

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ВИНТОВЫХ ПУЧКОВ С ЗАХВАЧЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В. Е. Запевалов, Ш. Е. Цимринг

Экспериментально исследуются скоростной разброс и средняя осцилляторная энергия интенсивных винтовых пучков гиротронов при наличии электронов, отраженных от магнитной пробки и захваченных в адиабатическую ловушку. Результаты экспериментов свидетельствуют о существенном влиянии захваченных электронов на параметры пучков, особенно в системах, формирующих квазиламинарные пучки. Рассмотрены модификации магнетронно-инжекторных пушек, в которых достигается некоторое ослабление влияния отраженных электронов.

1. В магнетронно-инжекторных системах гиротронов, формирующих винтовые электронные пучки (ВЭП), часть электронов, получивших в пушке вследствие скоростного разброса избыточную осцилляторную энергию, может оказаться захваченной в адиабатическую ловушку. Границами ловушки являются, с одной стороны, катод, а с другой — магнитная пробка. В предыдущих работах (см., например, [1, 2]) констатировалось, что захваченные электроны (ЗЭ) представляют собой основной фактор, приводящий к неустойчивости электронного потока и предпринимались исследования механизмов неустойчивости. Влияние ЗЭ на параметры винтовых пучков при условии, что последние сохраняют устойчивость, теоретически рассмотрено в [3].

Ниже приведены некоторые результаты экспериментов, направленных на выяснение характера воздействия захваченных частиц на параметры скоростного распределения ВЭП (средняя осцилляторная энергия и относительный скоростной разброс).

2. Измерения производились методом тормозящего поля [4, 5]. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

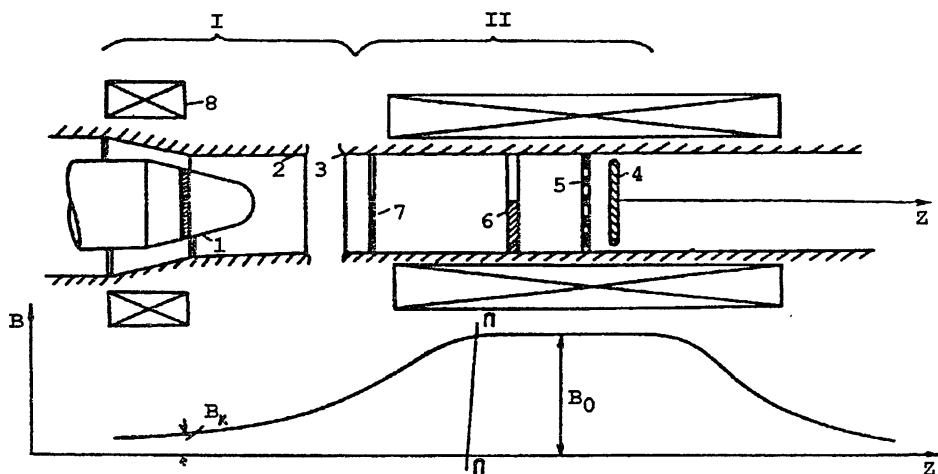


Рис. 1.

Непосредственно измеряемой величиной здесь является продольная к магнитному полю компонента скорости, которая определяется по кривой отсечки тока коллектора 4, устанавливаемого вместе с тормозящей сеткой 5 и диафрагмой 6 в области однородного магнитного поля (распределение последнего также показано на рис. 1). Осцилляторная скорость вычисляется по продольной скорости из интеграла энергии. Диафрагма 6 с секторным вырезом служит для удаления электронов, отраженных от тормозящей сетки. Эта диафрагма, однако, не перехватывает электроны, отраженные от магнитной пробки, располагающейся в области нарастающего магнитного поля (левее плоскости П-П на рис. 1). Таким образом, в данном варианте схемы измеряются параметры пучка в присутствии отраженных электронов, что, как правило, имеет место в рабочих режимах гиротронов.

Ослабление потока отраженных электронов достигается установкой дополнительной диафрагмы 7 в том месте, где магнитное поле существенно меньше B_0 (примерно $B_0/2$). Диафрагма снабжена узким секторным вырезом (около 30°). В этом случае электроны, отраженные от магнитной пробки, оказываются после азимутального дрейфа в скрещенных полях прикатодной области уже над другой частью эмиттера и не влияют

на первичные электроны. В прикатодной области электроны вновь отражаются в сторону коллектора и после еще одного поворота в скрещенных полях перехватываются диафрагмой 7 (по крайней мере, частично). Таким образом число ЗЭ сокращается. Согласно оценкам их влияние на характеристики прямого пучка становится пренебрежимо малым.

