

10

Электронный пучок с виртуальным катодом в двухсекционной трубе дрейфа

© А.А. Гришков, С.Я. Беломытцев, С.Д. Коровин, В.В. Рыжов

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
E-mail: ryzhov@to.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 26 мая 2003 г.

На основании закона сохранения потока z -компоненты импульса поля и частиц при транспортировке замагниченного тонкого кольцевого моноэнергетического пучка электронов через двухсекционную трубу, составленную из отрезков труб с разными радиусами ($R_1 < R_2$), найден критический ток I_{Tr} , при инжекции которого виртуальный катод, образованный в широкой трубе вблизи плоскости соединения секций, начинает движение через трубу меньшего радиуса к области инжекции, формируя за собой „сжатое“ (пучок на левой медленной ветви кривой токопрохождения, большая плотность заряда, но малый релятивистский фактор) однопоточное состояние пучка. При уменьшении тока инжекции $I_{in} < I_{Tr}$ виртуальный катод возвращается в исходное состояние с восстановлением двухпоточного движения электронного пучка. Показано, что этот ток меньше $(I_{lim1} + I_{lim2})/2$ и в зависимости от R_2 лежит в интервале от предельного тока транспортировки для узкой секции трубы I_{lim1} до $I_F/2$, где I_F — ток Федосова для этой секции.

Рассмотрим трубу транспортировки, состоящую из двух длинных труб разного диаметра $R_1 < R_2$ ($R_1 \ll |z_1 - z_{12}|$, $R_2 \ll |z_2 - z_{12}|$, рис. 1). Пусть с левой стороны в секцию с меньшим радиусом R_1 инжектируется тонкий кольцевой пучок моноэнергетических электронов. Труба находится под потенциалом анода, и вся система помещена в сильное ведущее продольное магнитное поле, параллельное оси трубы, настолько большое, что ларморовский радиус электрона много меньше толщины пучка.

При транспортировке такого пучка через двухсекционную трубу при превышении инжектируемым током I_{in} предельного тока транспортировки для трубы с большим радиусом I_{lim2} в ней на расстоянии порядка $(R_1 - R_b)$ от плоскости соединения труб ($z = z_{12}$) образуется виртуальный катод (ВК), отражающий часть инжектируемого тока I_{back} , так

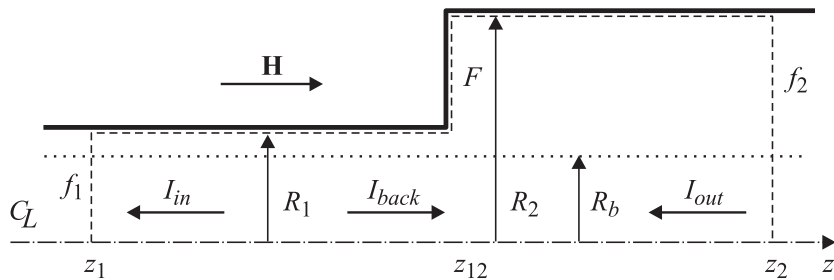


Рис. 1. Схема двухсекционной трубы дрейфа: R_1 , R_2 — радиусы труб; R_b — радиус пучка; I_{out} , I_{in} , I_{back} — проходящий, инжектируемый и отраженный токи, f_1 , f_2 , F — потоки z -компоненты импульса поля и частиц через соответствующие сечения объема, выделенного мелкоштриховой линией.

что проходящий ток I_{out} определяется соотношением $I_{out} = I_{in} - I_{back}$. Допустимые значения этих токов для стационарных состояний ВК в бесконечной гладкой трубе ($R_1 = R_2$) найдены в работе [1]. В то же время расчеты показали, что при превышении током инжекции некоторого критического значения $I_{in} \geq I_{Tr}$ ВК (плоскость, где $\phi_{VC} = 0$) смещается к области инжекции $z = 0$ (левый торец узкой трубы), формируя справа за собой пучок в „сжатом“ состоянии. Из [2] следует, что значение этого тока близко к $(I_{lim1} + I_{lim2})/2$, однако точное значение I_{Tr} до сих пор не найдено.

Решение этой задачи может быть получено на основании того, что при увеличении инжекционного тока после образования ВК поток z -компоненты импульса поля и частиц через торцевую поверхность на стыке двух труб транспортировки F не может превышать некоторого значения F_{max} , при котором электронный пучок в узкой трубе находится в „сжатом“ состоянии.

