

САМОСОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ
СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В ЗАПОЛНЕННОМ
ГАЗОМ ВОЛНОВОДЕ С АКСИАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А. А. Коломенский, М. А. Новицкий

УДК 621.384.6Г2

Теоретически исследован эффект ускорения ионов, возникающий при прохождении сильноточного пучка электронов через газ при наличии продольного магнитного поля. Применен самосогласованный подход с учетом ионизации вторичными электронами и ионами. Получено распределение ускоряющего электрического поля в зависимости от плотности газа и времени взаимодействия.

Обнаруженное и исследованное в ряде экспериментальных работ (см. обзор /1/) ускорение ионов из газа, через который пропускается сильноточный электронный пучок (СЭП), представляет собой интересное, но сложное явление. В нем проявляются не только коллективные взаимодействия, приводящие к деформации и перемещению потенциальной ямы с ионами, но и ряд элементарных процессов, таких как ионизация электронами (первичными и вторичными) и ионами, рекомбинация, лавинные процессы и т.д. При этом продольное расширение пучка сопровождается также изменением его радиальных размеров.

Поэтому целесообразно рассмотреть некоторые крайние варианты, для которых сравнение с экспериментом может проводиться при минимальном числе произвольных допущений. Один из таких вариантов, на который нами было указано /2/, соответствует наличию сильного внешнего продольного магнитного поля, превосходящего поле пучка и замедляющего электроны и ионы. При этом для интерпретации экспериментальных данных необходимо развить теорию, опирающуюся на самосогласованный подход с учетом ионизации, вызываемой ионами и вторичными электронами. В настоящей работе предпринята попытка провести расчеты на основе такого подхода.

Рассмотрим СЭП радиуса a , впускаемый в гладкий волновод радиуса R и длины L , заполненной газом под давлением. Благодаря замагничности движение частиц всех сортов может происходить только по прямолинейным траекториям параллельно оси волновода. Для математического описания системы используем релятивистские уравнения Власова для функций распределения

$$\frac{\partial F_\alpha}{\partial \tau} + \beta_\alpha \frac{\partial F_\alpha}{\partial \xi} - \varepsilon_\alpha \frac{\partial U}{\partial \xi} \frac{\partial F_\alpha}{\partial q_\alpha} = D_\alpha \quad (I)$$

и уравнения Пуассона для потенциала самосогласованного электрического поля

$$\Delta U = - \sum_\alpha \varepsilon_\alpha \int F_\alpha dq_\alpha, \quad (2)$$

где $\alpha = 1, 2, 3$ относятся соответственно к электронам пучка, вторичным электронам и ионам, D_α - мощности источников частиц в фазовом пространстве, учитывающих рождение заряженных частиц при ионизации газа:

$$D_1 = 0, \quad D_\alpha = N \sum_{i=1}^3 Q_i(q_i) F_i \beta_i dq_i \delta(q_\alpha), \quad \alpha = 2, 3, \quad (3)$$

где $\delta(q)$ - дельта-функция Дирака. При записи уравнений (I)-(3) использовались безразмерные переменные

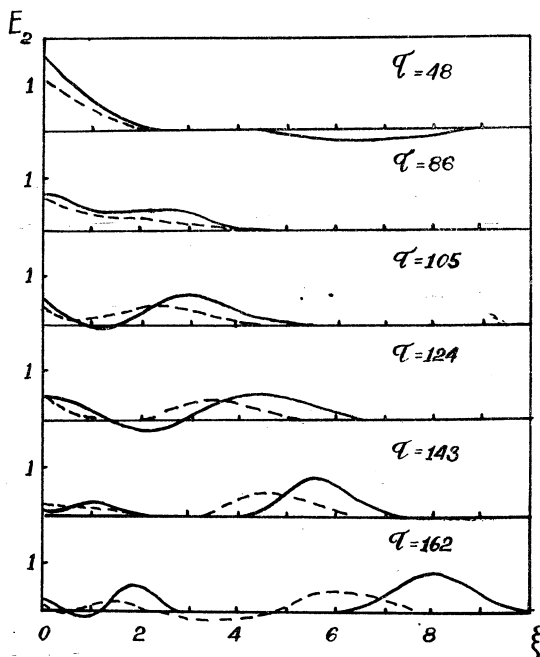
$$\tau = t\omega_p, \quad F_\alpha = f_\alpha m_1 c / n_0, \quad \beta_\alpha = v_\alpha / c, \quad q_\alpha = p_\alpha / m_1 c, \quad \xi = z\omega_p / c, \\ \varepsilon_\alpha = e_\alpha / e_1, \quad U = e_1 \Phi / m_1 c^2, \quad N = n_2 / n_0, \quad Q_\alpha = \sigma_\alpha c n_0 / \omega_p,$$

где $n_0 = \int f_0 dp$ - начальная плотность электронов в пучке,

$\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e_1^2 / m_1}$, Φ - электрический потенциал, p_α - импульс частицы, n_2 - плотность газа в камере, σ_α - сечение ионизации газа.

Система (I)-(3) интегрировалась численно: уравнение (I) - методом второго порядка, описанным в /3/, уравнение (2) - итерационным методом, применявшимся в /2/. При расчетах использовались следующие значения геометрических параметров: $R = 5,95$, $a = 3,85$, $L = 20$. Функция распределения электронов по импульсам при инжекции задавалась в колоколообразном виде с максимумом при $q = 1,9$ и с полушириной $\delta q = 0,8$. Выбранным значениям

параметров и начальной функции распределения соответствует начальное значение тока $I_0 = 57$ кА и критическое значение (см. /4/) $I_{кр} = 5,1$ кА, так что $I_0 \gg I_{кр}$. Сечение ионизации газа электро-



Р и с.1. Распределение продольного электрического поля в камере при давлении газа 0,3 тор в различные моменты времени

нами СЭП было согласно /5/ выбрано равным $\sigma_1 = 2,4 \cdot 10^{-19}$ см² при $|q_1| \geq 0,6$ и $\sigma_1 = 3 \cdot 10^{-18}$ см² при $|q_1| < 0,6$. Для вторичных электронов $\sigma_2 = 3 \cdot 10^{-18}$ см², для ионов $\sigma_B = 8 \cdot 10^{-17}$ см².

