

ПРИБЛИЖЕННАЯ ОЦЕНКА ТЕМПА ЭРОЗИИ РЭП

Л.В. Глазычев, Г.Э. Норман,
Г.А. Сорокин

Применение релятивистских электронных пучков (РЭП) для синтеза соединений в плазме [1], в плазменной электронике [2] и т.д. требует простого и достаточно общего способа определения потерь заряда Q пучка dQ/dz (эрозии) при транспортировке в трубах дрейфа. Безразмерный темп эрозии $\delta = -(\nu/I)(dQ/dz)$ для пучков с постоянным током I , где ν - скорость электронов, или $\delta = -(l/Q_0)(dQ/dz)$ для импульсного РЭП, где l - длина импульса, Q_0 - полный инжектированный заряд. Величины I и Q измеряются в удвоенном равновесном радиусе пучка R . Известны две основные оценки темпа эрозии - энергетическая [3]:

$$\delta = \Lambda I / I_A, \quad \Lambda \sim 1, \quad (1)$$

и релаксационная [4]:

$$\delta = \nu (\Lambda_1 \tau_s + \Lambda_2 \tau_n) / \lambda, \quad \Lambda_1, \Lambda_2 \sim 1, \quad (2)$$

где $I_A = 17\beta$, kA - ток Альфвена, $\beta = \nu/c$, c - скорость света, γ - релятивистский фактор частиц, $\lambda = \pi R \sqrt{2I_A/I}$ - бетатронная длина, $\tau_s = 4\pi\sigma R^2/c^2$ - скиновое время, $\tau_n = 1/4\pi\sigma$ - время нейтрализации пространственного заряда пучка, σ - проводимость плазмы. Оценки (1) и (2) выведены в автономном квазистационарном приближении для равновесной инжекции в нерассеивающую среду бесконечно длинного пучка с постоянным током.

В данной работе путем обобщения результатов численных расчетов без использования указанных выше сильных упрощающих предположений получена оценка темпа эрозии РЭП, учитывающая рассеяние, неравновесность инжекции и нестационарность пучка. Рассматривались осесимметричные РЭП с доальфвеновскими токами в плотных газах ($P \gg 10$ Торр), имеющие достаточно плавный фронт ($\alpha/c\tau \ll 1$, где α - радиус инжектируемого пучка, τ - время нарастания тока; длина импульса - 2τ).

Основные закономерности эрозии РЭП были определены вначале для плазмы постоянной высокой проводимости $\tau_n \ll \alpha/c$. В такой модели главными независимыми величинами являются: длина рассеяния $L = \bar{\theta}_0^2 / (d\bar{\theta}^2/dz)$ [5], отношения τ_s/τ , $\alpha/c\tau \sqrt{I_0/I_A^0}$ и зависимость от времени t поперечного углового разброса скоростей частиц при инжекции $\bar{\theta}^2(t)$. Здесь $\bar{\theta}_0^2$ - равновесный угловой разброс скоростей, равный в отсутствие обратного тока I_0/I_A^0 , где I_0 - амплитуда тока пучка, γ_0 соответствует энергии электронов при инжекции; $d\bar{\theta}^2/dz$ - темп набора среднеквадратичного угла в среде. В расчетах варьировались все четыре указанных выше величины.

Расчеты, проведенные на модели [5], обобщенной на случай осесимметричного пучка, показали, что эрозия РЭП в режиме самофокусировки характеризуется наличием двух участков: начального, релаксационного и второго - квазиравновесного. Причина возникновения релаксационного участка состоит в том, что инжекция для большинства сегментов пучка является неравновесной. Длина релаксационного участка определяется минимальным динамическим продольным масштабом λ , а изменение параметров пучка на нем сильно зависит от условий инжекции и скин-времени, т.е. плазменных токов. При специальном подборе эмиттанса пучка на входе инжекцию можно сделать квазиравновесной, и тогда релаксационный участок исчезнет.

Квазиравновесие всегда существует для пучка, степень компенсации которого по заряду выше, чем по тому, что характерно для сильноточных РЭП в плотных газах. Квазиравновесный участок имеет длину порядка макроскопического продольного масштаба L (или длины торможения при $L \rightarrow \infty$). В результате расчетов найдено, что в случае слабого рассеяния ($L \gg \lambda$) он является основным и характеризуется следующими закономерностями: величина δ не зависит от z , обратно пропорциональна L и слабо зависит от начальных условий инжекции и проводимости плазмы. Эрозии, обусловленной чисто плазменными токами или неполной компенсацией по заряду (2), на квазиравновесном участке нет. Влияние этих факторов проявляется косвенно, т.к. они определяют равновесный эмиттанс и эффективную длину рассеяния для каждого сегмента пучка. Следует отметить, что в рассматриваемом случае виртуальный катод [4] образоваться не мог.

