

рентгеновского излучения, авторское свидетельство № 116801  
1983.

[7] Б у и л о в Л.Л., А л е к с е н к о А.Е., Б о т е в А.А.,  
С п и ц ы н Б.В. // Докл. АН СССР. 1986. Т. 287. № 4.  
С. 888-891.

Институт общей  
физики  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
5 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 15 12 августа 1990 г.  
04; 10

© 1990

### УСИЛЕНИЕ ТОКА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ МОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ЧЕРЕЗ СЛАБОИОНИЗОВАННУЮ ПЛАЗМУ

П.В. В е д е н и н

Одним из интересных явлений, сопровождающих транспортировку электронных пучков через плазму, является усиление тока. Экспериментально этот эффект наблюдался при инжекции непрерывных пучков в нейтральный газ низкого давления ( $10^{-5}$ -1 Тор) [1-6], высокого давления (20-500 Тор) [3, 5, 7], в заранее приготовленную плазму [8]. Зафиксированы коэффициенты усиления (отношение полного тока к пучковому), не превышающие пяти. Единственный эксперимент, в котором отмечалось десятикратное увеличение тока, проводился с использованием модулированного электронного пучка [9].

Механизмы появления плазменного тока, сопутствующего пучковому, связываются с дрейфом электронов плазмы в электрическом и магнитном полях ненейтрализованного пучка [1], с поперечным движением пучка в электрически проводящем канале [10] и с передачей импульса от электронов пучка электронам плазмы при развитии пучковой неустойчивости [11]. Теоретическое исследование эффекта усиления тока, сопровождающего транспортировку глубоко модулированного электронного пучка через слабоионизованную плазму, до настоящего времени не проводилось.

Начиная с момента времени  $t = 0$ , в полупространство  $z \geq 0$ , заполненное холодной слабоионизованной плазмой с концентрацией  $n_{p0}$ , вдоль оси  $OZ$  инжектируется со скоростью  $v_0$  модулированный по плотности с частотой  $\omega_0$  ( $\omega_0 \gg \omega_{p0} \gg v_0$ ,  $v_0$  - частота транспортных столкновений электронов плазмы,  $\omega_{p0}^2 = \frac{4\pi e^2 n_{p0}}{m}$ ) и глубиной  $M$  поток электронов длительности  $t_f$  и радиуса  $r_f$ .

Вблизи плоскости инъекции, где продольной динамикой пучка можно пренебречь и рассматривать плотность тока пучка в виде  $j_B(z, r) = e v_0 n_B(z) \rho(r) (1 + M \cos \omega_0 \tau)$ , где  $\tau = t - \frac{z}{v_0}$ ,  $\rho(r)$  - радиальный профиль пучка, а  $n_B(\tau) \ll n_p$ , возбуждаемое поле представляет собой бегущую с фазовой скоростью  $v_0$  волну. В поле волны, амплитуда которой превышает пробойное значение, происходит ионизация остаточного газа. Для описания роста концентрации электронов используем простейшее уравнение

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \Gamma n_p, \quad (1)$$

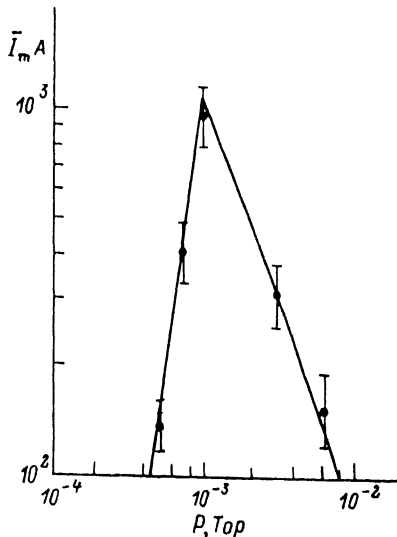
справедливое в пренебрежении локальными потерями заряженных частиц и для пространственных масштабов, существенно превышающих длину ионизации электронным ударом. Кроме того, в (1) опущен член, ответственный за наработку плазмы пучковыми электронами, поскольку мы приняли, что  $n_B \ll n_p$ . Ради простоты положим  $\Gamma = \text{const}$ , причем  $\Gamma \ll \omega_{p0} \ll \omega_0$ . Даже столь простая модель позволяет, как будет показано ниже, с хорошей точностью объяснить экспериментальные результаты по усилению тока в системе модулированный пучок-слабоионизованная плазма.