Эксперименты проводились с двумя магнетронно-инжекторными пушками, формирующими квазиламинарные (пушка 1) или регулярно-пересекающиеся пучки (пушка 2) (ср. определения топологии пучков, например, в [3]). Фактические и расчетные параметры пушек приведены в табл. 1. Использовались облегченные ("моделирующие") режимы, при которых магнитное поле, напряжение и ток уменьшались по сравнению с рабочими в соответствии с соотношениями подобия, гарантирующими неизменность формы траекторий:

$$U_M = kU_P, \quad B_M = k^{1/2}B_P, \quad I_M = k^{3/2}I_P \quad (1)$$

(индексы "р" и "м" относятся соответственно к рабочему и моделирующему режимам). В экспериментах принималось $k = 0,05$.

3. Зависимости средней относительной осцилляторной энергии t_{\perp} и разброса осцилляторных скоростей δv_{\perp} в пушке 1 (табл. 1) от нормированного тока пучка t_m при отсутствии диафрагмы 7 показаны на рис. 2 сплошными линиями. Нормировка тока $t_m = I/I_{\max}$ производилась на ток пучка I_{\max} , соответствующий режиму его ограничения пространственным зарядом. Измеренный ленгмюровский ток эквивалентного диода (отключенное магнитное поле) превосходит I_{\max} примерно на 30%. Отметим, что значение I_{\max} , пересчитанное на рабочий режим составляет для пушки 1 300 А. Относительный скоростной разброс определялся как

$$\delta v_{\perp} = \frac{\sqrt{U_{c1}} - \sqrt{U_{c2}}}{\sqrt{U_{c0}}} \approx \frac{U_{c1} - U_{c2}}{2U_{c0}}, \quad (2)$$

где U_{c0}, U_{c1}, U_{c2} — потенциалы тормозящей сетки относительно катода, при которых коллекторный ток составляет соответственно 0.5; 0.1 и 0.9 уровня насыщения коллекторного тока. Легко видеть, что отношение в (2) равно:

$$(v_{\perp 2} - v_{\perp 1})/v_{\perp 0},$$

где $v_{\perp 0}$, $v_{\perp 1}$, $v_{\perp 2}$ — максимальные осцилляторные скорости электронов, попадающих на коллектор при потенциалах тормозящего электрода U_{c0} , U_{c1} , U_{c2} . Практически $v_{\perp 0} \approx \frac{1}{2}(v_{\perp 1} + v_{\perp 2})$ и совпадает со средней осцилляторной скоростью. За относительную среднюю осцилляторную энергию принималось отношение

