

- [1] Sato M. // Contribution to Plasma Physic. 1981. Vol. 21. N 2. P. 77-86.  
 [2] Ohe K., Kimura T. // Jap. J. Appl. Phys. P. 1. 1989. Vol. 28. N 10. P. 1997-2007.  
 [3] Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 1. С. 169-177.  
 [4] Голубовский Ю.Б., Аль-Хават Ш.Х. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 7. С. 1285-1291.

С.-Петербургский университет

Поступило в Редакцию  
29 апреля 1992 г.

10

Журнал технической физики, т. 63, в. 3, 1993

© 1993 г.

## ОЦЕНКА ПРЕДЕЛЬНОЙ ДАЛЬНОСТИ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ВОЗДУХЕ В РЕЖИМЕ МНОГОИМПУЛЬСНОЙ ИНЖЕКЦИИ

Е.А.Ливадный

Задача о переносе электронных потоков (ЭП) в газах, в том числе в воздухе, имеет ряд практических приложений [1,2]. Высказывались, в частности, предположения о возможности транспортировки электрической энергии “на многие километры” [3,4]. Поскольку расстояния, на которые могут распространяться ЭП в атмосфере нормальной плотности, ограничены по крайней мере десятками метров вследствие быстрой изотропизации ЭП в упругих столкновениях, а также из-за потерь энергии в неупругих столкновениях, то для транспортировки ЭП на большие расстояния предлагается [4] использовать, во-первых, “самофокусировку” ЭП достаточно большой мощности, что позволяет уменьшить радиальное расширение ЭП в соответствии с уравнением [5]

$$a^2(z) = a^2(z=0) \exp \left( \int dz/L(z) \right), \quad (1)$$

где  $a$  — характерный радиус “огibaющей” пучка;  $z$  — продольная координата;  $L$  — “длина рассеяния”, пропорциональная мощности пучка; при этом предполагается добиться полной зарядовой и достаточно слабой магнитной нейтрализации пучка. Во-вторых, предлагается использовать многоимпульсную инжекцию (МИ) и уменьшить потери энергии частиц вследствие уменьшения плотности воздуха в канале транспортировки за счет его разогрева предыдущими импульсами ЭП; для уменьшения доли энергии, теряемой частицами в неупругих столкновениях, следует использовать частицы с энергией  $E > E_{кр}$ , где  $E_{кр}$  — критическая энергия электронов в воздухе.

К настоящему времени опубликовано значительное число работ, в которых рассмотрены различные аспекты взаимодействия одиночного импульса ЭП с газовой средой. Однако публикации по исследованию распространения ЭП в режиме МИ отсутствуют. Полное решение данной задачи должно включать в себя моделирование движения частиц с учетом процессов самосогласованного взаимодействия с электромагнитными полями и атомами среды, физико-химической кинетики и др. [6]. Данная работа имеет целью получить оценку верхней границы дальности транспортировки ЭП, решая эту задачу в упрощенной постановке. Основное

упрощение связано с отказом от рассмотрения процессов развития неустойчивостей ЭП ввиду сложности их моделирования и отсутствия однозначной оценки последствий их развития [6-8].

Расчет изменения параметров каждого импульса проводился последовательно на отрезках канала транспортировки длиной  $z_i$ , плотность воздуха в которых  $\rho_i^k$  считалась постоянной по длине; здесь  $k$  — номер импульса в серии,  $i$  — номер отрезка канала. Каждый импульс после прохождения по  $(k-1)$ -му отрезку канала входит в невозмущенную атмосферу, прожигая в ней  $k$ -й участок канала. Вследствие экспоненциальной зависимости в (1) пучок быстро расширяется при  $z > L$ , поэтому принималось, что прожиг прекращался при достижении  $a^2(z) = 2a^2(z=0)$ , что определяло длину первого отрезка канала в невозмущенной атмосфере  $l_0 = z_1 = L_0 \ln 2$ , а длина последнего участка  $z_k$  определялась из соотношения (1), которое в данном приближении имело вид

$$\ln 2 \approx \int_0^z \frac{dz'}{L(z')} \approx \sum_{i=1}^{k-1} \frac{z_i}{L_i^{k-1}} + \frac{z_k}{L}. \quad (2)$$

Сравнение расчетов по (1) с численным моделированием методом крупных частиц [6], а также с расчетами автора по монте-карловской программе PICAP [9] показало удовлетворительное согласие результатов при  $z \leq z_p/3, L$ . Потери частиц из пучка вследствие механизмов омической и эмиттанской эрозии определялись в соответствии с [10]

$$\frac{d(I\tau)}{dz} = \frac{I}{c} \left( 0.4 \frac{\tau c}{L} + \frac{I}{I_A} \right), \quad (3)$$

где  $\tau$  — длительность,  $I$  — ток пучка,  $I_A = 17\beta\gamma$  кА — альфвеновский ток,  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \approx 2E$  при  $\gamma \gg 1$ ,  $E$  — энергия частиц (МэВ),  $c$  — скорость света.

