

## ВЛИЯНИЕ ОТРАЖЁННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОТЕНЦИАЛ И ФУНКЦИЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ РЭП ПО СКОРОСТЯМ

*И.Л. Богданкевич, П.С. Стрелков, В.П. Тараканов, Д.К. Ульянов*  
*ИОФ РАН, г. Москва, Россия, DenisUlyanov@hotmail.com*

Экспериментально и методом численного моделирования исследовано влияние отражённых от коллектора электронов на параметры сильноточного релятивистского электронного пучка при его транспортировке в сильном продольном магнитном поле. Показано, что отражённые электроны могут приводить к значительному замедлению электронов пучка в дрейфовом пространстве и уширению функции их распределения по энергии.

### ВВЕДЕНИЕ

Эффективность СВЧ-прибора в значительной степени определяется качеством электронного пучка. Высокая эффективность достигается, если используется моноэнергетический пучок с малым разбросом скоростей электронов по углу. Важно также, чтобы потенциал пучка, связанный с его пространственным зарядом, был мал. В релятивистской СВЧ-электронике с этой целью используются трубчатые сильноточные релятивистские электронные пучки (РЭП) с радиусом, близким к радиусу электродинамических структур. Транспортировка пучков осуществляется сильным однородным магнитным полем. При этом желательно использовать трубчатые пучки с тонкой стенкой. В этом случае все электроны тормозятся пространственным зарядом одинаково и при азимутальной симметрии СВЧ-поля взаимодействуют с возбуждаемым электромагнитным полем также одинаково. Это позволяет создавать СВЧ-приборы с высокой эффективностью.

Хорошо известно, что при осаждении электронов пучка на коллектор возникает эффект вторичной электронной эмиссии. Если энергия вторичных электронов превышает работу на преодоление потенциала электронного пучка, то эти электроны могут попасть в дрейфовое пространство и изменить все указанные выше параметры пучка: моноэнергетичность электронов, разброс скоростей электронов по углу, толщину трубчатого пучка. Так как потенциал пучка во всех приборах релятивистской СВЧ-электронике превышает 1 кВ, то истинно вторичные электроны (их энергия не превышает 50 эВ) не могут влиять на параметры РЭП. Вторичные же электроны с энергиями, близкими к энергии падающих электронов — упруго и неупруго отражённые электроны, — могут попадать в дрейфовое пространство пучка. Влияние отражённых электронов на параметры сильноточного РЭП исследовалось в работах [1, 2]. В работе [2] рассматривался РЭП в отсутствие магнитного поля, а в [1] пучок распространялся в сильном продольном магнитном поле, и постановка эксперимента была очень близка к используемой в данной работе. В работе [1] экспериментально показано, что появление отражённых электронов в пучке приводит к уменьшению транспортируемого тока на 5-10% и увеличению плотности пространственного заряда пучка на 30%. Построена аналитическая модель, качественно объясняющая наблюдаемые эф-

фекты. Однако, по утверждению авторов этой работы, о количественном соответствии теории и эксперимента говорить трудно. Кроме того, в работе [1] ток пучка был фиксирован и равен  $0.65 I_0$ , где  $I_0$  — предельный вакуумный ток [3].

В предлагаемой работе исследовалось влияние отражённых электронов на параметры пучка для разных величин тока пучка от  $I_0$  до  $0.45 I_0$ . Показано, что влияние отражённых электронов особенно сильно при малых токах пучка, например, при токе  $0.45 I_0$ , отражённые электроны могут увеличивать пространственный заряд пучка в дрейфовом пространстве на 100%. Результаты эксперимента сравниваются с численным расчетом. Расчетная модель включает несколько эффектов, которые не учитывались в работе [1]. Получено количественное совпадение данных эксперимента и расчёта.

### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Электронный пучок 1 формируется на цилиндрическом взрывоэмиссионном катоде 2 с радиусом  $r_2 = 0.5$  см и транспортируется однородным магнитным полем  $B = 1.5$  Тл вдоль оси вакуумной камеры. Вакуумная камера состоит из металлических труб — анодной 4, диафрагменной 5 и дрейфовой 6, причем для радиусов труб выполняется неравенство  $r_4 > r_6 > r_5$ . Электроны пучка попадают на коллектор 7. Эксперименты проводились для трех коллекторов из различных материалов: графита, нержавеющей стали и вольфрама.