С ростом концентрации электронов увеличивается амплитуда электрического поля  $\vec{A} = (A_r, 0, A_z)$ . Скорость нарастания  $\vec{A}$  заметно поднимается в резонансной области  $|\tau - \tau_{res}| \lesssim \Delta = \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_0 \Gamma}}$ , где  $\tau_{res}$  определяется из условия  $\omega_p(\tau_{res}) = \omega_0$ ,  $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_p(\tau)}{m}$ . Возбуждаемое поле представляет собой суперпозицию собственных и вынужденных колебаний, причем в области  $\Delta$  они практически неразличимы. Максимальная амплитуда электрического поля  $\vec{A}_m$  достигается при  $\tau_m \approx \tau_{res} + \Delta$  ( $|A_{mr}| \approx \Lambda(\tau_m) Q(r)$ ,  $|A_{mr}| \approx \Lambda(\tau_m) \frac{v_0}{\omega_0} \frac{\partial Q}{\partial r}$ ,  $\Lambda(\tau_m) = M 4\pi |e| v_0 n_B(\tau_m) \sqrt{\frac{\pi}{\omega_0 \Gamma}}$ ,

$Q(r)$  - формфактор). Выражение для  $Q$ , например, в случае пучка с радиальным профилем  $\rho(r) = \eta (1 - \frac{r}{r_B})$ , где  $\eta(x) \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$ , имеет вид

$$Q(r) = \begin{cases} \frac{r_B}{x} I_1\left(\frac{r_B}{x}\right) K_0\left(\frac{r}{x}\right) & r > r_B \\ 1 - \frac{r_B}{x} K_1\left(\frac{r_B}{x}\right) I_0\left(\frac{r_B}{x}\right) & r \leq r_B, \end{cases}$$

где  $I_n(x)$ ,  $K_n(x)$  - модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда  $n$ -го порядка соответственно,  $x = \frac{v_0}{\omega_0} [1 - \beta_0^2 \epsilon_p(\tau)]^{-1/2}$ ,  $\beta_0 = \frac{v_0}{c}$ ,  $\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}$ . После выхода системы



Теоретическая зависимость максимального тока  $\bar{I}_m$  от давления газа  $P$  при  $z = 20$  см, а также экспериментальные точки.

из резонансной области поле начинает спадать, причем амплитуда вынужденных колебаний уменьшается пропорционально  $1/\varepsilon_p(\tau)$ , а собственных — пропорционально  $\exp\left[-\gamma \frac{(\tau - \tau_{res})}{2}\right] \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega_p(\tau)}}$ .

Решение модельной задачи о движении выделенного ансамбля электронов в поле бегущей с фазовой скоростью  $v_0$  волны показало, что они приобретают среднюю скорость  $\bar{u}_p$ , определяемую из уравнения

$$\frac{d\bar{u}_p}{dt} = \frac{e^2}{4m^2\omega_0^2v_0^2} \left( 2\frac{\partial}{\partial t} - v_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) A_z^2 [t, z(t)]. \quad (2)$$

На электроны действует сила Миллера и сила, возникающая при изменении амплитуды поля во времени. Подчеркнем, что этот результат не зависит от причины возникновения волны. Однако использовать (2) для оценки плазменного тока увлечения можно лишь, когда в системе не возникает разделения зарядов под действием радиальной силы Миллера (наличие сильного внешнего продольного магнитного поля  $B_{0z}$ ), а также если пренебрежимо мало среднее электрическое поле, стремящееся поддержать полный ток в системе (условие  $\frac{\omega_p^2 r_B^2}{c^2} \ll 1$  [12]). В отсутствие  $B_{0z}$  при выполнении неравенств  $\Gamma \frac{\omega_0 r_B^2}{c^2} \ll 1$ ,  $\omega_p^2 \gg \left\{ \left(\frac{c}{L}\right)^2, \frac{c^2 \omega_0 \Gamma}{v_0^2} \right\}$ , где  $L$  — характерный продольный размер (именно эти условия реализу-

ются в эксперименте [9]), продольная сила Миллера компенсируется влиянием продольного поляризованного поля, возникающего вследствие разделения зарядов под действием радиальной силы Миллера. Индукционное поле вызывает появление плазменного тока, текущего навстречу пучку в области  $r \gtrsim r_B$ . Выражение для максимального полного тока при  $\tau \approx \tau_m$  имеет вид

$$\bar{I}_m(\rho) \approx 2\pi x_{eff} K_1(x_{eff}) \left\{ \int_0^{x_B} d\xi \xi I_0(\xi) \bar{J}_B[\xi, \tau_{res}(\rho)] + \right. \\ \left. + \frac{\pi}{2} j_* \frac{\omega_0}{\Gamma} M^2 \left[ \frac{\bar{J}_B(r=0, \tau_{res}(\rho))}{j_*} \right] \right\} \quad (3)$$

