

Таким образом, в средах, оптическая нелинейность которых обусловлена ФМПП, существует собственная безрезонаторная термооптическая бистабильность, характеризующаяся следующими особенностями: температурный гистерезис объемной доли металлической фазы приводит к тому, что обратный скачок в петле бистабильности не возвращает систему на исходную устойчивую ветвь; взаимодействие компонент, различающихся температурами ФМПП, в многокомпонентной смеси, которая представляет собой среду в области ФМПП, сужает петлю оптической бистабильности.

Авторы благодарны Л. А. Рябовой и И. А. Сербинкову за предоставление образцов пленок двуокиси ванадия на слюде.

### Список литературы

- [1] *Smith P. W., Tomlinson W. J.* // IEEE Spectr. 1981. Vol. 18. N 6. P. 26—33.
- [2] *Биленко Д. И., Лодгауз В. А.* // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 1. С. 177—179.
- [3] *Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А.* Фазовый переход металл—полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979. 183 с.
- [4] *Мокеров В. Г., Бегишев А. Р., Игнатьев А. С.* // ФТТ. 1979. Т. 21. Вып. 5. С. 1482—1488.
- [5] *Бегишев А. Р., Галиев Г. Б., Игнатьев А. С.* и др. // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 6. С. 1643—1650.
- [6] *Биленко Д. И., Белобровая О. Я., Жаркова Э. А.* и др. // ФТТ. 1976. Т. 13. Вып. 7. С. 1982—1985.
- [7] *Chivian J. S., Case W. E., Rester D. H.* // IEEE J. Quant. Electron. 1979. Vol. QE-15. N 12. P. 1326—1328.
- [8] *Лидоренко Н. С., Нагаев Э. Л.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып. 1. С. 25—28.
- [9] *Розанов Н. И.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. Вып. 1. С. 96—108.

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского  
Научно-исследовательский институт механики и физики

Поступило в Редакцию  
29 февраля 1987 г.  
В окончательной редакции  
20 мая 1988 г.

*Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989*

10

## ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ СО СВЕРХПРЕДЕЛЬНЫМ ТОКОМ В ВОЛНОВОДЕ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

*Б. А. Альтеркоп, А. Ю. Сокулин, В. П. Тараканов*

Одно из основных препятствий для повышения мощности, переносимой релятивистскими электронными пучками, — ограничение тока пространственным зарядом, образующим виртуальный катод (ВК) в канале транспортировки.

Цель настоящей работы — получить для типичной в экспериментах по транспортировке пучков двумерной цилиндрической системы достаточно простые соотношения, определяющие основные характеристики пучка и электростатического поля, в форме, удобной для сопоставления с экспериментальными данными, сравнить полученные аналитические результаты с данными натуральных и численных экспериментов.

Рассмотрим инжекцию моноэнергетического релятивистского однородного пучка в вакуумную дрейфовую камеру, представляющую собой отрезок заземленного цилиндрического волновода радиуса  $R$  и длины  $L$  с торцами, закрытыми металлической фольгой, которую, как и стенки волновода, будем считать идеально проводящей. Система находится в продольном магнитном поле, величина которого такова, что движение электронов можно считать одномерным, а величина тока достаточно для возникновения ВК. Пусть  $z_*$  — координата ВК,  $r^*$  — внутренний радиус пучка за ВК. Тогда, учитывая, что при  $r > r_*$  частицы проходят за ВК, а при  $r \leq r_*$ ,  $z \leq z_*$  имеются прямой и равный ему отраженный потоки, из уравнения Пуассона с нулевыми граничными условиями найдем распределение электростатического потенциала в волноводе. Пользуясь затем законом сохранения энергии и условием экстре-