На катод ускорителя подается импульс напряжения 540 кВ длительностью 35 нс по полувысоте. Ток пучка регулировался изменением зазора  $d$  между катодом 2 и плоскостью 3. Если  $d \gg r_4 - r_2$ , то величина транспортируемого тока ограничивается пространственным зарядом пучка, расположенным в трубе 4. Этот ток называется током коаксиального магнитоизолированного диода и определяется по формуле [4]:

$$I_m = \frac{8.5}{\ln \frac{r_4}{r_2}} \frac{(\gamma - 1)^2}{\left(\gamma^{2/3} + 2\right) \sqrt{\gamma^{2/3} - 1}} \text{ [кА]}, \quad (1)$$

здесь  $\gamma = 1 + eU/mc^2$ ;  $e$  — заряд электрона;  $U$  — потенциал катода;  $mc^2$  — энергия покоя электрона. Ток  $I_m$  — минимальный ток пучка, который может быть получен в схеме рис. 1. При этом потенциал пучка в

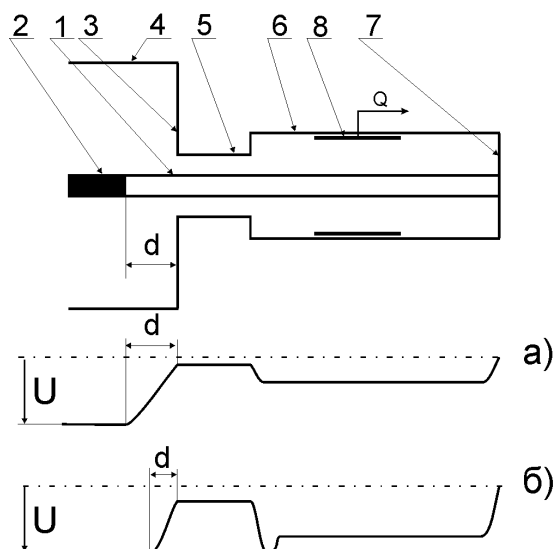


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и распределение потенциала РЭП вдоль длины. 1 — РЭП, 2 — катод, 3 — плоскость, 4, 5, 6 — металлические трубы, 7 — коллектор, 8 — измеритель пространственного заряда пучка. Ниже приведено распределение потенциала в пучке вдоль его длины: а — ток РЭП меньше значения предельного вакуумного тока  $I_0$  для трубы 6 и б — больше  $I_0$

дрейфовой трубе 6 будет мал, и качественная картина распределения потенциала на радиусе трубчатого пучка вдоль его длины будет соответствовать рис. 1,а. Потенциал в пучке определяется зазором между пучком и стенкой трубы, а также погонной плотностью заряда. Поэтому в диафрагменной трубе 5 потенциал пучка мал, а в дрейфовой трубе потенциал возрастает.

При уменьшении зазора  $d$  ток, инжектируемый в трубу 5, увеличивается. При некотором значении  $d$  этот ток достигнет значения предельного вакуумного тока [3] для дрейфовой трубы 6:

$$I_0 = \frac{8.5}{\ln \frac{r_6}{r_b}} \left( \gamma^{\frac{2}{3}} - 1 \right)^{\frac{3}{2}} \text{ [кА]}, \quad (2)$$

здесь  $r_b$  — радиус трубчатого пучка с бесконечно малой толщиной стенки. В этом случае ток пучка ограничивается пространственным зарядом на входе в дрейфовую трубу 6, где образуется виртуальный катод (рис. 1,б). Приведенные выше формулы строго справедливы в приближении бесконечно большого магнитного поля. Потенциал в пучке в дрейфовой трубе 6 при этом равен:

$$\Phi_0 = 511(\gamma - \gamma^{\frac{1}{3}}) \text{ [кВ]}. \quad (3)$$

Схема формирования РЭП, изображённая на рис. 1, как правило, используется в релятивистской СВЧ-электронике. В дрейфовой трубе 6 располагается электродинамическая структура СВЧ-прибора. Эффективность СВЧ-источников уменьшается с увеличением тока пучка при фиксированном значении энергии электронов, поэтому ток пучка внутри электродинамической структуры в релятивистской вакуумной СВЧ-электронике не превышает значения  $0.2 I_0$ . Это обеспечивается подбором зазора  $d$  и отношения  $r_4/r_2$ .