Выделим в системе объем (мелко штрихованная линия на рис. 1), такой чтобы слева и справа на его торцах параметры поля и пучка были не зависящими от z . Поток импульса F через торцевую поверхность в плоскости соединения труб транспортировки для стационарных состояний двухступенчатой системы может быть найден из закона сохранения потока импульса поля и частиц как разность между соответствующими

потоками $f_i(\gamma_i, \beta_i)$ через торцевые сечения труб [1,2]:

$$F = f_1(\gamma_2, \beta_2) - f_2(\gamma_1, \beta_1), \quad (1)$$

$$f_i(\gamma_i, \beta_i) = \frac{(\Gamma - \gamma_i)^2}{\ln(\beta_i)} + \frac{2(\Gamma - \gamma_i)(\gamma_i^2 - 1)}{\gamma_i \ln(\beta_i)}, \quad (2)$$

где $\Gamma = 1 + eU/mc^2$, U — электростатический потенциал анодной трубы, γ_i — релятивистский фактор пучка в соответствующей секции трубы, $\beta_i = R_i/R_b$.

Так как в двухступенчатой системе транспортировки трубчатого электронного пучка с ВК проходящий ток равен предельному току транспортировки через секцию большего радиуса $I_{out} = I_{lim 2}$ [2], то для режима транспортировки пучка без образования ВК поток F найдем, задавая значения проходящего тока в интервале от нуля до предельного тока транспортировки в широкой трубе и учитывая, что γ_1 и γ_2 должны лежать на правой ветви кривой токопрохождения [1]. При этом значения γ_1 определяются из известного соотношения

$$I = \frac{I_0}{2 \ln \beta} \frac{(\Gamma - \gamma)^2 \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma}, \quad (3)$$

где $I_0 = mc^3/e \approx 17 \text{ кА}$, m , e — масса электрона и его заряд, c — скорость света в вакууме, а значения γ_2 находятся из этого же уравнения для $\beta = \beta_2$.

В случае транспортировки пучка с ВК проходящий ток $I_{out} = I_{lim 2} = \text{const}$, а в секции с малым радиусом существует два потока электронов, поэтому плотность заряда в ней пропорциональна сумме прямого и отраженного тока:

$$I_{eff} = I_{in} + I_{back} = (2I_{in} - I_{out}) \leq I_{lim 1}. \quad (4)$$

Очевидно, что нарастание тока имеет смысл пока $(I_{in} + I_{back}) \leq I_{lim 1}$, поэтому максимальный ток инжекции не должен превышать значения:

$$I_{in}^{\max} \leq (I_{lim 1} + I_{lim 2})/2. \quad (5)$$

При вычислении потока F учтем, что релятивистский фактор пучка во второй секции остается постоянным $\gamma_2 = \Gamma^{1/3}$, а релятивистский фактор пучка в секции с малым радиусом γ_1 находим из соотношения (3),

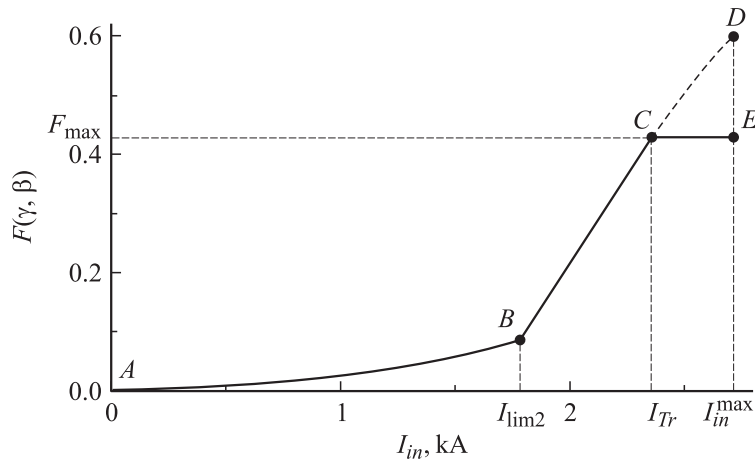


Рис. 2. Зависимость потока z -компоненты импульса поля и частиц через торцевую поверхность двухступенчатой трубы транспортировки $F(\gamma, \beta)$ от инжектируемого тока: $\Gamma = 2$; $R_b = 0.35$ см; $R_2 = 3$ см; ВС–ВК расположен вблизи плоскости соединения секций: СЕ–ВК — на левом торце узкой секции, вблизи плоскости инжекции пучка.