$$t_{\perp} = (v_{\perp 0}/v)^2. \quad (3)$$

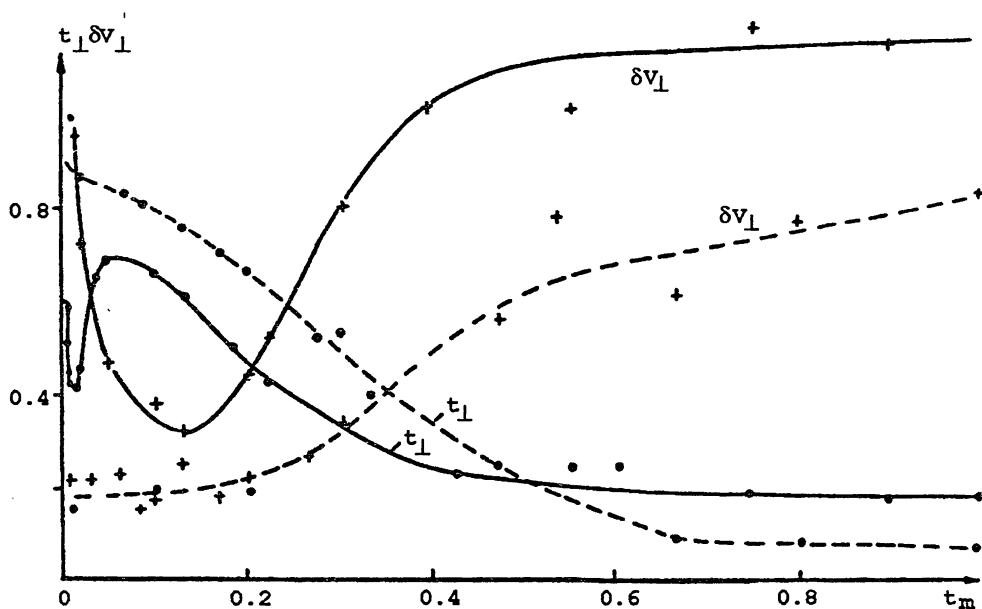


Рис. 2. Зависимости средней относительной осцилляторной энергии t_{\perp} и разброса осцилляторных скоростей δv_{\perp} от нормировочного тока пучка (пушка 1).

Согласно рис. 2 зависимость $\delta v_{\perp}(t_m)$ имеет острый максимум при $t_m = 0.01$ ($\delta v_{\perp} \approx 100\%$) и минимум при $t_m = 0.12$, что радикально отличает её от традиционных характеристик ВЭП с монотонным возрастанием δv_{\perp} как функции тока пучка. Важно также, что указанные аномалии наблюдаются при $t_m < 0.1$, где по оценкам влияние поля пространственного заряда первичных электронов на скоростной разброс незначительно.

Существенно другой вид приобретают характеристики пушки 1 после установки диафрагмы 7 — пунктирные линии на рис. 2. Как видно, зависимости становятся монотонными, скоростной разброс уменьшается,

а осцилляторная энергия возрастает. В отличие от предыдущего случая теперь изменение величин δv_{\perp} и t_{\perp} удовлетворительно согласуется с результатами траекторного анализа, выполненного без учёта отраженных электронов (см. табл. 1).

Параметры	Пушка 1	Пушка 2
Радиус катода $R_k^{(i)}$ (мм)	34	15
Угол наклона эмиттера к продольной оси $\Psi^{(i)}$	35	10
Угол наклона силовой линии к поверхности эмиттера $\phi^{(i)}$	28	7
Коэффициент перемagnичивания $\alpha^{(i)}$	6.7	6.9
Расстояние анод—катод $d^{(i)}$ (мм)	24	44
Ширина эмиттера $l^{(i)}$ (мм)	12	6
Ускоряющее напряжение U_0 (кВ)	60	60
Анодное напряжение U_a (кВ)	51	60
Легмюровский ток $I_L^{(i)}$ (А) (расчётный)	200	60
Относительная поперечная энергия $t_{\perp}^{(i)}$ ($t_j = I^{(i)}/I_L^{(i)}$)	0.7 ($t_j = 0.1$)	0.65 ($t_j = 0.1$) 0.54 ($t_j = 0.23$)
Относительный скоростной разброс $\delta v_{\perp}(t_j^{(i)})$	15 ($t_j = 0.1$) 10 ($t_j = 0$)	7 ($t_j = 0.1$) 31 ($t_j = 0.23$)

Очевидным подтверждением факта отражения части электронов от магнитной пробки является корреляция кривых $\delta v_{\perp}(t_m)$ и $t_{\perp}(t_m)$ (увеличению δv_{\perp} соответствует снижение t_{\perp} и наоборот), которая наблюдается при относительно больших δv_{\perp} . На рис. 3 показаны две финитных (для простоты) функции распределения электронов по осцилляторным скоростям в пучке, прошедшем в рабочее пространство, а также фракции электронов с осцилляторной скоростью $v_{\perp} > v$ (v — полная скорость). Естественно, что эти частицы отражаются от пробки и не попадают в рабо-

чее пространство. Примем в указанных случаях за величину абсолютного скоростного разброса проходящего пучка разность $v - v_{\perp \min}$.