В нашем эксперименте пространственный заряд пучка измеряется емкостным делителем 8 (рис. 1) длиной 10 см в центральной части дрейфовой трубы. Поперечный размер электронного пучка определяется по следу, оставленному на диэлектрической мишени, прозрачной для электронов пучка, которая располагалась также в центральной части дрейфовой трубы.

Измеренный погонный пространственный заряд пучка  $Q$  [Кл/см] позволяет оценить потенциал  $\Phi$  [кВ] на внешнем радиусе пучка  $r = r_b$ , если предположить, что плотность заряда пучка однородна вдоль длины и распределена симметрично по азимуту:

$$\Phi \text{ [кВ]} = 1.8 \cdot 10^9 \cdot Q \left[ \frac{\text{Кл}}{\text{см}} \right] \cdot \ln \frac{R}{r_b}.$$

При типичных значениях  $\frac{R}{r_b} = 3$  и  $\Phi = 100$  кВ, получаем  $Q = 5 \cdot 10^{-8}$  Кл/см.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Зависимость тока пучка на коллекторе от расстояния  $d$  между катодом и плоскостью 3 (рис. 1) представлена на рис. 2а. Видно, что максимальный ток 3.1 кА достигается при  $d = 0.9$  см и уменьшается до 1.4 кА при  $d = 3$  см. Смена материала коллектора изменяет величину тока пучка. При замене коллектора из графита, материала с малым коэффициентом отражения электронов, на коллектор из вольфрама, который имеет большой коэффициент отражения электронов, ток пучка уменьшается на 6-10%.

При каждом измерении тока пучка одновременно проводилось измерение его пространственного

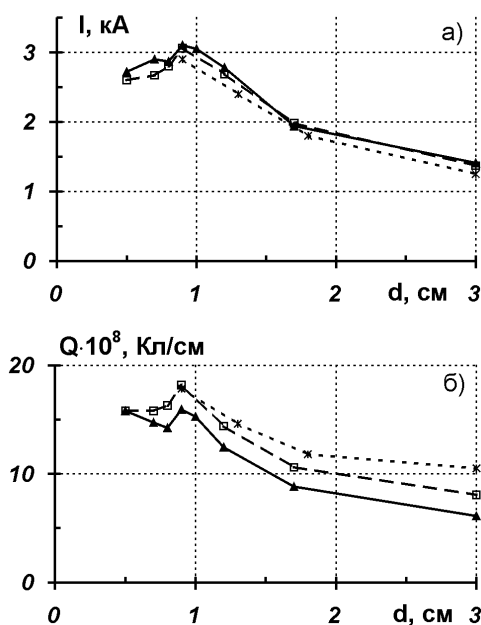


Рис. 2. Экспериментальные зависимости: а — тока пучка и б — его погонного пространственного заряда от величины зазора  $d$  для разных материалов коллектора. Треугольники — графит, квадраты — нержавеющей сталь, звёзды — вольфрам

заряда (рис. 2,б). Видно, что с увеличением потока отражённых электронов (переход от графита к вольфраму) величина пространственного заряда пучка возрастает. Особенно этот эффект велик при малых токах ( $d = 3$  см),  $Q_w/Q_c = 1.7$ , где  $Q_w$  и  $Q_c$  — погонная плотность заряда пучка при коллекторах из вольфрама и графита, соответственно.

Зависимость, показанная на рис. 2,а, объясняется следующим образом. Как уже говорилось, при  $d \gg r_4 - r_2$  ток пучка, влетающего в трубу 6, равен току магнитоизолированного диода для трубы 4 (формула (1)); при  $\gamma = 2.06$ ,  $r_2 = 0.5$  см,  $r_4 = 5.6$  см, получаем  $I_m = 1.38$  кА. При  $d \approx r_4 - r_2$  ток пучка должен превышать ток магнитоизолированного диода, но как показывает расчёт это превышение мало, поэтому уже при  $d = 3$  см ( $d < r_4 - r_2$ ) регистрируется ток, близкий к току магнитоизолированного диода. При дальнейшем уменьшении зазора ( $d < 3$  см) ток, инжектируемый в трубу 6, увеличивается, но регистрируемый на коллекторе ток не может превышать значения предельного вакуумного тока для трубы 6. Согласно формуле (2), для  $\gamma = 2.06$ ,  $r_2 = 0.5$  см,  $r_6 = 1.8$  см предельный вакуумный ток  $I_0 = 3.2$  кА. Таким образом, изменение тока пучка от 1.4 до 3.1 кА при уменьшении зазора  $d$  от 3 до 0.9 см находит простое объяснение.

