

При помощи рассмотренного способа можно получать интенсивные пучки кластерных и молекулярных ионов различных элементов и соединений. Основное требование, предъявляемое к интенсивному источнику кластерных (молекулярных) ионов, состоит в том, что создаваемая в источнике плазма должна иметь низкие значения плотности и температуры, в противном случае столкновения с частицами, обладающими достаточно высокой энергией, приведут к разрушению кластера (молекулы). Кроме того, для получения высокой интенсивности пучка кластерных (молекулярных) ионов необходимо как можно раньше вытягивать ионы в пучок, не давая низкоплотной плазме разлетаться. Оба эти требования соблюдаются в предложенном способе возбуждения анода вакуумного диода лазерным излучением с припороговой плотностью потока. В каждом конкретном случае важное значение имеет вопрос о фрагментарном составе паров в результате импульсного лазерного разложения материала мишени.

В заключение выражаем благодарность А.А. Голубеву и Б.Ю. Шаркову за полезные обсуждения.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К о н д р а ш е в С.А., К р е ч е т К.И., Х а й д а - р о в Р.Т., Ш а р к о в Б.Ю. Препринт ИТЭФ. Москва, 1986. № 109.
- [2] Р э д и Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир. 1974. 470 с.
- [3] Г а б о в и ч М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
- [4] В е р к о w i t z J., С h у р к а W. // J. Chem. phys. 1964. V. 40. N 9.

Поступило в Редакцию  
30 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 3

12 февраля 1991 г.

10

© 1991

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ РАССЕЯНИЯ  
НА РАЗВИТИЕ РЕЗИСТИВНОЙ  
ПЕРЕТЯЖЕЧНОЙ МОДЫ РЭП

Е.К. К о п е с н и к о в, А.С. М а н у й л о в

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию резистивных макронеустойчивостей релятивистских электронных пучков (РЭП), распространяющихся в газоплазменных средах [1-4]. Было показано, что наибольшую опасность для транспорти-

ровка пучка наряду со шланговой модой (азимутальное волновое число  $m = 1$ ) может представлять перетяжечная мода ( $m = 0$ ), для которой характерно возникновение аксиально-симметричных возмущений радиуса РЭП и, следовательно, плотности тока пучка. Физический механизм неустойчивости в этом случае обусловлен резистивным запаздыванием индуцируемого при возмущениях радиуса РЭП плазменного тока относительно переменной составляющей плотности тока пучка. Однако в проведенных ранее теоретических исследованиях перетяжечной моды [1-3] процесс рассеяния частиц пучка в газоплазменной среде не учитывался.

В настоящем сообщении в рамках традиционного формализма огибающей пучка [1] с помощью численного анализа изучен вопрос о влиянии рассеяния на эволюцию линейной стадии перетяжечной неустойчивости РЭП.

Рассмотрим парааксиальный аксиально-симметричный РЭП, распространяющийся вдоль оси  $Z$  цилиндрической системы координат  $(r, \varphi, z)$  в рассеивающей газоплазменной среде, характеризуемой высокой омической проводимостью  $4\pi\sigma R/c \gg 1$  ( $\sigma$  - проводимость,  $R$  - радиус пучка,  $c$  - скорость света). Предполагается, что пучок полностью компенсирован по заряду и имеет место частичная токовая нейтрализация с эффективным коэффициентом  $f_m = -I_p/I_B$  ( $I_p$  - равновесный ток плазмы,  $I_B$  - ток пучка).

В хорошем соответствии с экспериментом [5] изменение равновесного радиуса РЭП  $R$  из-за многократного упругого рассеяния частиц пучка на атомах среды аппроксимируется законом Нордсика [1, 6]