Расчеты на полной разработанной авторами численной модели, учитывающей наработку проводимости в плазме, подтвердили

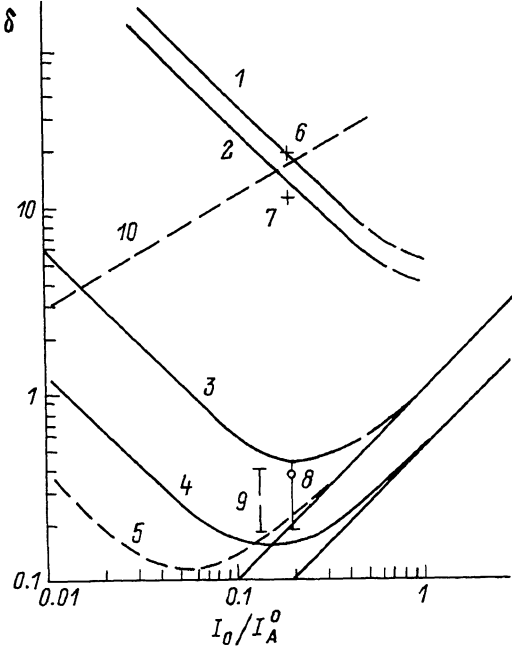


Рис. 1. Зависимость темпа эрозии от тока пучка для различных газов и давлений. $N_2: SF_6$ (6 : 1), $I_0 = 11$ кА, $\gamma_0 = 3.35$, $\tau = 30$ нс. 1 и 2 - (3) для $\Lambda_1 = 1$, $P = 500$ и 700 Торр; 6 и 7 - измерения [6] для $P = 500$ и 700 Торр. Воздух, $I_0 = 11$ кА, $\gamma_0 = 3.15$, $\tau = 30$ нс. 3 - (3) для $\Lambda_1 = 1$, $\Lambda_2 = 1$, $P = 20$ Торр; 4 - (3) для $\Lambda_1 = 1$, $\Lambda_2 = 0.5$, $P = 4$ Торр; 8 - диапазон измеренных значений δ [8] в диапазоне $P = 4-20$ Торр (точка - 18 Торр). Воздух, $I_0 = 6$ кА, $\gamma_0 = 2$, $\tau = 3$ нс, $P = 4$ Торр. 5 - (3) для $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 1$; 9 - измерения [7]; 10 - (2).

наличие двух участков эрозии и все сформулированные закономерности. Это позволило вывести аппроксимационную оценку темпа эрозии для квазиравновесного участка:

$$\delta = (\Lambda_1/4)(\rho l_{[CM]}/\gamma_0 I_0 [KA]) + \Lambda_2 (I_0/I_A^0). \quad (3)$$

Первый член (3) отражает влияние рассеяния на эрозию ($L \sim \gamma_0 I_0 / \rho$, ρ - рассеивающая плотность среды, нормированная на атмосферную), а второй - влияние торможения. Величина l вошла в (3), т.к. рассеиваются все слои пучка, независимо от расстояния до фронта. Множитель при первом члене подобран так, что Λ_1 , $\Lambda_2 \sim 0.5-1$. Неопределенность в значениях Λ_1 , Λ_2 вызвана тем, что при получении (3) многие слабо влияющие на δ зависимости (временной профиль тока, профиль плотности тока при инжекции, детальный вид зависимости компенсации пучка по току и заряду от координат и времени) не были учтены. Когда рассеяние несуществ-