Проведенные расчеты показали, что при инжекции СЭП в камеру, заполненную газом, в начальные моменты времени, пока плотность ионов еще мала, устанавливается такое же распределение плотности заряда и потенциала, как при инжекции в вакуум /2/. Однако по мере роста плотности ионов около входа в волновод

происходит компенсация пространственного заряда пучка (вторичные электроны уходят при этом в продольном направлении), и вдоль камеры начинает движение волна электрического поля, создаваемая некомпенсированным зарядом части пучка. Часть ионов образовавшихся около входа захватывается этой волной и ускоряется.

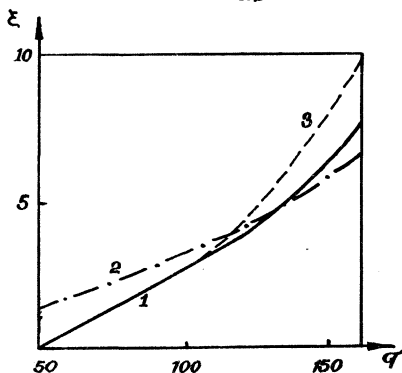
Временная эволюция электрического поля в случае, когда камера заполнена водородом при давлении 0,3 тор и инжектируемый пучок имеет длительность фронта нарастания тока $\tau_{\phi} = 9$, показана на рис. 1. Сплошные линии соответствуют оси пучка, пунктирные - радиусу, равному радиусу пучка. В момент времени $\tau = 48$ плотность ионов еще мала, ток ограничен пространственным зарядом ($/2/$), максимум электрического поля находится у эмиттера при $\xi = 0$. Затем волна электрического поля начинает движение вдоль камеры. Максимальная напряженность поля волны при ее движении увеличивается и достигает единицы. При $\tau = 162$ максимальная энергия ускоренных ионов достигает 4 Мэв, число ускоренных ионов с энергией в пределах 2,5-4 Мэв равно 0,4. Ю^{II} в предположении, что $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В тех местах камеры, где плотность ионов $\geq n_0$, учет ионизации вторичными электронами повышает скорость ионизации примерно в 1,5 раза, а учет ионизации протонами в 2 раза. Если же плотность ионов меньше n_0 , эти отличия незначительны.

На рис. 2 показана зависимость положения максимума электрического поля на оси камеры от времени в трех случаях: 1) давление 0,3 тор, учитывается полная ионизация; 2) давление 1,0 тор, учитывается ионизация только электронами пучка; 3) учитывается полная ионизация, давление p изменяется вдоль камеры по закону $p = 0,3(1 + \xi/3L)$ тор. Из рис. 2 следует, что при $\tau > 100$ скорости движения волны электрического поля в случаях 1, 2 близки. Наличие градиента давления (случай 3) приводит к нарастанию скорости движения волны электрического поля, что можно в принципе использовать для синхронизации ее движения с движением ускоренных ионов. Определенное увеличение скорости в случаях, когда градиента давления нет, вызвано ионизацией, производимой захваченными ионами, а также небольшим электронным током, продолжающим проходить по оси пучка.

Величина $l_{\text{кр}}$ зависит от степени зарядовой нейтрализации, и можно показать, что критическая плотность газа в камере $n_{\text{кр}}$, при

которой еще будет происходить загибание тока СЭП, равна

$$i_{кр} \sim \frac{1}{\tau_{\Phi}^2 \sigma \beta_0 c} \left(\frac{I_0^B}{I_{кр}^B} \right)^2, \quad (4)$$



Р и с.2. Зависимость положения максимума электрического поля на оси камеры от времени при различных условиях

где σ - эффективное значение сечения ионизации, $I_{кр}^B$ - вакуумное значение критического тока. Таким образом, при увеличении τ_{Φ} необходимо уменьшить давление газа в камере.

О первых качественных экспериментах по исследованию влияния магнитного поля на процесс ускорения ионов сообщалось в /6/. В большинстве случаев (но не всегда) при увеличении магнитного поля интенсивность ускоренных ионов уменьшалась, и при некотором значении поля ускорение ионов подавлялось совсем. Однако эти магнитные поля были еще гораздо ниже значений, соответствующих замедливанию, и непосредственное сравнение с результатами расчетов провести невозможно, хотя скорее всего механизм ускорения ионов при малых магнитных полях иной, чем при больших. Вместе с тем (см. /7/) ускорение ионов могло маскироваться за счет их отклонения собственным магнитным полем пучка. Поэтому эксперименты по ускорению ионов при наложении продольного магнитного поля следует провести более детально и при больших значениях поля.

Поступила в редакцию
18 мая 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. C. L. Olson. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-22, N 3, 962(1975).
2. А. А. Коломенский, М. А. Новицкий. ЖТФ, 46, 44 (1976).
3. Д. Байерс, Д. Киллин. Сб. Вычислительные методы в физике плазмы, М., "Мир", 1974 г. стр. 259-303.
4. Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе. УФН, 103, 609 (1971).
5. Н. Мотт, Г. Месси. Теория атомных столкновений. М., "Мир", 1969 г.
6. В. Ecker, S. Putnam, D. Drickey. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-20, N 3, 301 (1973).
7. C. L. Olson. Phys. Fluids, 18, 585 (1975).