Потери энергии частиц в неупругих столкновениях рассчитывались по известным соотношениям для ионизационных и тормозных потерь энергии электронов. Удельное энерговыделение ЭП в приосевой зоне аппроксимировалось выражением

$$q_i = \frac{1}{2} \frac{dE}{dz_{\text{ион}}} \left( \frac{I_{i-1}\tau_{i-1}}{a_{i-1}^2} + \frac{I_i\tau_i}{a_i^2} \right) (2\pi)^{-1} \text{ Дж} \cdot \text{г}^{-1}, \quad (4)$$

где  $(dE/dz)_{\text{ион}}$  — ионизационные потери (МэВ·г<sup>-1</sup>·см<sup>2</sup>);  $a$  — радиус, внутри которого находится 50% частиц ЭП [5].

Расчет изменения состояния газа проводился при следующих допущениях. Принималось, что процесс эволюции канала состоит из изохорического разогрева и последующего адиабатического расширения до давления окружающего воздуха  $p_0$  [11]. Инжекция каждого следующего импульса происходит в начале изобарической стадии, когда плотность газа в канале минимальна. Этому условию удовлетворяют длительности пауз между импульсами порядка 100 мкс [6,10-12].

Расчет изменения внутренней энергии газа  $\epsilon$  проводился с использованием данных [13] из условия адиабатичности процесса

$$S(\varepsilon_i^{k-1} + q_i^k, \rho_i^{k-1}) = S(\varepsilon_i^k, \rho(\varepsilon_i^k, p = p_0)), \quad (5)$$

где  $S$  — равновесное значение энтропии.

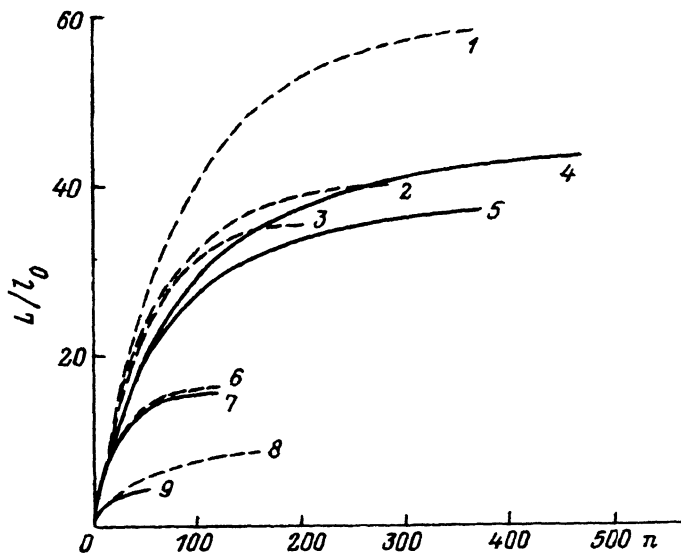
Затем находились температура и плотность воздуха в начале изобарической стадии интерполяцией по зависимостям  $T(E)$ ,  $\rho(E)$  при  $p = p_0$ . Расчет оптического вывета проводился на изобарической стадии в приближении ЛТР, что позволило воспользоваться данными [4], при этом длительность изобарической стадии принималась равной длительности паузы между импульсами.

Результаты расчетов при  $I = 4.7 \cdot 10^{-3} I_A$ ,  $\gamma = 250$ ,  $\pi a^2 = 1 \text{ см}^2$  представлены на рисунке. Для выяснения их чувствительности к погрешности определения мощности потерь энергии из канала оптическое излучение рассчитывалось наряду с описанной выше методикой также в приближении оптически тонкого тела, кроме того, оценивались потери вследствие механизмов турбулентной [12] и молекулярной теплопроводностей.

Как следует из расчетов, при малых  $\tau_i^k$  (и соответственно  $q_i^k$ ) предельная дальность  $L_{\text{пр}} = \lim_{n \rightarrow \infty} L(n)$  не связана с процессами оптического вывета. В этом случае малых удельных импульсных энергокладов форма кривой  $L(n)$  может быть приближенно описана зависимостью

$$L(n) = \sum_{k=1}^n z_k \approx \sum_{k=1}^n \left( l_0 - \frac{0.6 + \ln(k-1)}{bq_0} \right) \approx l_0 n \left( 1 - \frac{\ln - 0.4}{bq_0} \right), \quad (6)$$

где  $b$  — коэффициент в формуле  $\delta(q) = \rho_0/\rho = 1 + bq$ , хорошо аппроксимирующей результаты расчета зависимости  $\delta(q)$  в приближении  $q^k = q_0$ ,  $q = \sum q^k \approx nq_0$ .