$$R(z) = R(0) \exp(z/L_N), \quad (1)$$

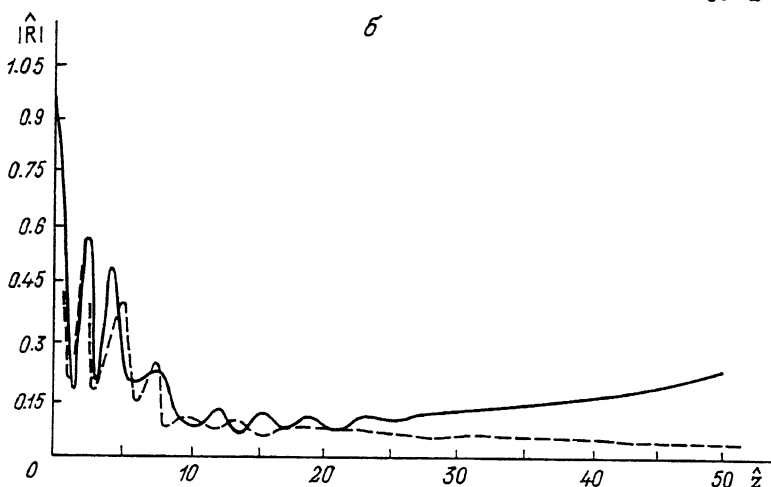
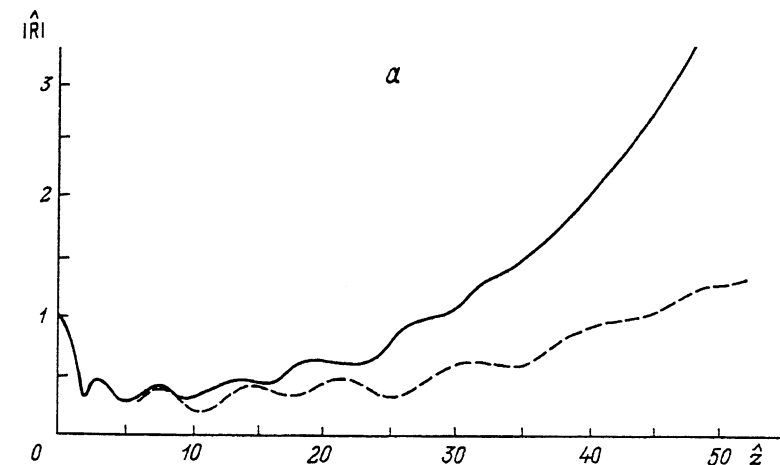
где  $R(0) = R|_{z=0}$ ,  $L_N$  - характерная длина рассеяния.

Тогда с помощью развитого в [1] формализма огибающей с учетом уравнения диффузии магнитного поля в резистивной среде и в предположении об автомодельности пульсаций радиуса пучка получим следующую систему уравнений, описывающую перетяжечную моду РЭП:

$$\frac{\partial^2 \hat{R}}{\partial \hat{z}^2} = -\exp(-\hat{z}/\hat{L}_N) \hat{R} \left\{ 2 + \frac{\psi}{V} \left[ f_m^2 N - \frac{i \hat{S}(\hat{z})}{1 - i \hat{S}(\hat{z})} \right] \right\} + \hat{E}^2 \exp(-1.5 \hat{z}/\hat{L}_N), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \hat{E}^2}{\partial \hat{z}} = -\nu \exp(\hat{z}/\hat{L}_N) \frac{\partial^2 \hat{R}}{\partial \hat{z}^2} + 2 \hat{R} \hat{\sigma}_s \times \exp(0.5 \hat{z}/\hat{L}_N), \quad (3)$$

где  $\hat{R} = \delta R / \delta R(0)$ ,  $\hat{z} = z k_{\beta 0}$ ,  $\hat{L}_N = L_N k_{\beta 0}$ ,  $\hat{S}(\hat{z}) = \omega \tau_m(0) \exp(\hat{z}/\hat{L}_N)$ ,  $\hat{E}^2 = \delta E^2 / [R^3(0) \delta R(0) k_{\beta 0}^2]$ ,



Зависимость  $|\hat{R}|$  от  $\hat{z}$  с учетом (пунктирная кривая) и без учета (сплошная кривая) процесса многократного рассеяния частиц РЭП на атомах газоплазменной среды при а)  $S = 0.1$ , б)  $S = 10$ .

$$\hat{\sigma}_s = \sigma_s / [k_{\beta 0}^3 R^2(0)], \quad \delta R(0) = \delta R|_{z=0},$$

$$\tau_m(0) = \tau_m|_{z=0}, \quad \delta R, \delta E^2 -$$

малые возмущения среднеквадратичного радиуса и эмиттанса РЭП,  $k_{\beta 0}$  - характерное бетатронное волновое число частиц РЭП,  $\omega$  - частота возмущений,  $\tau_m$  - скин-слоевое время,  $\nu$  - коэффициент, описывающий эффект фазового перемешивания траекторий частиц пучка [7],  $\sigma_s$  - удвоенное транспортное сечение многократного рассеяния частиц пучка на атомах среды.

