

ФОКУСИРОВКА НЕКОМПЕНСИРОВАННЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЫГ

В. Г. Гапанович

В настоящее время для транспортировки и фокусировки сильноточных электронных пучков в основном используют метод частичной или полной компенсации пространственного заряда пучка положительными ионами /1/ (компенсированные пучки). Для этого пучок пропускают через газ или плазму. Привлекательной особенностью метода компенсации является отсутствие каких-либо внешних энергозатрат на фокусировку и проводку пучка, поскольку фокусировка осуществляется за счет собственного магнитного поля пучка.

Некомпенсированные пучки фокусируют с помощью магнитных линз в виде петель с током, соленоидов, концентрических соленоидов и т.д. /2/. Использование магнитных линз для фокусировки некомпенсированных пучков в известной степени неэкономично из-за больших расходов энергии на создание внешнего фокусирующего магнитного поля, величина которого должна быть порядка величины собственного магнитного поля пучка, достигающей для килоамперных токов десятков килогаусс.

Нами предлагается метод фокусировки и проводки некомпенсированных сильноточных электронных пучков с помощью металлических фольг. Идея метода проста и в некотором роде аналогична идее компенсации пространственного заряда ионами.

Пусть имеется стационарный некомпенсированный пучок электронов. В любой точке пучка поперечная электрическая сила расталкивания eE_{ρ} , обусловленная пространственным зарядом, примерно в $1/\beta^2$ раз больше фокусирующей силы собственного магнитного поля $e\beta H_{\theta}$, вследствие чего пучок испытывает дефокусировку. Если поместить перпендикулярно пучку тонкую проницаемую для него металлическую фольгу, то, как следует из граничных условий электростатики, на поверхности фольги E_{ρ} обратится в нуль, а H_{θ} не изменит своего значения. Таким образом вблизи фольги образуется область шириной порядка двойного радиуса пучка, в которой дефокусирующая электрическая сила меньше фокусирующей магнитной силы, так что пучок в этой области будет испытывать фокусировку.

В предлагаемом методе фокусировка осуществляется за счет собственного магнитного поля пучка, поэтому, как и в методе компенсации пространственного заряда ионами, отпадает необходимость в дополнительных затратах энергии.

В настоящей заметке мы рассмотрим движение пучка в пространстве между двумя фольгами, расположенными на расстоянии d .

Пусть в пространстве между двумя бесконечными проводящими плоскостями имеется стационарный осесимметричный пучок с огибающей $\lambda(z)$. Предположим, что все частицы 1) имеют одинаковую скорость v и 2) равномерно распределены по сечению пучка. Тогда распределение плотности заряда σ зависит только от продольной координаты z

$$\sigma(z) = 4I/(c\beta\lambda^2(z)), \quad (1)$$

где I - полный ток, $\beta = v/c$. Распределение потенциала определим с помощью функции Грина, которая для нашей области имеет вид [3/

$$G(\rho, z, r, \zeta, \theta) = \frac{1}{\pi d} \sum_{m=1}^{\infty} K_0 \left(\frac{\pi m}{d} R \right) \sin \frac{\pi m}{d} z \cdot \sin \frac{\pi m}{d} \zeta, \quad (2)$$

где $R^2 = \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos\theta$, $K_0(x)$ - функция Макдональда. Если ограничиться первым членом ряда (2) и воспользоваться приближенным выражением функции Макдональда [4], то с учетом (1) распределение потенциала снаружи пучка ($\rho > \lambda(z)$) будет иметь вид

$$\varphi(\rho, z) = -\frac{8I}{\pi c \beta} K_0\left(\frac{\pi}{d}\rho\right) \sin \frac{\pi}{d} z \int_0^d \frac{J_1\left[\frac{\pi}{d}\lambda(z)\right] \sin \frac{\pi}{d} z dz}{\lambda(z)}. \quad (3)$$

Распределение потенциала внутри пучка мы приведем лишь для случая, когда $\lambda(z) = \rho_0 = \text{const}$ (цилиндрический пучок)

$$\begin{aligned} \varphi(\rho, z) = & -\frac{16I}{\pi c \beta} \frac{d}{\pi \rho_0^2} \left[\rho K_0\left(\frac{\pi}{d}\rho\right) J_1\left(\frac{\pi}{d}\rho\right) - \right. \\ & \left. - \rho K_1\left(\frac{\pi}{d}\rho\right) J_0\left(\frac{\pi}{d}\rho\right) + \rho_0 K_1\left(\frac{\pi}{d}\rho_0\right) J_0\left(\frac{\pi}{d}\rho\right) \right] \sin \frac{\pi}{d} z. \quad (4) \end{aligned}$$