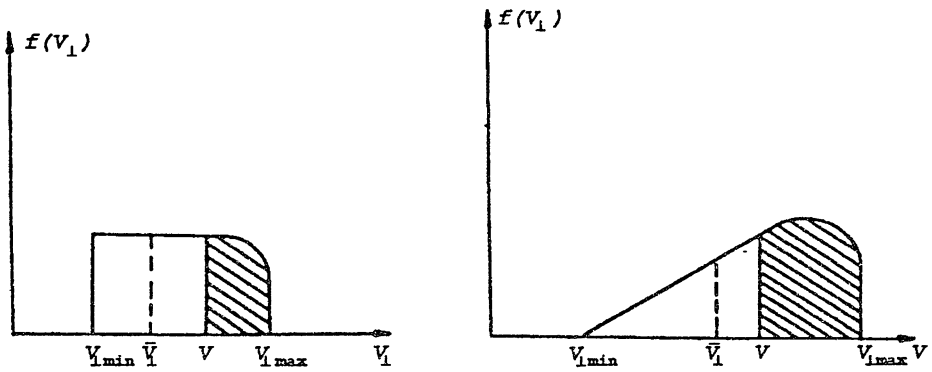


Рис. 3. Функции распределения электронов по осцилляторным скоростям.

Нетрудно получить, что для распределений (рис. 3) средняя осцилляторная энергия, определяемая как отношение $(v_{\perp}/v)^2$, равна:

$$t_{\perp} \approx \frac{1}{\left(1 + \frac{\delta v_{\perp}}{v^2}\right)}, \quad (4)$$

где $n = 2, 3$ для равномерного и треугольного распределений соответственно. Отметим, что корреляция между t_{\perp} и δv_{\perp} типа (4) имеет место независимо от того, выводятся ли диафрагмой отраженные электроны или захватываются в ловушку. Разница состоит лишь в том, что, если отраженные электроны не перехватываются, то они участвуют в формировании результирующего скоростного распределения. Как видно из сопоставления сплошных и пунктирных кривых на рис. 2, указанный эффект проявляется при весьма малом токе пучка. Это свидетельствует о том, что концентрация ЗЭ существенно превышает плотность частиц в первичном пункте. С другой стороны, можно предположить, что имеет место корреляция фаз траекторий захваченных частиц (см. [3]).

Скоростной разброс и средняя осцилляторная энергия для пушки 2, формирующей регулярно-пересекающийся пучок (табл. 1) как функции приведенного тока показаны на рис. 4. Сплошные линии также относятся к системе без диафрагмы 7, а пунктирные — к случаю перехвата отражённых электронов диафрагмой. В отличие от пушки 1 у кривых отсутствуют явно выраженные экстремумы. Однако по-прежнему перехват

отражённых электронов значительно понижает скоростной разброс. Параметры пучка с исключёнными отражёнными электронами удовлетворительно согласуются с расчётными, полученными из траекторного анализа (табл. 1).

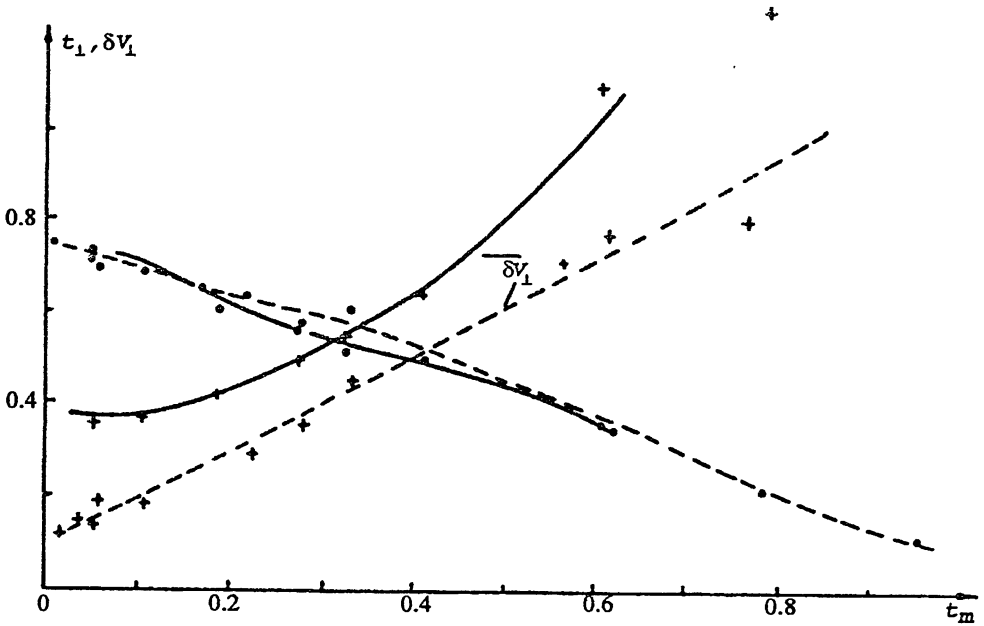


Рис. 4. Зависимости скоростного разброса и средней осцилляторной энергии от нормированного тока пучка (пучка 2).