При  $d > 0.9$  см ток пучка ограничен пространственным зарядом в диоде (труба 4). Отражённые от коллектора электроны могут проникать в диод, что приводит к увеличению пространственного заряда в пучке и уменьшению транспортируемого тока. Этим объясняется уменьшение тока при замене коллектора из графита на коллектор из вольфрама.

Влияние отражённых электронов на пространственный заряд пучка оказывается значительным особенно при малых токах пучка (см. рис. 2,б). Это объясняется тем, что при большом токе пучка, равном  $I_0$ , потенциал пучка в трубе дрейфа —  $\Phi_0$  близок к потенциалу катода. Согласно формуле (3) он равен 400 кВ при потенциале катода 540 кВ. Поэтому только малая часть отражённых электронов, а именно, только электроны, имеющие энергию более 400 кэВ и вылетающие из коллектора под ма-

лым углом к оси трубы, могут попасть в дрейфовую трубу. При малых токах пучка потенциал в дрейфовой трубе мал, и доля отражённых электронов, которые могут попасть в дрейфовую трубу, возрастает.

На рис. 2 приведены также результаты для коллектора из стали. Видно, что переход от коллектора из графита к коллектору из стали приводит к малому изменению тока пучка и к значительному увеличению пространственного заряда. В соответствии с тем, что коэффициент отражения для железа меньше, чем для вольфрама и больше, чем для углерода, кривые для стали занимают промежуточное положение между кривыми для вольфрама и графита.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование процесса отражения электронов от поверхности твёрдых тел основано на информации, изложенной в книге [5]. В ней приведены экспериментальные зависимости коэффициента отражения электронов от энергии падающих частиц  $W_0$  и от угла падения, а также зависимости энергии  $W$  и угла вылета отраженных частиц от тех же параметров. Приведём некоторые данные об отраженных электронах. При нормальном падении (угол падения равен нулю) и энергии электронов  $W_0 = 540$  кэВ полный коэффициент отражения электронов для вольфрама равен 0.45, для железа 0.22, а для графита 0.08. При увеличении угла падения полный коэффициент отражения электронов для всех материалов возрастает до единицы. Функция распределения отражённых электронов по энергии  $W$  зависит от материала мишени. При нормальном падении электронов на вольфрам значение функции равно нулю при  $W = W_0$ ; функция достигает максимума при  $W = 0.9W_0$  и при  $W = 0.3W_0$  уменьшается до уровня 0.1 от максимального значения. Качественно вид зависимости сохраняется для всех материалов, но для веществ с малым зарядовым числом максимум смещается в область более низких энергий, и он не так ярко выражен. Так, например, для железа эта функция достигает максимума при  $W = 0.7W_0$  и уменьшается до уровня 0.5 при  $W = 0.3W_0$ . Угол вылета отражённых электронов практически не зависит от материала мишени. При нормальном падении распределение по углу вылета близко к косинусоидальному.

Численное моделирование выполнялось нестационарным электромагнитным кодом "КАРАТ" [6]. Поведение электронов описывалось модельными частицами в рамках PIC-метода (particle-in-cell). Решалась система уравнений Максвелла и релятивистских уравнений движения электронов. Использовалась 2-мерная осесимметричная версия кода. Геометрия катода и вакуумной камеры повторяла эксперимент. Величина магнитной индукции равна 1.5 Тл. Форма импульса напряжения на катоде близка к экспериментальной — передний фронт 10 нс, а затем плато длительностью 20 нс. Амплитуда импульса — 540 кВ. Заметим, что в эксперименте и в расчёте параметры РЭП измерялись на плато импульса напряжения с 15 по 25 нс.