$\times \int_0^{x_B} d\xi \xi I_0(\xi) \rho(\xi) Q(\xi)$ ,  
 где  $\rho$  - давление газа,  $j_* = e v_0 n_*$ ,  $n_* = \frac{m \omega_0^2}{4\pi e^2}$ ,  $x = \frac{\omega_0 r}{c}$ ,  
 $r_{eff}$  - эффективный радиус пучково-плазменного взаимодействия, на котором можно считать  $\Gamma = const$ . На рисунке изображена теоретическая зависимость  $\bar{I}_m(\rho)$ , построенная при следующих параметрах эксперимента [9]:  $\omega_0 \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $M \approx 0.7$ ,  $\beta_0 \approx 0.9$ ,  $r_B \approx 4 \text{ см}$ ,

$$\bar{I}_B(\tau) = I_{Bm} \begin{cases} \frac{\tau}{\tau_m} & 0 \leq \tau \leq \tau_m \\ \frac{\tau_B - \tau}{\tau_B - \tau_m} & \tau_m \leq \tau \leq \tau_B \end{cases}$$

$I_{Bm} \approx 100 \text{ А}$ ,  $\tau_B \approx 8 \text{ мкс}$ ,  $\tau_m \approx 6 \text{ мкс}$ , а также нанесены экспериментальные точки. При больших давлениях резонанс достигается на переднем фронте пучка, где ток еще мал. С уменьшением  $\rho$  полный ток растет до тех пор, пока момент  $\tau_{res}$  не переместится на достаточно крутой задний фронт. Эффект усиления исчезает при малых давлениях, когда  $\tau_{res}(\rho) > \tau_B$ .

В заключение сопоставим результаты данной работы и [11]. В [11] получено ограничение для величины коэффициента усиления  $G < 1 + \gamma_0$ ,  $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ . Однако это условие справедливо только для неограниченных в продольном направлении пучка и плазмы. Если же толщина плазменного слоя  $L_p$ , а длина пучка  $L_B$ , то, рассуждая подобно [11], можно найти, что  $G < 1 + \frac{L_B}{L_p} \gamma_0$ .

В нашем случае  $L_B \gg L_p$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] W a c h t e l I.M., S a f r a n S. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. P. 95.  
 [2] B r i g g s K.I., C l a r k I.C., F e s s e n d e n T.J., et al. // Proc. of 2nd International Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. 1977. V. 1. P. 319.

- [3] Гостева Т.С., Дубовой Л.В., Заболотская Г.Р. и др. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. В. 3. С. 1261.
- [4] Ипатов А.Л., Мхеидзе Г.П., Савин А.А. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 9. С. 683.
- [5] Gupta G.P., Rahatgi V.H. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 12. P. 6626.
- [6] Raithankar A.C., Rahatgi V.K. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1988. V.30. N9. P. 1101.
- [7] Clark I.C., Struve K.W., Yu S.S. // Proc. of 5th International Topical Conf. on High Power Particle Beams. 1983. P. 412.
- [8] Masuzaki M., Kamada H., Shirataki H. // J. of the Physic. Soc. of Jap. 1987. V. 56. N 4. P. 1247.
- [9] Бородулин А.И., Власенко С.И., Мамеев Г.Л. и др. В сб.: Сильноточные электронные пучки и новые методы ускорения. М.: РТИ АН СССР. 1985. С. 10.
- [10] Lau Y.Y., Lamp M., Fernsler R.F. et. al. // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 2323.
- [11] Chambers F.W. // Phys. Fluids. 1979. V. 22. P. 483.
- [12] Веденин П.В., Карбушев Н.И., Рухлин В.Г. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 4. С. 220.

Московский  
радио-технический  
институт АН СССР

Поступило в Редакцию  
4 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 15

12 августа 1990 г.

05.2; 09

© 1990

ЭФФЕКТ КАНАЛИЗАЦИИ ЭНЕРГИИ  
ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ  
ПРИ МЕТАЛЛИЗАЦИИ ФЕРРИТОВОЙ ПЛЕНКИ

Д.А. Барышев, А.В. Стальмахов

При разработке интегральных СВЧ устройств на магнитостатических волнах (МСВ) [1] возникают вопросы, связанные с проблемой передачи энергии МСВ без дифракционного расплывания волнового пучка [2]. В данной работе представлены результаты экспериментального обнаружения и исследования эффекта канализации поверхностной МСВ в металлизированном участке ферритовой пленки. Следует отметить, что, как известно из [3], металлизация пленки