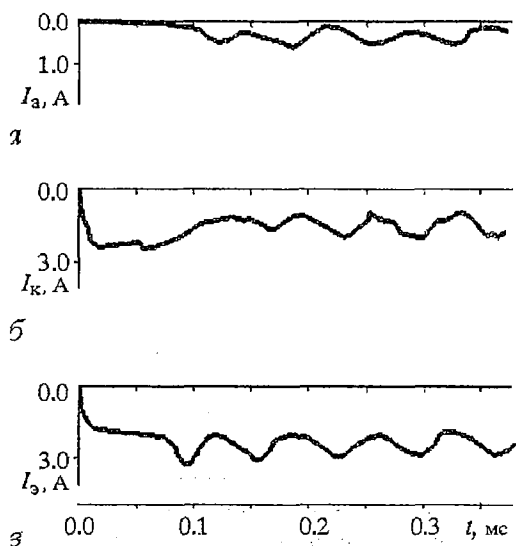


Рис. 24. Изменение во времени токов анода I_a (а), коллектора I_k (б) и электрода 4 (рис. 4) I_3 (в) при коллекторном токе, близком по амплитуде к пороговому ($I_k = 2.2$ А); ускоряющее электроны напряжение 30 кВ, магнитное поле в канале транспортировки $B_T = 0.5$ Тл, поле у коллектора $B_K = 0$

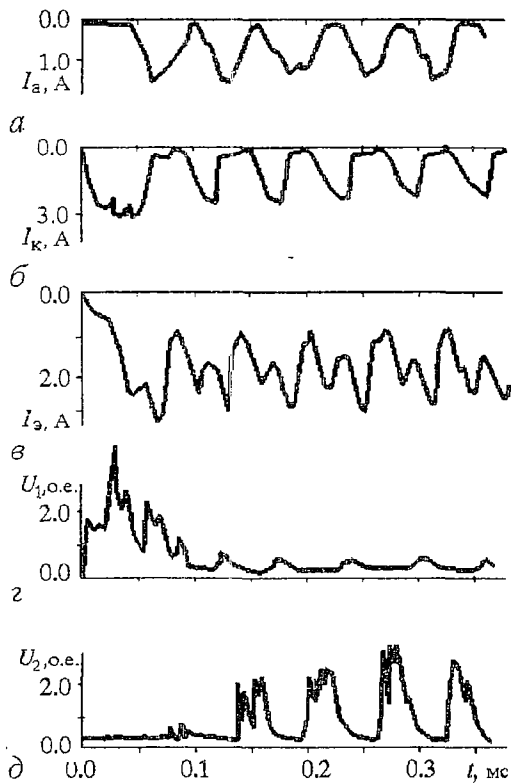


Рис. 25. Изменение во времени токов анода I_a (а), коллектора I_k (б) и электрода 4 I_3 (в), а также световых сигналов U_1 с датчика 11 (з) и U_2 с датчика 12 (д); характеристики получены при амплитудном значении коллекторного тока $I_k=3.0$ А, ускоряющем электронах напряжении 30 кВ, магнитном поле в канале транспортировки $B_T = 0.5$ Тл, поле у коллектора $B_K = 0$

бомбардируемая электронами пучка поверхность секции канала транспортировки вблизи магнитного экрана 3 (см.рис.4). Такая бомбардировка отсутствует при выключенном магнитном поле B_T и, возможно, связана с отражением электронов пучка от магнитной пробки на участке неадиабатического изменения - магнитного поля у экрана. С учетом бомбардировки можно предложить релаксационный механизм модуляции, учитывающий влияние плазмы на прохождение пучка в этой области. Видимо, рождение плотной плазмы у электрода 4, воздействуя на электронно-оптические свойства системы транспортировки, влияет на прохождение пучка и уменьшает бомбардировку этого электрода. В результате падает скорость образования плазмы, снова усиливаются токопрохождение и бомбардировка соответствующего электрода и так далее. Практическая неизменность периода описанного релаксационного процесса в широком интервале токов I_k (см. рис. 23-25) свидетельствует, видимо, о том, что он определяется, в основном, не запаздыванием начала генерации плазмы по отношению к моменту максимальной интенсивности бомбардировки электрода, а временем движения плазмы от образующей ее поверхности к участку канала, где присутствие плазмы сильнее всего влияет на параметры электронного пучка.