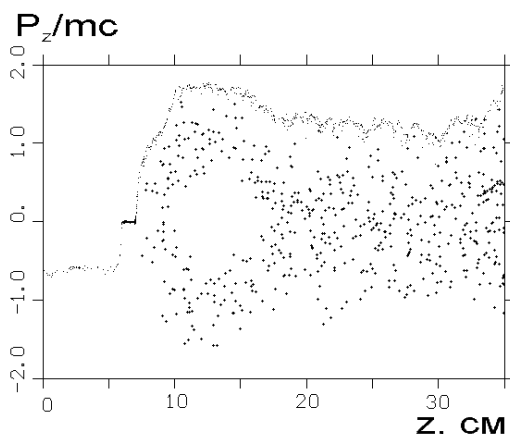


Рис. 3. Фазовый портрет пучка  $P_z - z$ . Точки — частицы первичного пучка, кресты — отраженные и переотраженные частицы;  $d = 3$  см, вольфрам

На поверхности коллектора использовалось граничное условие, описывающее отражение некоторой части падающих частиц. Начальные значения энергий и углов вылета для расчёта траекторий отражённых электронов разыгрывались по методу Монте-Карло. Отражённые от коллектора 7 (см. рис. 1) частицы двигаются в сторону катода 2, переотражаются от места провисания потенциала в трубе дрейфа вблизи коллектора либо от катода, затем для них вновь разыгрывалось отражение от коллектора.

Типичная картина на фазовой плоскости ( $P_z - z$ ), изображена на рис. 3 для коллектора из вольфрама и  $d = 3$  см ( $I = 0.45 I_0$ ). Проследим по ней за судьбой отдельных электронов. Будучи эмитированными в положительном направлении оси  $z$ , они ускоряются до максимальной энергии в зазоре  $d$  между катодом и плоскостью 3 (см. рис. 1). При входе в трубу дрейфа они несколько замедляются. Заметим, что ток пучка и его энергия не стационарны в этом сечении. Этот факт требует дополнительного изучения. Но можно сказать, что при токе пучка сравнимым с предельным током, участки ускорения и торможения проявляют себя аналогично виртуальному катоду, модулируя ток и энергию частиц. Достигнув коллектора ( $z = 35$  см), электрон с некоторой вероятностью отражается и начинает двигаться в обратном направлении (такие электроны изображены на рис. 3 крестами). При переходе из трубы дрейфа в узкую трубу (5, рис. 1) электроны ускоряются, а затем переотражаются от катода и повторяют путь первичных электронов, но только с меньшей энергией и значительной поперечной скоростью. На коллекторе они могут опять отразиться и т.д.

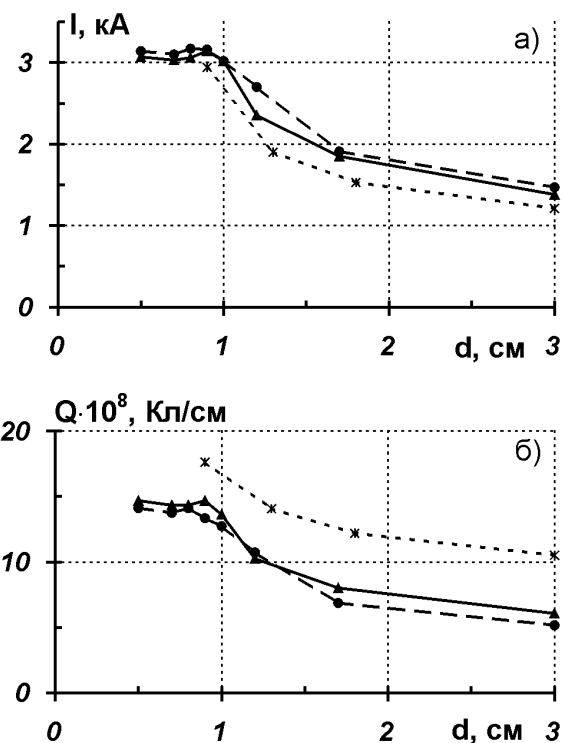


Рис. 4. Расчётные зависимости а — тока пучка и б — его погонного пространственного заряда от величины зазора  $d$  для разных материалов коллектора. Треугольники — графит; звёзды — вольфрам; кружки — материал, не излучающий отражённые электроны

#### СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА С РАСЧЁТОМ

На рис. 4 приведены расчётные зависимости тока пучка и погонной плотности пространственного заряда от величины зазора  $d$  для коллектора из вольфрама, коллектора из графита и для идеального коллектора с коэффициентом отражения электронов, равным нулю. Видно, что применение графита значительно уменьшает влияние отражённых электронов на параметры РЭП. Отражённые от коллектора из графита электроны приводят к уменьшению тока не более чем на 7%, и увеличению пространственного заряда не более чем на 16%.