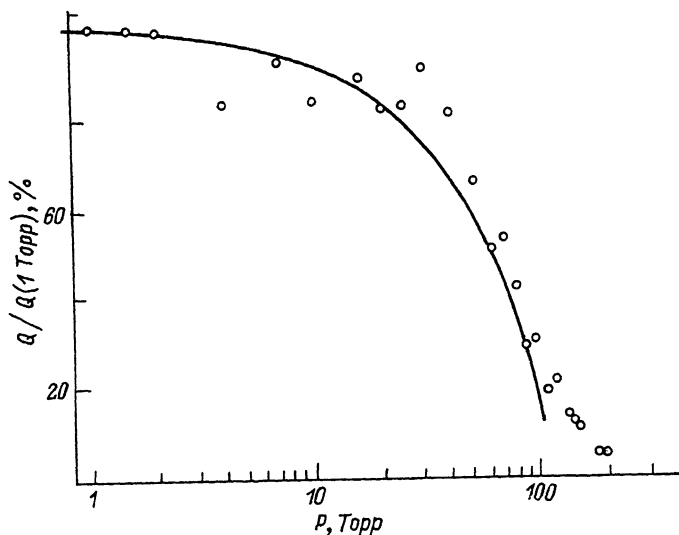


Рис. 2. Расчетная $(1 - z \cdot \mathcal{S}(p)/L)$ и экспериментальная [9] эффективности прохождения пучка в аргоне в зависимости от давления; $Z = 110$ см, $I_0 = 3$ кА, $f_0 = 4$, $\tau = 50$ нс.

венно, (3) переходит в (1), что определяет энергетический предел для \mathcal{S} снизу.

На рис. 1 приведены расчетные (по формуле (3)) и экспериментальные значения \mathcal{S} . Величины (ρ, L, f_0) для всех кривых фиксированы. Левые прямые участки зависимостей $\mathcal{S}(I_0/I_A^0)$ определяются рассеянием, правые – торможением. Хорошее согласие теории и эксперимента наблюдается для всех трех участков зависимости (3): левого [6], правого [7] и минимума [8]. При этом для [8] рассматривается коридор, соответствующий диапазону по давлению, в котором проводились эксперименты. Следует отметить, что (2) резко завьшает темп эрозии.

Хорошее согласие наблюдается также между (3) и [9], где измерялась эффективность прохождения пучка в зависимости от давления (рис. 2). Соответствие теории и эксперимента нарушается лишь при больших давлениях, когда потери заряда велики, а $L < Z$, т.е. за пределами применимости (3).

Авторы выражают благодарность А.А. Рухадзе за интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Н о р м а н Г.Э., П о л а к Л.С., С о п и н П.И., С о р о к и н Г.А. В кн.: Синтез соединений в плазме, содержащей углеводы / Под ред. Л.С. Полака. М.: Наука, 1985. С.33-79.

- [2] Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильнооточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 167 с.
- [3] Sharp W., Lampe M. // Phys. of Fluids. 1980. V. 23, N 12. P. 2383-2395.
- [4] Ходагаев К.В., Гинзбург С.Л., Дьяченко В.Ф. // Физ. плазмы. 1985. Т. 11. В. 9. С. 1062-1070.
- [5] Глазычев Л.В., Сорокин Г.А. // ТВТ. 1987. Т. 25. В. 3. С. 604-607.
- [6] Арланцев С.В., Бондарь Ю.Ф., Заворотный С.И. и др. // Физ. плазмы. 1982. Т. 8. В. 6. С. 1192-1198.
- [7] Greenspan M., Juhala R. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 1. P. 67-77.
- [8] Adler R.J., Kiuttu G.F., Sabol B.A. Proc. 5th Int. Conf. High-Power Beams. San-Francisco, 1983, P. 366-369.
- [9] Miller P.A., Gerardo J.B. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, N 7. P. 3008-3013.

Московский
радиотехнический
институт АН СССР

Поступило в Редакцию
7 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 1
0.1; 04

12 января 1989 г.

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ (МС) ПУЛЬСАЦИЙ В СЛАБОСТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

В.Р. Кудашев, Г.И. Сурамлишвили

МС пульсации - это аperiodически затухающие несобственные моды плазмы, которые являются носителями, в основном, магнитной энергии [1, 2]. Однако при наличии в среде ВЧ электромагнитных или ленгмюровских волн, эти моды в ряде случаев обнаруживают неустойчивость - аperiodическое затухание сменяется их аperiodическим нарастанием. Поэтому неустойчивость МС пульсации плодотворно привлекается в качестве возможного механизма генерации квазистатических магнитных полей [2-5]. Это обстоятельство объясняет возрастающий интерес к задачам о неустойчивостях МС пульсаций. Одна из таких задач составляет предмет рассмотрения настоящей заметки - здесь исследуется неустойчивость МС пульсаций в плазме, в которой удовлетворяются условия

$$\frac{(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})}{\omega_0} (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \ll (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \ll \omega_0, \quad (1)$$