При фокусировке электронного пучка на коллекторе полем B_K до 1.8 Тл он становится мощным источником вторичных частиц и плазмы. Влияние этой плазмы на транспортировку СП велико и, как показано в [36], проявляется в многократном снижении достигающего мишени тока быстрых электронов через несколько сотен микросекунд после начала импульса. Однако, влияние компрессии

демонстрируют изменение во времени токов коллектора (I_k), анода пучки (I_a), электрода 4 (I_3), а также световых сигналов U_1 и U_2 с датчиков 11 и 12 (см.рис. 4). Эти характеристики получены при $B_K=0$ и ускоряющем электронах напряжении 30 кВ.

Если ток коллектора превышает пороговое значение, но близок к нему, его изменение (см.рис.23,б), а также изменение других сигналов (см.рис.24), близко к гармоническому и происходит на частоте $\sim 15-20$ кГц. С ростом I_k глубина модуляции увеличивается (см. рис. 23, в), достигая почти 100% при $I_k \sim 2.5$ А. Дальнейшее повышение амплитуды тока сопровождается исклонением формы всех сигналов от синусоидальной (см. рис. 23, г и рис. 25). При этом становятся заметными различия по форме разных сигналов.

Одновременное с токами периодическое изменение световых сигналов говорит, видимо, о том, что описанная модуляция обусловлена плазменными процессами в канале транспортировки. Наблюдаемый в припороговых режимах сдвиг фазы характеристик (см.рис.24) объясняется в предположении о том, что изменения сигналов (токов и величины U_2) обусловлены движением плазмы вдоль оси системы со скоростью $\sim 10^5$ см/с. Источником плазмы может быть

у коллектора практически не сказывается на характеристиках описанного выше коллективного процесса.

Заключение

Подводя итоги настоящей работы, отметим важнейшие закономерности коллективных процессов в исследованных электронных потоках.

Как показали проведенные измерения, колебания пространственного заряда наиболее интенсивны в области частот $f_{\text{пр}} \leq f \leq 10 f_{\text{пр}}$, где $f_{\text{пр}}$ - редуцированная плазменная частота.

Выделяются два основных типа коллективных процессов. Прежде всего, это колебания, связанные с движением группы долгоживущих электронов, удерживаемых в ограниченной области пространства. Типичны в этом смысле колебания в магнетронном усилителе, где пространственный заряд удерживается не только в поперечном магнитном поле, но и в продольном направлении. С движением долгоживущих электронов связаны и колебания на участке неоднородного магнитного поля (в ловушке между катодом и пробкой магнитного поля) в ВЭП. Хотя с СП электронные колебания специально не исследованы, видимо, и там отражение электронов от магнитной пробки играет существенную роль. Амплитудно-частотные характеристики колебаний долгоживущих электронов определяются размерами области их локализации и распределением полей в ней, а также эмиссионными характеристиками источника электронов - катода. На существование же ловушечных колебаний в ВЭП влияет, кроме того, изменение ускоряющего электроны напряжения на фронте импульса.

Колебания второго типа, связанные с развитием волн пространственного заряда, реализуются в электронных пучках на участке их дрейфа. Эти колебания имеют конвективную (сносовую) природу. Поэтому в сравнительно коротких вдоль оси системах они регистрируются только при достаточно больших токах (например, в ВЭП, когда ток пучка превышает ~6 А). В РЭП при токах ~1 кА отмечено нелинейное ограничение роста амплитуды колебаний на расстояниях от катода ~ 40-80 см.

Возникновение волн пространственного заряда в пучках связано, видимо, не только с диокотронной неустойчивостью, обусловленной градиентом азимутальных скоростей электродов, но и взаимодействием электронных потоков, имеющих различные продольные скорости (неустойчивостью типа двухпучковой). Поэтому на развитие волн влияют неоднородности эмиссии по поверхности катода в системе формирования ВЭП, а также катодной плазмы взрывоэмиссионного катода релятивистской системы.

В электронных пучках (ВЭП и РЭП) прослеживается увеличение скорости нарастания и амплитуды колебаний с повышением концентрации электронов. В РЭП выявлено изменение вдоль пучка частоты установившихся (ограниченных нелинейными процессами) колебаний, обусловленное, видимо, изменением его структуры.