в котором вместо I будем использовать I_{eff} , значения которого лежат в интервале от I_{lim2} до I_{in}^{max} .

Зависимость функции F от инжектируемого тока представлена на рис. 2 (кривая $ABCD$). По мере нарастания тока вплоть до I_{lim2} (точка B) поток через торцевую поверхность в плоскости соединения слабо нарастает. При образовании ВК проходящий ток достигает своего максимального значения и не меняется. Следовательно, и поток через плоскость z_2 остается постоянным. Поэтому увеличение потока z -компоненты импульса слева, связанное с увеличением инжектируемого тока, в системе с ВК компенсируется только за счет увеличения потока через торцевую поверхность в плоскости соединения, что приводит к резкому увеличению скорости роста функции F (отрезок BD). Из рис. 2 видно, что рассчитанные по описанной методике значения потока достигают максимума для $I_{in}^{max} = (I_{lim1} + I_{lim2})/2$ (точка D).

Однако в этих расчетах не учтено, что при определенном токе ВК смещается к области инжекции и справа от него формируется пучок

в „сжатом“ состоянии, имеющем высокую плотность заряда и низкий релятивистский фактор γ_1 . В этом состоянии поток через торцевую поверхность в плоскости соединения секций транспортировки при нарастании тока инжекции не увеличивается, так как в узкой секции пучок находится в „сжатом“ состоянии и его электростатический потенциал имеет вполне определенное значение, не зависящее от инжектируемого тока. Таким образом, поток F , который достигается при формировании „сжатого“ состояния во всей длине узкой секции трубы, является максимальным потоком, превышение которого приводит к смещению ВК.

Найдем поток F_m для этого случая. Решая уравнение (3) относительно релятивистского фактора в первой трубе при $I = I_{out} = I_{lim2}$ и учитывая, что γ_1 должно лежать на левой ветви кривой токопрохождения ($1 \leq \gamma_1 \leq \Gamma^{1/3}$) [1], найдем γ_1 , а по формулам (1), (2) вычислим значение F_m (прямая CE на рис. 2).

Точка пересечения кривых $F = F(I_{in})$ и $F = F_m$ (точка C) будет соответствовать критическому току I_{Tr} , при котором ВК начинает смещаться к области инжекции, формируя за собой „сжатое“ состояние пучка. В случае когда ВК находится на левом конце узкой трубы, дальнейшее увеличение тока инжекции не сказывается на значении потока F , который определяется „сжатым“ состоянием пучка и остается постоянным $F = F_m$ (отрезок CE).

Для заданного напряжения на аноде величина критического тока определяется геометрией канала транспортировки. На рис. 3 представлена зависимость тока перехода ВК I_{Tr} от проходящего тока I_{out} , определяемого радиусом второй трубы R_2 . Анализ показал, что значения этих токов совпадают с токами, полученными для стационарных состояний тонкого кольцевого пучка с ВК в гладкой трубе при проходящем токе, значение которого равно I_{out} [1]. Причем при $I_{out} \rightarrow 0$ ($R_2 \rightarrow \infty$) ток перехода ВК стремится к половине тока Федосова $I_F/2$, а при $R_2 \rightarrow R_1$ — к предельному току транспортировки для первой трубы ($I_{Tr} \rightarrow I_{lim1}$). Отметим, что при уменьшении тока инжекции $I_{in} < I_{Tr}$ ВК возвращается в исходное состояние (плоскость соединения труб) (рис. 2). При этом в узкой трубе восстанавливается двухпотокное движение электронного пучка.

