

АМПЛИТУДА КОЛЕБАНИЙ ПОТЕНЦИАЛА КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОГО ИОННОГО ПУЧКА

А. В. Жаринов

Приближенно вычисляется амплитуда колебаний потенциала квазинейтрального ионного пучка в зависимости от постоянной и переменной составляющей плотности ионного тока, давления остаточного газа и ускоряющего напряжения. Показано, что при ограниченной амплитуде потенциала полный ток ионного пучка не зависит от его высоты.

В ряде предшествующих работ [1 – 4] описано явление динамической декомпенсации объема заряда квазинейтральных ионных пучков. Однако в этих работах отсутствует анализ взаимосвязи амплитуды колебаний потенциала пучка с глубиной модуляции плотности ионного тока. Этому вопросу и посвящена настоящая статья.

Пусть плотность ионного тока j в квазинейтральном ионном пучке имеет переменную составляющую $\Delta j \sin \omega t$. Время компенсации дополнительного заряда $2\Delta j / v = \xi j / v$ будет равно $\tau_\xi = \xi \tau$, где τ – полное время компенсации [1]. При частоте модуляции $\omega > 2\pi / \tau_\xi$ процесс нейтрализации запаздывает. Поэтому ионный пучок периодически вносит в плазму избыточный положительный заряд, и потенциал плазмы синхронно изменяется от стационарного значения $\phi_0 \sim T_e \ln \sqrt{M_2 / m}$ (T_e – температура электронов, M_2 , m – масса ионов и электронов) до некоторого максимального ϕ , который и требуется вычислить.

При появлении избыточного положительного заряда возникающее электрическое поле сжимает электронный газ, благодаря чему плазма остается квазинейтральной, а избыточный заряд мгновенно "переливается" в пристеночные слои.

Если пучок движется поперек сильного магнитного поля \mathbf{H} , то электронный газ практически сжимается только в направлении \mathbf{H} .

В этом предположении потенциал плазмы определяется следующим приближенным алгебраическим уравнением :

$$\Delta \rho A \approx 2(d - d_0) i_2 / v_2, \quad (1)$$

где A — высота ионного пучка; i_2 / v_2 — объемный заряд вторичных ионов вне пучка, вблизи стенок вакуумной камеры ($e n_2 = -i_2 / v_2$). $d(\phi) = (\sqrt{2e / M_2} \phi^{3/2} / 9\pi i_2)^{1/2}$ — толщина пристеночного слоя положительного заряда. $i_2 = i n_0 (\sigma_i + \sigma_{II}) A / 2$ — плотность тока вторичных ионов на стенку, σ_i, σ_{II} — сечения ионизации и перезарядки, n_0 — концентрация атомов остаточного газа в вакуумной камере.

С учетом уменьшения скорости быстрых ионов за счет повышения потенциала плазмы:

$$\Delta \rho = (\xi + \phi / 2v - \phi_0 / 2v) i / v, \quad (2)$$

где v — потенциал ионного источника по отношению к стенкам вакуумной камеры.

Уравнение (1) удобно представить в безразмерном виде:

$$\alpha (2\xi + \eta - \eta_0) = \eta^{3/4} - \eta_0^{3/4} \dots, \quad (3)$$

где $\eta = \phi / v$; $\eta_0 = \phi_0 / v$; ($\eta_0 \ll \eta \ll 1$),

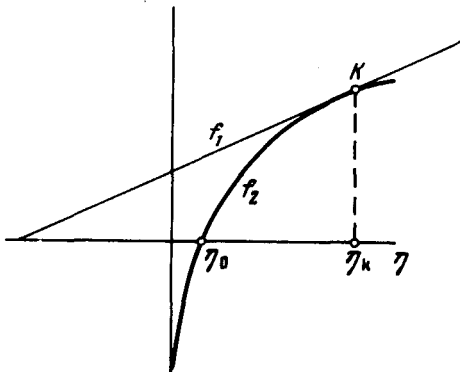
$$\alpha = \frac{1}{4} \sqrt{i / i_\lambda} \dots, \quad (4)$$

$$i_\lambda = \frac{M^2}{M} \sqrt{2e / M_2} v^{5/2} (9\pi A \lambda T_e)^{-1} \dots \quad (5)$$

M — масса ионов пучка;

$$\lambda = [n_0 (\sigma_i + \sigma_{II})]^{-1}. \quad (6)$$

Левая часть уравнения (3) отображает возмущение положительного пространственного заряда, а правая — отрицательный заряд, выдавливаемый из пристеночного объема плазмы ($d - d_0$).



Потенциал плазмы η определяется точкой пересечения функций $f_1(\eta)$ и $f_2(\eta)$, представляющих левую и правую части уравнения (3) соответственно.