В спектре колебаний пространственного заряда всех исследованных электронных систем выделяются дискретные пики повышенной интенсивности. Такой вид спектра объясняется не только существованием и взаимным влиянием разных видов колебаний (например, аксиальных и азимутальных колебаний в УМ и РЭП, ловушечных колебаний и волн пространственного заряда в ВЭП), но и воздействием на коллективные процессы своеобразной электродинамической структуры, которую формируют ограничивающие электронный поток электроды.

Использованная методика наблюдения колебательных процессов позволила выявить типичные для мощных электронных устройств изменения степени упорядоченности автоколебаний пространственного заряда. В некоторых режимах работы УМ и РЭП обнаружены стационарные волны. Разрушение стационарных волн, как установлено при исследовании УМ, может быть обусловлено конкуренцией различных структур сгруппированного пространственного заряда. Это разрушение сопровождается хаотизацией спектра. Изменения степени

упорядочения происходят по сценариям, типичным для стохастических процессов в нелинейных динамических системах. Стохастизация колебаний или, наоборот, их упорядочение могут быть произведены с помощью внешнего гармонического ВЧ сигнала. Введение гармонического сигнала достаточно большой амплитуды позволяет, кроме того, заметно изменять соотношения амплитуд составляющих спектра.

При наблюдении временных реализаций выявлена эволюция колебаний во времени.

Исследования пучков с высоким уровнем переносимой удельной энергии (РЭП и СП) позволило выявить влияние на коллективные процессы плазмы и потоков вторичных частиц, рождающихся на бомбардируемых электронами электродах. В РЭП обнаружено влияние на колебания катодной плазмы. Специфические релаксационные плазменные процессы выявлены в СП, где периодические низкочастотные изменения токов на ограничивающие электронный пучок электроды обусловлены влиянием меняющейся во времени прозрачности плазмы на распространение потока электронов.

Полученные в работе новые результаты представляют, с нашей точки зрения, интерес в связи с тем, что существенно дополняют и уточняют картину коллективных явлений в удерживаемых магнитными полями электронных потоках высокой плотности.

Библиографический список

1. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
2. Бондарцов Г.И., Соминский Г.Г. // ЖТФ. 1975. № 8. С.1654.
3. Бондарцов Г.И., Соминский Г.Г., Фридрихов С.А. // Письма в ЖТФ. 1975. № 19. С.895.
4. Соминский Г.Г. // Лекции по электронике СВЧ (4-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн.3. Саратов: Изд-во СГУ, 1978. С. 119.
5. Флягин В.А., Цимринг Ш.Е. // Проблемы физической электроники. Л.: Изд. ЛИЯФ, 1987. С. 122.
6. Цимринг Ш.Е. // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике (9-я зимняя школа-семинар). Саратов: Изд-во СГУ, 1993. С. 11.
7. Релятивистская высокочастотная электроника / Отв.ред. А.В.Гапонов-Грехов. Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1979.
8. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука, СО, 1991.
9. Бондарь Ю.Ф., Заворотный С.И., Ипатов А.Л. и др. // Физика плазмы. 1982. Т. 8, № 5. С. 941.
10. Левчук С.А., Соминский Г.Г., Воскресенский С.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, № 13. С. 1194.
11. Архипов А.В., Богданов Л.Ю., Воскресенский С.В. и др. // Проблемы физической электроники. Л.: Изд-во ЛИЯФ АН СССР, 1989. С. 28.
12. Богданов Л.Ю., Воскресенский С.В., Соминский Г.Г. // Проблемы физической электроники. Л.: Изд-во. ЛИЯФ АН СССР, 1991. С. 102.
13. Богданов Л.Ю., Соминский Г.Г. // ЖТФ. В печати. 1995.
14. Лукаш О.И., Соминский Г.Г. // ЖТФ. 1994. Т. 64, № 11. С. 160.
15. Малюгин В.И., Соминский Г.Г. // ЖТФ. 1974. Т. 44, № 7. С. 1511.
16. Соминский Г.Г. // ЖТФ. 1968. Т. 38, № 4. С. 663.
17. Болотов В.Е., Зайцев Н.И., Кораблев Г.С. и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, № 16. С. 1013.
18. Лукаш О.И., Цыбин О.Ю. // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике (9-я зимняя школа-семинар). Саратов: Изд-во СГУ, 1993. С. 20.
19. Тычинский В.П., Деркач Ю.Т. // РЭ. 1956. Т. 1, № 2. С. 233; № 3. С. 344.
20. Кузнецов М.И., Бербасов В.А., Нечаев В.Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3, № 1. С. 102; № 2. С. 290.
21. Соминский Г.Г., Терехин Д.К., Фридрихов С.А. // ЖТФ. 1964. Т. 34, № 9. С. 1666.

22. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. // Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.
23. Шевчик В.Н., Шведов Г.Н., Соболева А.В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. Саратов: Изд-во СГУ, 1962.
24. Завьялова Т.А., Уткин К.Г., Чепарухин В.В. // Физическая электроника. Труды ЛПИ. 1970. № 311. С. 159.
25. Блейвас И.М., Моносов Г.Г., Соминский Г.Г., Хомич Р.А. // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1984. № 4.
26. Гладун А.Д., Дунаев А.С., Лейман А.Г. // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1968. № 10. С. 48.
27. Дэвидсон Р. Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978. 215 с.
28. Нечаев В.Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 9. С. 1067.
29. Siambis J.G., Uhm H.S. // Phys. Fluids. 1982. Vol. 25, № 3. P.566.
30. Mostrom M.A., Jones M.E. // Phys.Fluids. 1983. Vol. 26, № 6. P.1649.
31. Buneman O., Barnes C.W., Green J.C., Nielsen D.E. // J.Comput. Phys. 1980. Vol. 38. P.1383.
32. Гольденберг А.Л., Лыгин В.К., Мануилов В.Н. и др. // Гиротрон. Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1981. С. 86.
33. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. М.: Мир, 1971.
34. Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Б., Рухлин В.Г.// Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1980. С. 168.
35. Иванов В.С., Кременцов С.И., Райзер М.Д. и др. // Физика плазмы. 1981. Т. 7, № 4. С. 784.
36. Архипов А.В., Соминский Г.Г.// Письма в ЖТФ. 1994. Т.20, № 11. С.6.

Санкт-Петербургский
технический университет

Поступила в редакцию 4.10.94
после переработки 18.01.95

INVESTIGATION OF SPACE CHARGE OSCILLATIONS AND STRUCTURE FORMATION IN MAGNETICALLY CONFINED ELECTRON BEAMS

Part II

A.V. Arhipov, L.Yu. Bogdanov, S.V. Voskresensky, S.A. Levchuk,
O.I. Louksha, G.G. Sominski

In a number of very different systems with magnetically confined electron beams «momentary» spectra of space charge oscillations had been experimentally obtained, as well as certain information on spatial location and structure of these oscillations. Spectra with different degree of disorder were registered, and some factors responsible for alteration of this degree were found. Influence of an external signal upon electron collective behaviour has also been studied.



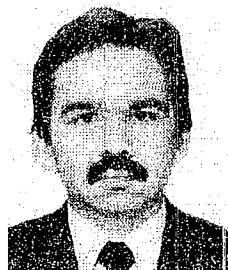
Архипов Александр Викторович - родился в 1963 году в Ленинграде, окончил Ленинградский политехнический институт (1986). Сейчас - инженер Санкт-Петербургского технического университета (СПбГТУ), автор 9 научных работ. Область научных интересов - плотные электронные потоки и связанные с ними плазменные образования.



Богданов Леонид Юрьевич - родился в 1960 году в Ленинграде, окончил ЛПИ (1984)г. Инженер СПбГТУ, автор 9 научных работ. Область научных интересов - диагностика релятивистских электронных потоков.



Воскресенский Сергей Валерьевич - родился в 1965 году в г. Мурманске, окончил ЛПИ в 1988 г. Инженер СПбГТУ. Автор 5 печатных работ. Область научных интересов - экспериментальное исследование сильноточных электронных систем.



Левчук Сергей Анатольевич - родился в 1953 году. Окончил ЛПИ (1977), защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1989). Доцент СПбГТУ. Область научных интересов - диагностика электронных потоков, стохастические процессы.



Луکشя Олег Игоревич - родился в 1961 году в Ленинграде, окончил ЛПИ (1984). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1992). Доцент СПбГТУ. Область научных интересов - динамика и структура пространственного заряда в сильноточных электронных устройствах. Автор 17 научных публикаций.



Соминский Геннадий Гурьевич - родился в 1935 году в Ленинграде, окончил ЛПИ (1960), защитил кандидатскую диссертацию (1967) и докторскую (1984). Профессор СПбГТУ. Автор около 100 печатных работ. Область научных интересов: эмиссионная и СВЧ электроника, экспериментальное исследование потоков заряженных части и плазмы.