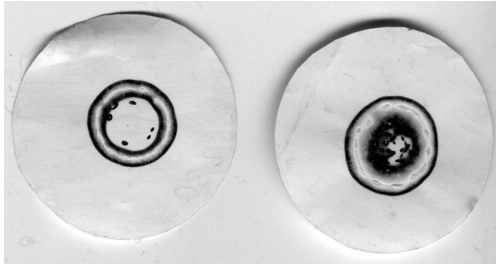


Рис. 6. Отпечатки пучка на мишени для коллекторов из графита (слева) и из вольфрама (справа),  $d = 3$  см

Сравним экспериментальные зависимости тока пучка с расчётными для графита и вольфрама (рис. 5а). Экспериментальные значения тока пучка при  $d = 0.9$  см и  $d = 3$  см совпадают с расчётными, как для графита, так и для вольфрама. При промежуточных значениях  $d$  расчётные значения тока меньше экспериментальных для обоих материалов. Максимальное расхождение составляет 17% для графита и 25% для вольфрама.

Расчётные и экспериментальные значения пространственного заряда для вольфрама совпадают, а для графита расчётные значения меньше экспериментальных, но разница не превышает 20% (рис. 5,б). Таким образом, расчёт качественно подтверждает все экспериментальные зависимости тока пучка и его заряда от  $d$  и от материала коллектора. Расхождение значений не превышает 25%.

В эксперименте было обнаружено резкое изменение формы следа РЭП на мишени при смене материала коллектора (см. рис. 6). Это изменение можно интерпретировать как увеличение толщины трубчатого пучка при увеличении количества отражённых

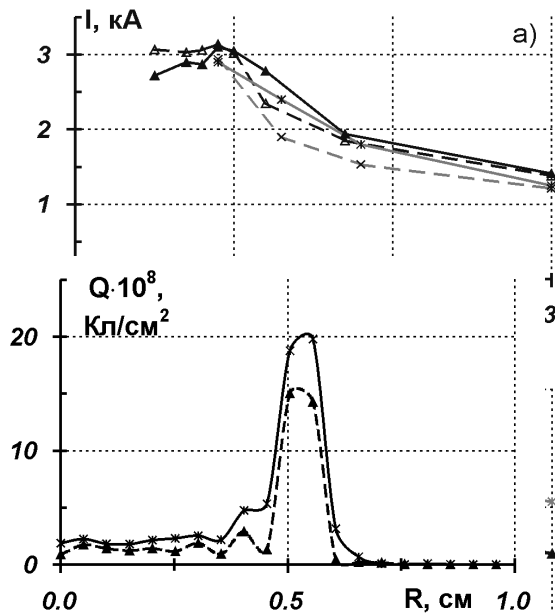


Рис. 7. Расчётное распределение плотности заряда пучка по радиусу для разных материалов коллектора. Рис. 7. Сравнение экспериментальных и расчётных зависимостей, приведённых на рис. 2 и 4 для вольфрама (а) и графита (б). Сплошные линии — эксперимент; пунктир — расчёт; треугольники — графит; звёзды — вольфрам

электронов. Расчёт же показал, что толщина трубчатого пучка при смене материала коллектора сохраняется (см. рис. 7), и только в приосевой части пучка незначительно увеличивается плотность заряда. Значительное различие отпечатков на рис. 6 объясняется тем, что отражённые и переотражённые электроны имеют малую кинетическую энергию. Для них мишень из термочувствительной бумаги толщиной 70 мкм становится непрозрачной, и эффективность нагрева бумаги этими электронами резко возрастает. Наличие значительного количества отражённых и переотражённых электронов с малой энергией в трубе дрейфа подтверждает расчёт (рис. 8).

Присутствие отражённых электронов приводит не только к уменьшению средней кинетической энергии электронов в дрейфовом пространстве, но и к значительному уширению функции распределения электронов пучка по энергии (см. рис. 8,а). Применение графита уменьшает эти эффекты (см. рис. 8,б), но не устраняет их полностью. Уширение функции распределения при "включении" отражённых электронов, по-видимому, связано с развитием неустойчивости встречных электронных пучков.