Для проверки теоретических результатов было проведено компьютерное моделирование транспортировки тонкого кольцевого пучка электронов в двухсекционной трубе дрейфа РС кодом КАРАТ [4]. Во всех расчетах радиусы узкой трубы и пучка оставались неизменными

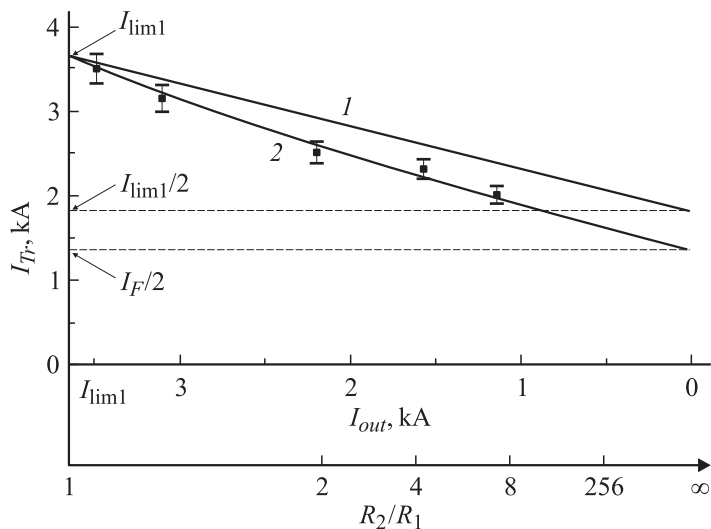


Рис. 3. Зависимость тока перехода ВК I_{Tr} от проходящего тока I_{Out} или отношения радиусов R_2/R_1 для $\Gamma = 2$; $R_1 = 1$ см; $R_b = 0.35$ см. I — $(I_{lim1} + I_{lim2})/2$; 2 — теоретический расчет; точки на графике — результаты расчетов PIC кодом КАРАТ.

$R_1 = 1$ см, $R_b = 0.35$ см, а радиус широкой трубы варьировал в пределах от 2 до 10 см. Расчеты подтвердили, что при транспортировке кольцевого пучка в двухступенчатой трубе ВК образуется вблизи плоскости раздела z_{12} при достижении током инжекции значения предельного тока для второй трубы $I_{in} = I_{lim2}$ [2,3]. Значения тока перехода I_{Tr} , полученные при моделировании (точки на рис. 3), всегда меньше $I_{in}^{max} = (I_{lim1} + I_{lim2})/2$ (кривая I на рис. 3) и хорошо согласуются со значениями, полученными в результате аналитических расчетов (кривая 2 на рис. 3). При $R_1 = R_2$ значения этих токов совпадают с предельным током для узкой трубы $I_{Tr} = I_{in}^{max} = I_{lim1}$.

Полученные результаты позволяют предсказать поведение замагниченного тонкого кольцевого моноэнергетического пучка электронов с ВК при транспортировке через двухсекционную трубу в зависимости от величины инжектируемого тока I_{in} .

Так, при токах инжекции $I_{\text{lim}2} \leq I_{in} < I_{Tr}$ ВК находится вблизи стыка труб. Как показали расчеты, в момент достижения током инжекции критического значения $I_{in} = I_{Tr}$ ВК начинает двигаться через трубу меньшего радиуса к области инжекции пучка. При этом значения I_{in} и I_{back} равны соответствующим токам стационарного состояния пучка с ВК при транспортировке его в однородной бесконечной трубе дрейфа радиусом R_1 для проходящего тока, равного предельному току транспортировки для второй трубы $I_{\text{lim}2}$. Это связано с тем, что геометрия системы слева от ВК близка к геометрии бесконечной гладкой трубы дрейфа, рассмотренной в [1], а труба с R_2 справа лишь задает величину проходящего тока.

При значениях тока инжекции $I_{in} > I_{Tr}$ ВК находится на входе в узкую трубу дрейфа вблизи области инжекции пучка. Причем независимо от I_{in} величина проходящего тока I_{out} остается постоянной, и справа от ВК пучок находится в „сжатом“ однопоточковом состоянии, которое, как следует из работы [1], является одним из характерных признаков стационарного состояния пучка с ВК в однородной трубе дрейфа.

Список литературы

- [1] Беломытцев С.Я., Гришков А.А., Коровин С.Д., Рыжов В.В. // Письма в ЖТФ. 2003 Т. 29. В. 16. С. 16–22..
- [2] Ignatov A.M., Tarakanov V.P. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. N 3. P. 741.
- [3] Дубинов А.Е., Ефимова И.Е. // ЖТФ. 2001. Т. 71. В. 6. С. 80–86.
- [4] Tarakanov V.P. User's manual for code Karat. Berkley Research Associate. Inc, Springfield, VA, 1992.