Мума потенциала в области ВК, получим уравнение для определения основных параметров системы

$$\left[ \frac{b^2 - r_*^2}{b^2 - a^2} \left( 1 + 2 \ln \frac{R}{b} \right) + \frac{r_*^2}{b^2 - a^2} \ln \frac{r_*^2}{b^2} \right] \left( 1 - \frac{\operatorname{sh} \frac{\lambda_1 z_*}{R} + \operatorname{sh} \frac{\lambda_1 (L - z_*)}{R}}{\operatorname{sh} \frac{\lambda_1 L}{R}} \right) +$$

$$+ 2 \frac{r_*^2 - a^2}{b^2 - a^2} \ln \frac{R^2}{r_*^2} \frac{\operatorname{sh} \frac{\lambda_1 (L - z_*)}{R} \operatorname{ch} \frac{\lambda_1 z_*}{R} - \operatorname{sh} \frac{\lambda_1 (L - z_*)}{R}}{\operatorname{sh} \frac{\lambda_1 L}{R}} = \frac{mc^3}{eI} (\gamma_0'^2 - 1)^{3/2}, \quad (1)$$

$$\left[ b^2 \left( 1 + \ln \frac{R^2}{b^2} \right) - r_*^2 \left( 1 + \ln \frac{R^2}{r_*^2} \right) \right] \left( \operatorname{ch} \frac{\lambda_1 z_*}{R} - \operatorname{ch} \frac{\lambda_1 (L - z_*)}{R} \right) +$$

$$+ 2 (r_*^2 - a^2) \ln \frac{R^2}{r_*^2} \operatorname{ch} \frac{\lambda_1 (L - z_*)}{R} \left( \operatorname{ch} \frac{\lambda_1 z_*}{R} - 1 \right) = 0. \quad (2)$$

Здесь  $a$ ,  $b$  — внутренний и внешний радиусы пучка;  $\lambda_1$  — первый корень функции Бесселя нулевого порядка;  $I$  — ток пучка;  $mc^2 \gamma_0$  — энергия частиц в плоскости инжекции.

Если инжектируемый ток равен предельному, то внутренний радиус пучка не меняется ( $r_* = a$ ), а из (2) следует, что  $z_* = L/2$ , т. е. ВК расположен в середине волновода. Подставляя эти значения в (1), получим величину предельного тока

$$I_0 = \frac{(\gamma_0'^2 - 1)^{3/2} mc^3 / e}{\left( 1 + 2 \ln \frac{R}{b} + \frac{2a^2}{b^2 - a^2} \ln \frac{a}{b} \right) \left( 1 - \operatorname{sech} \frac{\lambda_1 L}{2R} \right)} =$$

$$= I_0(\infty) / \left( 1 - \operatorname{sech} \frac{\lambda_1 L}{2R} \right). \quad (3)$$

Из (3) следует, что с увеличением длины камеры величина предельного тока уменьшается и при  $L \gg R$  принимает минимальное значение  $I_0(\infty)$ , соответствующее бесконечно длинному волноводу [1]. Если выполняется условие  $I \rightarrow I_0(\infty)$ , то для возникновения ВК необходимо, чтобы длина резонатора удовлетворяла условию

$$L \geq L_0 = \frac{2R}{\lambda_1} \operatorname{arcch} \frac{I}{I - I_0(\infty)}, \quad (4)$$

где  $L_0$  — критическая длина резонатора.

При сильной надкритичности системы, когда  $I \gg I_0(L)$ , полагая  $\lambda_1 z_* < R$ ,  $r_* = b(1 - \delta)$ ,  $\delta \ll 1$ , при  $b > R$  находим расстояние от плоскости инжекции до ВК

$$z_* = \frac{R}{\lambda_1} \sqrt{\frac{I_a(\infty)}{I}}, \quad (5)$$

где

$$I_a(\infty) = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma_0'^2 - 1)^{3/2}}{2 \ln \frac{R}{b}},$$

относительную толщину прошедшего пучка

$$\delta = \frac{b - r_*}{b} = \frac{b^2 - a^2}{2b^2} \frac{I_M}{I} \quad (6)$$

и транспортируемый ток

$$I_{tr} = I_M \left( 1 - \frac{\delta}{2} \right), \quad (7)$$

где

$$I_M = I_a(\infty) \frac{1 + \operatorname{cth}^2 \frac{\lambda_1 L}{2R}}{2} \quad (8)$$

— максимальное значение транспортируемого.