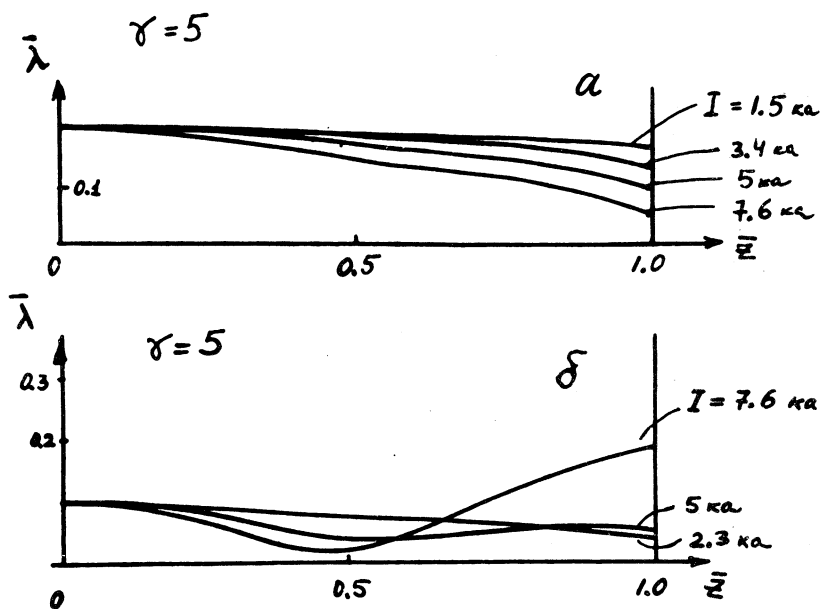
При некотором значении тока

$$I_{\text{пр}} = \left| \frac{v \pi^2 c \beta \rho_0}{16d \left[K_1\left(\frac{\pi}{d}\rho_0\right) - \frac{d}{\pi \rho_0} \right]} \right| \quad (5)$$

минимум потенциала внутри пучка становится равным по модулю первоначальному потенциалу пучка V (потенциалу ускорения). Ток, который может пройти через промежуток, ограничен предельным значением $I_{\text{пр}}$. Заметим, что формула (5) дает несколько завышенное значение действительного предельного тока, поскольку найденный нами потенциал не является самосогласованным.

Будем считать, что огибающая пучка соответствует траектории граничного электрона, движущегося в потенциальном поле (3) и собственном магнитном поле пучка

$$H_{\theta} = \frac{2I}{c \lambda(z)}.$$



Р и с. 1. Поведение огибающей пучка в пространстве между двумя фольгами. а) $\bar{\rho}_0 = 0,2$, $\alpha = 0$. б) $\bar{\rho}_0 = 0,1$, $\alpha = 0$.

С учетом условия 1) приближенное самосогласованное (в поперечном направлении) уравнение для огибающей пучка будет иметь вид

$$\bar{\lambda}'' = A \sin \pi \bar{z} K_1(\pi \bar{\lambda}) \int_0^1 \frac{J_1[\pi \bar{\lambda}(z)] \sin \pi z dz}{\bar{\lambda}(z)} - \frac{B}{\bar{\lambda}} \quad (6)$$

с начальными условиями

$$\bar{\lambda}|_{\bar{z}=0} = \bar{\rho}_0, \quad \bar{\lambda}'|_{\bar{z}=0} = \alpha,$$

где

$$A = 8I/I_0 \gamma \beta^3, \quad B = 2I/I_0 \gamma \beta,$$

$I_0 = \frac{mc^3}{e} = 17000$ ампер, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор, $\bar{\lambda} = \lambda/d$, $\bar{z} = z/d$, $\bar{\rho}_0 = \rho_0/d$, ρ_0, α - начальные радиус и угол расходимости пучка.

На рисунке 1 приведены результаты численного решения уравнения (6) при некоторых значениях $\bar{\rho}_0$, I , γ и α . Из рисунка видно, что в пространстве между фольгами пучок фокусируется.

С помощью последовательности таких фольг, расположенных на определенном расстоянии друг от друга, можно сформировать нужным образом пучок, т.е. провести пучок и сфокусировать его на мишени.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность А. А. Коломенскому, А. Н. Лебедеву и В. С. Воронину за плодотворные обсуждения и ценные советы.

Поступила в редакцию
4 июня 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. S. Graybill, R. Nablo. Proc. of the 8th Electron and Laser Beam Symp., 1966, p.465.

2. C. Woods, R. Frise. Particle accelerators, 2, 57 (1971).
3. Б. М. Будаг и др. Сб. задач по мат. физике, М., Гостехиздат, 1958 г.
4. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Физматгиз, 1963 г.