Форм-факторы  $\Psi$ ,  $N$ ,  $V$  имеют вид

$$\Psi = 8\pi^2 \int_0^\infty dr r^3 (J_B/I_B)^2, \quad (4)$$

$$N = \frac{8\pi^2}{\Psi I_p^2} \int_0^\infty dr r^3 J_B(r) J_p(r), \quad (5)$$

$$V = 1 - (2 + f_m L) f_m, \quad (6)$$

$$L = \frac{4\pi}{I_p^2} \int_0^\infty dr r I_B(r) J_p(r), \quad (7)$$

$J_B(r)$  и  $J_p(r)$  – радиальные равновесные профили тока пучка и плазмы,  $I_B(r)$  – ток пучка в трубке радиуса  $r$ . Соответствующие граничные условия имеют вид

$$|\hat{R}(0)| = 1, \quad |(\partial \hat{R} / \partial \hat{z})(0)| = 0, \quad |\hat{E}^2(0)| = 0. \quad (8)$$

На рисунке, а, б приведены полученные в результате численного решения системы (2), (3), (8) зависимости  $|\hat{R}|$  от продольной координаты  $\hat{z}$  для вещественных значений  $s = \omega \tau_m(0)$  в ситуации транспортировки РЭП с гауссовым радиальным профилем с учетом (пунктирные кривые) и без учета (сплошные кривые) процесса рассеяния. Пунктирные кривые приведены для случая транспортировки РЭП в азоте при давлении  $P = 400$  Тор. Параметры РЭП:  $\gamma = 10$ ,  $I_B = 10$  кА,  $R(0) = 1$  см,  $k_{\beta 0} = 0.17$  см $^{-1}$ ,  $\hat{L}_N = 37.5$ ,  $\nu = 0.388$ . Радиальный профиль тока плазмы  $J_p(r)$  был взят идентичным профилю  $J_B(r)$  и  $f_m = 0.5$ .

Из рисунка, а, б видно, что учет процесса многократного рассеяния частиц РЭП на атомах среды заметно ослабляет развитие резистивной перетяжечной моды. Наблюдаемый здесь стабилизирующий эффект находится в хорошем соответствии с экспериментом [4], в котором перетяжечная мода не наблюдалась на фоне шланговой неустойчивости. В то же время полученные в пренебрежении рассеянием инкременты нарастания рассматриваемой моды являются сравнимыми с инкрементом шланговой неустойчивости [2]. Это только подтверждает наш вывод о стабилизирующей роли процесса рассеяния.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] L e e E.P., S o o r e r R.K. // Part. Accel. 1976. V. 7. P. 83-95.
- [2] U h m H.S., L a m p r e M. // Phys. Fluids, 1981. V. 24. N 8. P. 1553-1564.
- [3] Г у р е е в К.Г., З о л о т а р е в В.О., С т о л б е ц о в С.Д. // ФП. 1984. Т. 10. № 6. С. 1167-1171.

- [4] L a u e r E.J., B r i g g s R.J., H e s t e r R.E. et al. // Phys. Fluids. 1978. V. 21. N 8. P. 1344-1352.
- [5] B r i g g s R.J., H e s t e r R.E., L a u e r E.J., L e e E.P. // Phys. Fluids. 1976. V. 19. N 7. P. 1007-1011.
- [6] L e e E.P. // Phys. Fluids. 1976. V. 19. N 1. P. 60-69.
- [7] B a r l e t t a W.A., Y u S.S., L e e E.P. // Nucl. Fusigns. 1981. V. 21. N 8. P. 961-972.

Ленинградский государственный университет

Поступило в Редакцию  
31 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 3

12 февраля 1991 г.

05.2; 06.3

© 1991

### ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МДПДМ СТРУКТУР С ФТОРСОДЕРЖАЩИМИ И ОКСИДНЫМИ ДИЭЛЕКТРИКАМИ

А.В. А н д р и я н о в, В.С. М и р о н о в,  
В.Е. Р о д и о н о в, Ю.Г. С у х а р е в,  
В.И. Ц а ц к о

Электролюминесцентные тонкопленочные МДПДМ структуры на основе широкозонных полупроводников являются перспективными для создания плоских экранов [1]. Качество этих структур особенно сильно зависит от состояния границ раздела полупроводник-диэлектрик, которые определяются как предварительной обработкой поверхности, так и химическим составом полупроводника и диэлектрика. Свойства структур  $ITO-(Sc, Nd)F_3-ZnS:SmF_3-(Sc, Nd)F_3-Al$  не исследованы. В случае же использования оксидного диэлектрика в этих структурах возможна диффузия кислорода в поверхностный слой полупроводниковой структуры с образованием центров тушения люминесценции и появление нестабильности характеристик [2].

Тонкопленочные электролюминесцентные структуры (ТПЭЛС) на основе сульфида цинка, легированного фторидом самария, получались последовательным осаждением на стеклянную подложку диэлектрического, полупроводникового и второго диэлектрического слоев. Предварительно на подложке формировалась система проводящих электродов. Слои наносились термическим ис-