Отметим, что, как видно из (5), расположение ВК не зависит от величины  $a$  — начальной трубчатости пучка.

Из (7), (8) и (3) следует, что в длинной системе ( $L \gg R$ ) транспортируемый ток превышает предельный ток  $I_0(L)$ , определенный по параметрам инжекции, но оказывается меньше предельного тока для тонкого трубчатого пучка  $I_a(L)$ , а в короткой системе при  $\lambda_1 L \ll R$

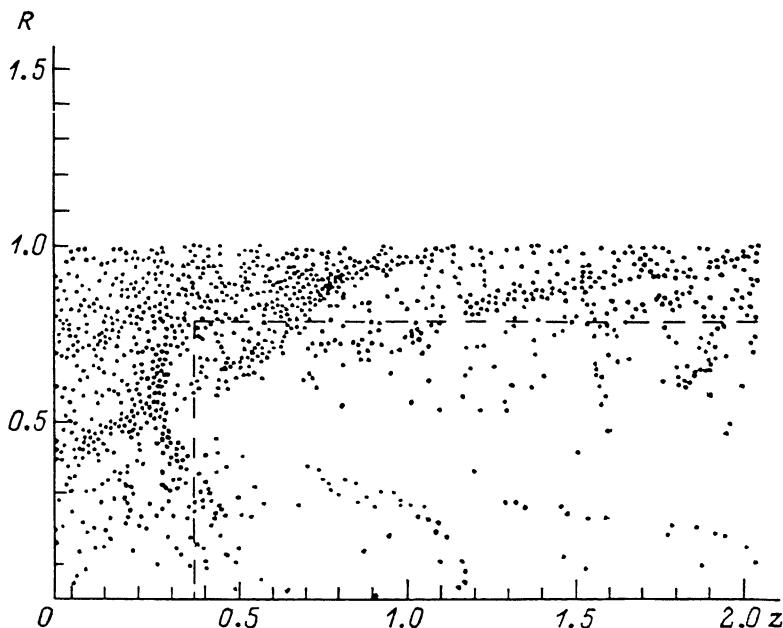


Рис. 1.

$I_M = 0.25I_a(L)$ , что согласуется с соответствующим одномерным решением, полученным в [2] для квазиплоского случая. На рис. 1 приведен в качестве примера конфигурационный портрет пучка, полученный в результате численного моделирования инжекции сплошного пучка ( $a=0$ ) с током  $I=20$  кА, радиусом  $b=1$  см, энергией  $E=0.5$  МэВ в волновод длиной  $L=2$  см, радиусом  $R=1.5$  см с ведущим магнитным полем  $B=50$  кГс. На рисунке отмечены

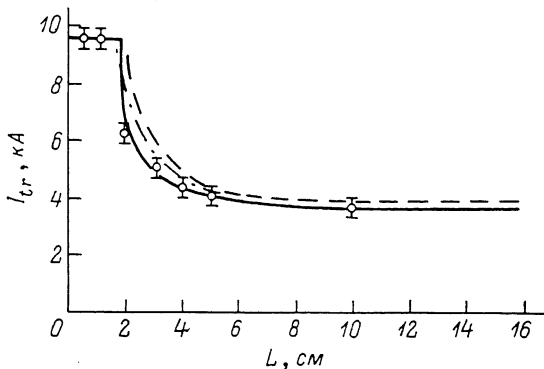


Рис. 2.

для сравнения положение виртуального катода  $z_*$  и внутренний радиус транспортируемого пучка  $r_*$ , определенные из аналитической теории по формулам (5), (6). Видно, что имеется не только качественное, но и хорошее количественное соответствие развитой аналитической теории и результатов численного моделирования. Штриховая линия соответствует результатам аналитической теории.