Длина канала транспортировки  $L$  в зависимости от числа импульсов  $n$  при  $\tau = 250$  (1-3), 100 (4-7), 15 нс (8,9) и в приближениях конечной оптической ширины канала (1,3,4,6,8,9), оптически тонкого тела (2,5,7) с учетом молекулярной (1,2,4,5,8) и турбулентной теплопроводностей (3,6,7,9).

В диапазонах  $q_0 \leq 20 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1}$ ,  $q < 120 \text{ кДж} \cdot \text{г}^{-1}$  расчеты дают  $b \approx 1.3 \dots 1.9 \text{ г} \cdot \text{кДж}^{-1}$ . Соотношение (6) может быть получено из (2) при подстановке в него  $L_i^{k-1} \approx L_0 \delta_i^{k-1} \approx L_0 \cdot (k-1) b q_0$  для  $b q_0 > 1$ . При  $b q_0 \leq 1$  режим МИ нецелесообразен: разрядка канала за 1 импульс слишком мала. По мере увеличения  $q_0$  оптический высвет становится основным фактором, определяющим  $L_{\text{пр}}$ . При этом  $L_{\text{пр}} \approx l_0 \delta p / 2$ , где  $\delta p$  — равновесное значение относительной плотности газа в канале, реализуемое при равенстве средних темпов энерговыклада пучка и потерь энергии из канала.

Молекулярная теплопроводность не влияет на  $L_{\text{пр}}$ , напротив, в случае развития турбулентной теплопроводности (в соответствии с [12]) это возможно при сильно неоднородном энерговыделении вдоль оси канала)  $L_{\text{пр}}$  может значительно уменьшаться.

Для достижения небольших  $L(L/l_0 \ll \exp(bq), \delta p)$  с точки зрения минимума энергозатрат предпочтительны малые  $\tau (bq \approx 1)$ , для увеличения  $L$  необходимо наращивать  $\tau$ . Оптимальные значения мощности  $P_{\text{opt}}$  должны быть такими, чтобы обеспечить  $l(P_{\text{opt}}) \approx Z_p/3$ , где  $Z_p$  — радиационная единица длины электронов (в невозмущенном воздухе), что соответствует примерно  $P_{\text{opt}} \approx 2 \cdot 10^{12}$  Вт. Как показывают расчеты по программе PICAP, при дальнейшем увеличении  $P$ , например на порядок величины, возможно лишь небольшое (до двух раз) увеличение  $l_0$  (и соответственно  $L$ ), так что удельные энергозатраты вырастают до 5 раз. Оптимальные значения тока ограничены сверху, во-первых, значением  $P_{\text{opt}}/E_{\text{min}}$ , где  $E_{\text{min}}$  определяется по меньшей мере требованием сохранения большей части энергии частиц на длине  $Z_p/3 (E_{\text{min}} \geq E_{\text{кр}})$ , во-вторых, требованием малости потерь на омическую эрозию. В результате оптимальные параметры ЭП при  $E = 1.5 E_{\text{кр}}$ ,  $\pi a^2 = 1 \text{ см}^2$  составляют  $10 \dots 20 \text{ кА}$ ,  $40 \text{ нс}$  при  $L/l_0 \approx 5$  и  $\tau = 100 \text{ нс}$  при  $L/l_0 = 30$ .

### Список литературы

- [1] Будник А.П., Свиркунов П.Н. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 12. С. 2506–2510.
- [2] Власов М.А., Рыжков А.В., Сафонов В.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. № 1. С. 70–81.
- [3] Нухеров В.А. Электронные пучки за работой. М.: Энергоатомиздат, 1988. 101 с.
- [4] Lampe M. // Proc. IEEE Part. Accel. Conf. 1987. Vol. 3. P. 1965–1969.
- [5] Lee E.P. // Phys. Fluids 1976. Vol. 19. N 1. P. 60–69.
- [6] Норман Г.Э., Сопин П.И., Сорокин Г.А. // Математическое моделирование. 1989. Т. 1. № 2. С. 13–36.
- [7] Григорьев В.П., Захаров А.В. // ЖТФ. 1991. Т. 60. Вып. 4. С. 67–71.
- [8] Гинзбург С.Л., Дьяченко В.Ф., Ходатаев К.В. Препринт ИМП АН СССР. 1989. № 65. 23 с.
- [9] Ливадный Е.А. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 193–195.
- [10] Глазичев Л.В., Норман Г.Э., Сорокин Г.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 1. С. 3–7.
- [11] Бондарь Ю.Ф., Гомонько А.А., Грудницкий В.Г. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 5. С. 884–894.
- [12] Кабанов С.Н., Маслова Л.И., Тархова Т.И. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 6. С. 37–41.
- [13] Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965.
- [14] Авилова И.В., Биберман Л.М., Воробьев В.С. и др. Оптические свойства горячего воздуха / Под ред. Л.М.Бибермана. М.: Наука, 1970.

Поступило в Редакцию 1 апреля 1992 г.