При определенном критическом значении параметров $\alpha = \alpha_K$ и $\xi = \xi_K$ равенство $f_1 = f_2$ имеет место в точке касания K , при $\eta = \eta_K$. Этот случай схематически изображен на рисунке.

Легко показать, что

$$\alpha_K = 3/4\eta_K^{1/4} \dots, \quad (7)$$

$$6\xi_K/\eta_0 = 3 + \eta_K/\eta_0 - 4(\eta_K/\eta_0)^{1/4}. \quad (8)$$

Критический режим (α_K, ξ_K, η_K) — неустойчив, так как при бесконечно малом возмущении α , ξ или η в пучке возникает "виртуальный анод". Эта неустойчивость аналогична электростатической неустойчивости Пирса в квазинейтральном электронном пучке. Максимальное значение $\alpha_K = \alpha_{max}$ имеет место при $\eta_K = \eta_0$; $\xi_K = 0$ и определяет критерий собственной электростатической неустойчивости, т. е. в отсутствие внешних возмущений:

$$\alpha \geq \alpha_{max} = 3/4\eta_0^{1/4} \dots \quad (9)$$

или

$$j \geq j_0 = 9j_\lambda / \sqrt{\eta_0}. \quad (10)$$

Результат, аналогичный (10), ранее был получен Поповым [5]. Большинство практических задач накладывает ограничение на потенциал пучка, так что $\eta < \eta_K \leq 20\eta_0$. Вместе с тем глубина модуляции реальных ионных пучков весьма высока, так что $\xi_K \ll \xi \lesssim 10^2\eta_0$. Поэтому реальные значения параметра α оказываются низкими $\alpha \ll \alpha_K$.

С учетом сказанного функцию $f_2(\eta)$ можно с удовлетворительной точностью аппроксимировать выражением:

$$f_2(\eta) \approx \eta_g^{-1/4}(\eta - \eta_0) \dots, \quad (11)$$

где η_g — максимально допустимое значение потенциала ($\leq 20\eta_0$). В этом приближении вместо (3) получим:

$$\alpha \approx \eta_g^{-1/4}(\eta/\eta_0 - 1)(2\xi/\eta_0 + \eta/\eta_0 - 1)^{-1} \dots \quad (12)$$

В случае $\eta/\eta_0 \gg 1$ и $\xi/\eta_g \gg 1$

$$\alpha \approx \eta_g^{-1/4}\eta(2\xi)^{-1} \dots \quad (13)$$

или, используя (4), (10), получим:

$$j/j_0 \approx 4\sqrt{\eta_0/\eta_g}\eta^2(3\xi)^{-2}. \quad (14)$$

Уравнение (14) дает искомую приближенную зависимость потенциала пучка η от глубины модуляции ξ и плотности ионного тока $j(\xi, \eta)$.

Например, для $\eta = \eta_g = 10\eta_0$; $\eta_0 = 3 \cdot 10^{-4}$; $\xi = 6 \cdot 10^{-2}$; $v = 3 \cdot 10^4$ в; $T_e = 2$ в; $A = 20$ см; $\lambda = 10^3$ см; $M_2 = 28$; $M = 56$; получается $j_0 = 10$ а/см²; $j = 3,5$ ма/см², а общий ионный ток на 1 см ширины пучка $I = jA = 70$ ма/см. Эти цифры удовлетворительно согласуются с характеристиками ионных пучков в электромагнитных сепараторах изотопов [2-4].

Полезно отметить, что при естественном ограничении $\eta \leq \eta_g = \text{const}$ из (14) вытекает условие:

$$j A \lambda \xi^2 v^{-5/2} = \text{const} . \quad (15)$$

Следовательно, при заданном потенциале η_g , полный ток не зависит от высоты пучка, а допустимая плотность тока увеличивается при уменьшении высоты. Возможно по этой причине не удавалось повысить производительность электромагнитных сепарационных установок увеличением высоты пучка.

В заключение благодарю Ю.С.Попова и В.С.Ерофеева за полезные дискуссии.

Поступила в редакцию
6 марта 1973 г.

Литература

- [1] В.С.Анастасевич. ЖТФ, 26, 1487, 1956.
 - [2] М.В.Незлин. ЖТФ, 30, 168, 1960.
 - [3] В.И.Райко. ЖТФ, 33, 244, 1963.
 - [4] М.В.Незлин. "Плазм. неуст. и компенсация простр. заряда ионного пучка". Препринт ИАЭ, 1966; Plasma Phys., 10, 337, 1968.
 - [5] Ю.С.Попов. Письма в ЖЭТФ, 4, 352, 1966.
-