На рис. 2 показано сравнение с натурным экспериментом [3] для следующих параметров системы:  $b=1.1$  см,  $a=1.05$  см,  $E=400$  кэВ,  $I=9.7$  кА,  $R=2.2$  см,  $B=20$  кГс. В эксперименте изменялась длина волновода  $L$  и измерялся ток  $I_{tr}$ , дошедший до коллектора. Сплошная линия соответствует численному моделированию, штриховая — расчету по формулам

(7) и (8), штрихпунктирная — численному интегрированию уравнения Пуассона. Результаты натурального эксперимента отмечены кружками. Согласно численному эксперименту, критическая длина резонатора  $L_0 = 1.8$  см, а по формуле (4) она равна 2 см. При  $L > L_0$  инжектируемый ток становится больше предельного, образуется ВК и происходит резкое уменьшение транспортируемого тока. Из рис. 2 можно сделать вывод о хорошем совпадении результатов численного и натурального экспериментов, а также о качественном и количественном соответствии с ними аналитических результатов.

Таким образом, в настоящей работе получены аналитические соотношения, определяющие предельный ток пучка в волноводе конечной длины и критическую длину волновода, а при инжекции сверхпредельного тока — основные характеристики распространяющегося пучка: расположение виртуального катода, толщина пучка и величина транспортируемого тока. Показано, что транспортируемый ток может превышать предельный. Точность аналитических соотношений подтверждена сравнением с результатами натуральных и численных экспериментов.

#### Список литературы

- [1] Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. // УФН. 1971. Т. 103. № 4. С. 609—640.
- [2] Воронин В. С., Зозуля Ю. Т., Лебедев А. Н. // ЖТФ, 1972. Т. 42. Вып. 3. С. 546—552.
- [3] Федотов А. В., Шкварунец А. Г. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 9. С. 1068—1074.

Институт высоких температур  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
13 марта 1988 г.

05;12

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

### ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ МНОГОСЛОЙНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СИСТЕМ ТИТАН—БЕРИЛЛИЙ

А. В. Антонов, Н. В. Галанов, А. И. Исаков, В. В. Кондратенко,  
В. И. Микеров, О. В. Польцева, А. Г. Пономаренко, Н. П. Сапошников,  
В. Б. Сиврюк, В. А. Тукарев, А. И. Федоренко

Перспективность применения многослойных интерференционных систем в качестве монохроматоров, поляризаторов, зеркал и других элементов нейтронной оптики показана на целом ряде пар материалов, различающихся амплитудами рассеяния для нейтронов: Fe—Ag [1],  $^{58}\text{Ni}$ — $^{62}\text{Ni}$  [2], Fe—Ge [3], Ti—Be [4] и др. Наибольший интерес представляют МИС с малыми периодами  $\leq 10$  нм. Малая толщина слоев и высокие значения градиентов химических потенциалов элементов на границах раздела пленок делают малопериодные МИС весьма уязвимыми к процессам деградации их структуры и оптических характеристик в результате диффузионного взаимодействия слоев друг с другом и с окружающей средой. Поэтому решение вопроса об оптимальном выборе пары материалов для изготовления элементов реальных нейтронных приборов требует знания временной и термической стабильности МИС в различных средах и в зависимости от геометрии и структуры многослойных периодических систем.

Целью данной работы явилось изучение термической стабильности структуры, фазового состава и коэффициента отражения холодных нейтронов многослойных интерференционных систем титан—бериллий с периодом  $\approx 15$  нм и числом пар слоев 100.

Методика приготовления МИС титан—бериллий описана в [4]. В исходном состоянии МИС состояли из чередующихся поликристаллических слоев титана и бериллия толщиной  $\sim 7$  и  $\sim 8$  нм соответственно. Размер зерен Ti и Be в плоскости слоев не превышал  $\sim 2$  и  $\sim 10$  нм соответственно, а в перпендикулярном направлении он равнялся толщине слоев. Слои Ti обладали аксиальной текстурой  $\langle 001 \rangle$  с угловой разориентацией  $\pm 10$ — $15^\circ$ , в то время как в слоях Be наблюдались две слабо выраженные текстуры  $\langle 001 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$ . Анализ химического состава МИС с помощью обратного резерфордского рассеяния протонов выявил присутствие кислорода в количестве до  $\sim 3$  ат.%, вероятнее всего, растворенного в титановых слоях, согласно данным [5].