Отметим, что измерялась также зависимость скоростного разброса от магнитного поля в окрестности эмиттера, которое могло корректироваться катушкой 8 (рис. 1). Как оказалось, при отсутствии диафрагмы 7 (наличие ЗЭ), сравнительно небольшие вариации магнитного поля на катоде B_k сильно меняют δv_{\perp} , что свидетельствует о существенной неадиабатичности электрического поля в прикатодной области. После установки диафрагмы малые изменения B_k практически не сказываются на δv_{\perp} .

Во всех рассматриваемых случаях не отмечалась потеря устойчивости пучка. Можно, таким образом, констатировать, что, несмотря на существенное влияние отражённых электронов на скоростное распределение винтовых пучков, существует механизм удаления частиц из ловушки, не нарушающий устойчивость ВЭП.

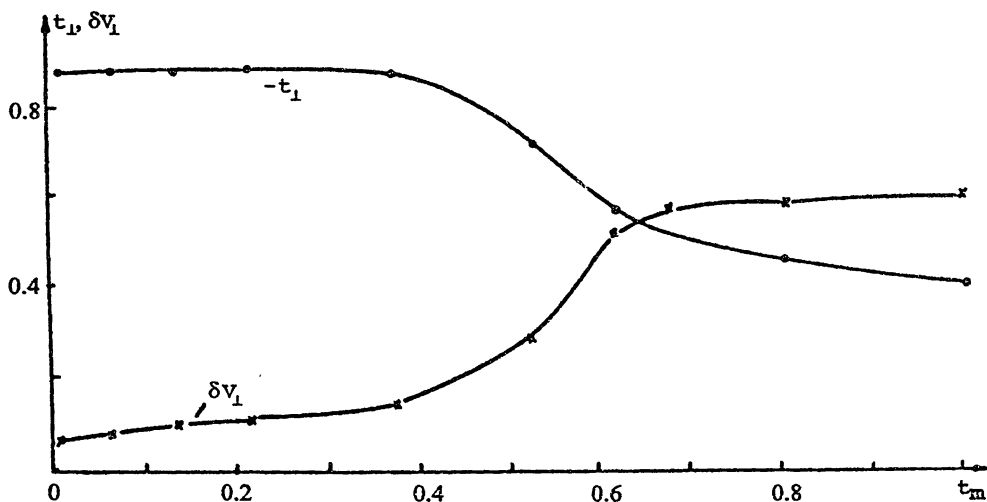


Рис. 5. Зависимости параметров пучка от тока для пушки с сектарным эмиттером.

4. Примененный в схеме рис. 1 способ перехвата отраженных электронов едва ли целесообразно использовать в мощных гиротронах, ввиду большой тепловой нагрузки диафрагмы 7, на которую попадают не только отраженные электроны, но и первичный пучок. Определенные преимущества может представить секционирование эмиттера таким образом, чтобы исключить перехват первичных электронов диафрагмой. Хотя в этом случае плотность тока на активной части катода (при сохранении полного тока пучка) и возрастает, однако качество пучка повышается.

На рис. 5 приведены зависимости параметров пучка от приведенного тока в пушке 1 (квазиламинарный пучок), у которой примерно половина эмиттера (по азимуту) закрыта танталовой фольгой, а диафрагма 7 с секторным вырезом установлена в плоскости таким образом, что пропускает полностью первичный пучок. Максимальный ток I_{\max} уменьшается примерно в два раза. Согласно рис. 2, 5, указанная система демонстрирует существенное улучшение качества пучка, что в определенной степени компенсирует увеличение плотности тока (при том же рабочем токе). Характеристики ВЭП вновь удовлетворительно согласуются с результатами траекторного анализа.