В экспериментах по вакуумной релятивистской СВЧ-электронике принимаются специальные меры, запрещающие появление отражённых электронов в дрейфовом пространстве. Для этой цели коллектор помещают в область ослабленного магнитного поля, и отражённые от коллектора электроны при движении в область электродинамической структуры должны пройти сквозь магнитное зеркало. Это позволяет значительно уменьшить присутствие отражённых электронов в дрейфовом пространстве, однако, полностью уничтожить поток отражённых

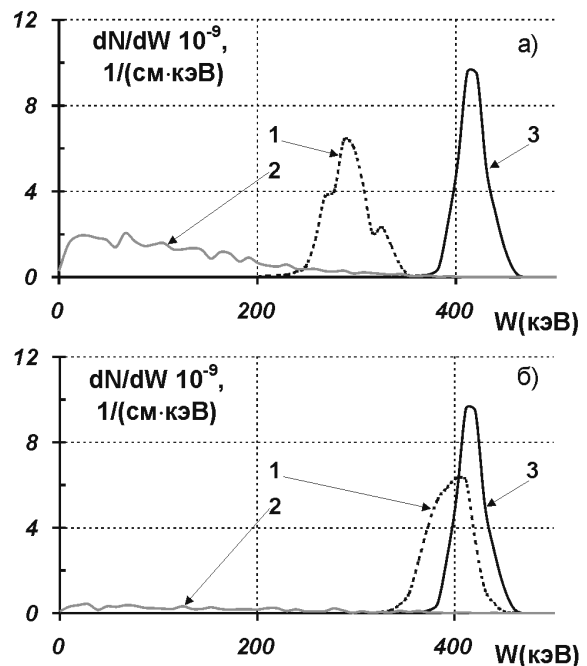


Рис. 8. Функции распределения погонной плотности электронов по энергии для  $d = 3$  см: 1 — первичные электроны; 2 — отражённые; 3 — функция распределения в отсутствие отражённых электронов. а — коллектор из вольфрама, б — коллектор из графита

электронов таким способом невозможно. С другой стороны, принципиальная возможность катастрофического ухудшения параметров пучка продемонстрирована в данной работе. Кроме того, отрицательное влияние отражённых электронов на работу релятивистских СВЧ-приборов описано в литературе, например, [7, 8]. Заметим, что в работе [7] был предложен метод абсолютного устранения отражённых от коллектора электронов в дрейфовом пространстве. Однако применение этого метода в реальных СВЧ-источниках значительно усложняет их конструкцию. По этой причине в современных вакуумных СВЧ-источниках коллектором пучка является металлическая боковая стенка цилиндрической камеры, находящаяся в ослабленном магнитном поле. В плазменных СВЧ-генераторах [9] электроны падают нормально на поверхность графитового коллектора. Поэтому проведение измерений и расчётов, аналогичных тем, что описаны в данной статье, представляет интерес для любой работы по релятивистской СВЧ-электронике.

Работа выполнялась при финансовой поддержке:

Программа МПНТ РФ поддержка уникальных установок, рег. №01-04.

Комплексная программа президиума РАН «Наносекундная релятивистская электроника большой мощности», проект «Плазменный релятивистский широкополосный СВЧ-генератор».

Российский фонд фундаментальных исследований, проект №01-02-17265.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н.И. Зайцев, Г.С. Кораблёв, И.С. Кулагин, В.Е. Нечаев // *Физика плазмы*, 1982, т.8, Вып. 5, с.918.
2. V. Engelko, G. Mueller, H. Bluhm // *Proceedings of 13 Int. Conference on High Power Particles Beams*. 2000, p.188.
3. Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе // *УФН*. 1971, т.103, с.609.
4. А.И. Федосов, Е.А. Литвинов, С.Я. Беломытцев, С.П. Бугаев // *Известия вузов. Физика*, 1977, №10, с.134.
5. М.И. Рязанов, И.С. Тилинин. // *Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц*. М. Энергоатомиздат. 1985, с.148.
6. V.P. Tarakanov // *User's Manual for Code KARAT. Springfield, VA*, 1992.
7. О.Т. Лоза, П.С. Стрелков, С.Н. Воронков // *Физика плазмы*. 1994, т.20, №4, с.417.
8. M. Fuks, E. Shamiloglu and E. Abubakirov // *28 IEEE Int. Conf. on Plasma Science, "PPPS-2001", June 17-22, 2001, P4C05 P.498*.
9. М.В. Кузелев, О.Т. Лоза, А.А. Рухадзе и др. // *Физика плазмы*. 2001, т.27, с.710.