Другим способом ослабления влияния ЗЭ может служить секциони-

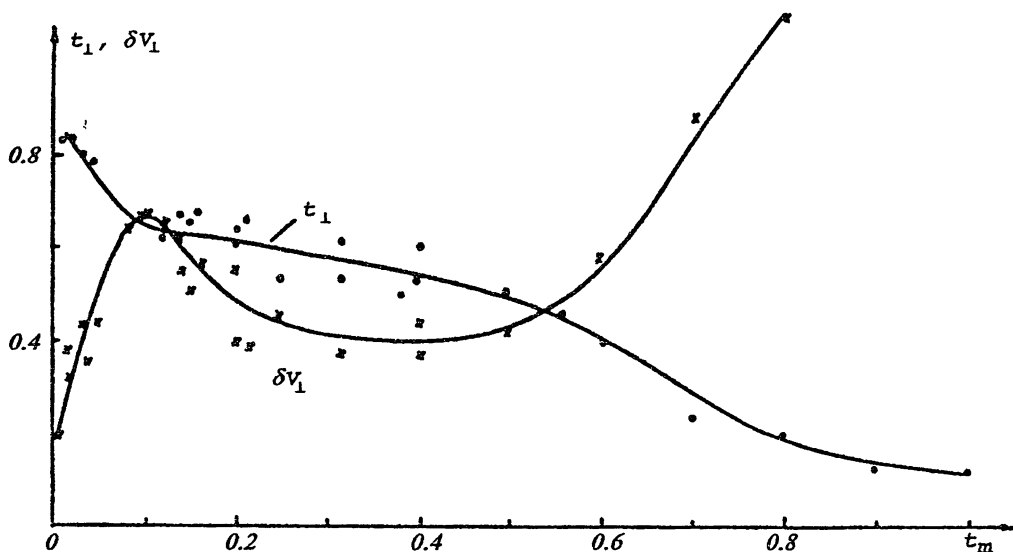


Рис. 6. Зависимости параметров пучка от тока для пушки с эмиттером секционированным по ширине.

рование эмиттера по его ширине. Исследовался, в частности, вариант с катодом, на который наносились три узких (по 2 мм) эмиттирующих пояса, разделённых промежутками по 3 мм, вместо одного эмиттера шириной 12 мм. Зависимость параметров пучка от приведённого тока показана на рис. 6. Сравнение со сплошными кривыми на рис. 2 свидетельствует об определённом улучшении качества пучка. Отметим, что при секционировании максимальный ток пучка уменьшается только в 1.5 раза, хотя активная площадь эмиттера сокращена вдвое. Конечно, характеристики ВЭП на рис. 6 уступают показанным на рис. 5. Однако важным преимуществом секционированных по ширине систем является полное исключение перехвата прямого пучка.

Отметим в заключение, что переход к более коротковолновым системам, отличающимся относительно малыми ларморовским радиусом и шагом траекторий в прикатодной области, должен, по-видимому, способствовать повышению качества квазиламинарных ВЭП. В этом случае следует ожидать ослабления эффекта фазировки захваченных электронов и, следовательно, их влияния на скоростной разброс.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цимринг Ш.Е. Лекции по электронике СВЧ на 3-й зимней школе-семинаре для инженеров. — Саратов: СГУ, 1974. Кн.4. С.55.
2. Иванов А.А. и др. // ЖЭТФ. 1973. Т.65. С.1857.
3. Запевалов В.Е., Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. // Известия вузов. Радиофизика (в печати).
4. Авдошин Е.Г., Гольденберг А.Л. // Известия вузов. Радиофизика. 1973. Т.16. N 10. С.1605.
5. Авдошин Е.Г. и др. // Известия вузов. Радиофизика. 1973. Т.16. N 4. С.605.

Институт прикладной физики
РАН, г. Н. Новгород

Поступила в редакцию
20 декабря 1994 г.

**EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF INTENSIVE SCREW BEAMS
WITH TRAPPED ELECTRONS**

V. E. Zapevalov, Sh. E. Tsimring

There are experimentally investigated the velocity dispersion and mean oscillatory energy of gyrotron intensive screw beams in the presence of electrons reflected from a magnetic mirror and captured by an adiabatic trap. The results of experiments testify to a significant influence of the trapped electrons on the beam parameters especially in the systems producing quasi-laminar beams. There have been considered some modifications of magnetron injection guns with a reduction of reflected electron influence.