

Поле пространственного заряда между плоскими бесконечными экранами с конечным числом щелей

А. В. Грибовский

Радиоастрономический институт НАН Украины
310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 3 марта 1998 г.

Строгим методом найдена функция Грина уравнения Лапласа для ограниченной по длине электродинамической системы, которая состоит из двух плоских бесконечных экранов одинаковой толщины с конечным числом щелей. В приближении узких щелей рассчитано распределение потенциала пространственного заряда, создаваемого электронным сгустком, асимметрично расположенным в канале между экранами.

Точним методом знайдено функцію Гріна рівняння Лапласа для скінченної за довжиною електродинамічної системи, яка складається з двох плоских нескінченних екранів однакової товщини із скінченною кількістю щілин. У наближенні вузьких щілин розраховано розподіл потенціалу просторового заряду, який створено електронним згустком, асиметрично розташованим у каналі між екранами.

Введение

Расчет поля пространственного заряда (ПЗ) в электронных приборах с распределенным взаимодействием остается весьма актуальной задачей. В мощных приборах СВЧ применяются интенсивные пучки заряженных частиц, поле ПЗ которых оказывает влияние не только на поперечное движение электронов, но также и на продольное движение, и существенным образом влияет на выходные характеристики электронных приборов. Для интенсивных пучков заряженных частиц упрощенные физические модели оказываются непригодными, поэтому возникает необходимость применения строгих методов расчета поля ПЗ.

Существует два подхода к проблеме учета влияния поля ПЗ на работу электронных приборов с распределенным взаимодействием. В первом случае рассматривается только динамическая составляющая поля ПЗ [1]. Во втором случае принимается во внимание влияние статической составляющей поля ПЗ, существенной для интенсивных пучков заряженных частиц [2], [3]. Если в первом случае геометрические параметры пролетного канала электронного прибора, как правило, учитываются, то во втором случае они учитываются весьма приближенно. В данной работе для расчета статической составляющей поля ПЗ в пролетном канале сложной геометрической формы применен метод функции Грина. Получены интегральные уравнения Фредгольма второго рода, определяющие функцию Грина уравнения Лапласа пролетного канала без каких-либо ограничений на геометрические параметры.

1. Постановка задачи и метод решения

Статический потенциал поля ПЗ определяется выражением:

$$U(M) = \int_V G(M, M_0) \rho(M_0) dV, \quad (1)$$

где G – функция Грина; ρ – распределение плотности ПЗ в пространстве V .

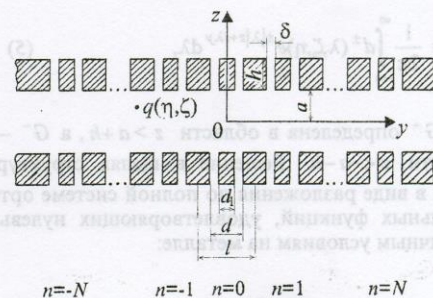


Рис. 1. Модель электродинамической системы

Будем искать двухмерную функцию Грина электродинамической системы, модель которой изображена на рис. 1 и представляет собой двойной идеально проводящий экран конечной толщины с конечным числом щелей и разными рас-

стояниями между щелями. Линейный заряд с плотностью $q = 2\pi\epsilon_0$ расположен в канале структуры и имеет координаты η, ζ . Исходя из определения функции Грина в электростатике и ее свойств [4, 5], сформулируем граничную задачу.

Необходимо найти функцию Грина $G(y, z, \eta, \zeta)$, ограниченную на бесконечности ($|z| \rightarrow \infty$), удовлетворяющую вне металла уравнению Пуассона с δ -функциями в правой части

$$\frac{\partial^2 G}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} = -\frac{q}{\epsilon_0} \delta(y - \eta) \delta(z - \zeta), \quad (2)$$

$$|z| < a, \quad |\zeta| < a, \quad |y| < \infty,$$

удовлетворяющую уравнению Лапласа в щелях и в областях за экранами и граничным условиям:

$$G = 0 \text{ — на металле;}$$

$$G \text{ непрерывна — на щелях.} \quad (3)$$

Кроме того, функция Грина должна быть непрерывна всюду, за исключением точки источника, а ее производная $\frac{\partial G}{\partial z}$ непрерывна всюду, за исключением точки источника и поверхности металла. Как известно [4], такая граничная задача имеет единственное решение.

Функцию Грина в канале и в области $|z| > a + h$ ищем в виде разложения в интеграл Фурье:

$$G = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vartheta(\lambda, z, \eta, \zeta) e^{i\lambda y} d\lambda, \quad |z| < a, \quad (4)$$

$$G^{\pm} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d^{\pm}(\lambda, \zeta, \eta) e^{\pm i\lambda z + i\lambda y} d\lambda, \quad (5)$$

где G^+ определена в области $z > a + h$, а G^- — в области $z < -a - h$. Решение в щелях структуры ищем в виде разложения по полной системе ортогональных функций, удовлетворяющих нулевым граничным условиям на металле:

$$G_n^{\pm} = \sum_{m=1}^{\infty} \left[a_{mn}^{\pm} e^{q_m z} + c_{mn}^{\pm} e^{-q_m z} \right] \sin q_m \left(|y - n\ell| - \frac{d_1}{2} \right), \quad (6)$$

$$n\ell - \frac{d}{2} \leq y \leq n\ell + \frac{d_1}{2};$$

$$G_n^{\pm} = \sum_{m=1}^{\infty} \left[k_{mn}^{\pm} e^{q_m z} + f_{mn}^{\pm} e^{-q_m z} \right] \sin q_m \left(|y - n\ell| - \frac{d_1}{2} \right), \quad (7)$$

$$n\ell + \frac{d_1}{2} \leq y \leq n\ell + \frac{d}{2},$$

$$\text{где } q_m = \frac{\pi m}{\delta}; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm N.$$

Смысл геометрических параметров $a, \ell, d, d_1, h, \delta$ ясен из рис. 1.

Функции G_n^+ определены в области $a \leq z \leq a + h$, а функции G_n^- — в области $a - h \leq z \leq -a$. Подставив (4) в (2), получим обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка относительно неизвестной функции $\vartheta(\lambda, z, \zeta, \eta)$, решение которого имеет вид

$$\vartheta(\lambda, z, \zeta, \eta) = \vartheta_1 e^{|\lambda|z} + \vartheta_2 e^{-|\lambda|z} + \pi \frac{e^{-i\lambda\eta}}{|\lambda|} \frac{\text{ch } |\lambda|(a - |z - \zeta|)}{\text{sh } |\lambda|a}, \quad (8)$$

где ϑ_1, ϑ_2 — неизвестные.

Введем обозначения:

$$X^{\pm} = 2(\vartheta_1 \pm \vartheta_2) \begin{cases} \text{ch } |\lambda|a \\ \text{sh } |\lambda|a \end{cases}, \quad Y^{\pm} = (d^+ \pm d^-) e^{-|\lambda|(a+h)}, \quad (9)$$

$$\lambda = \alpha \xi, \quad \alpha = \frac{2\pi}{\ell}.$$

Представим амплитуды Фурье искомого решения в виде суммы двух функций:

$$X^{\pm}(\xi) = X_0^{\pm}(\xi) + X_1^{\pm}(\xi); \quad Y^{\pm}(\xi) = Y_0^{\pm}(\xi) + Y_1^{\pm}(\xi),$$

одна из которых — $X_0^{\pm}(\xi) (Y_0^{\pm}(\xi))$ — четная, а вторая — $X_1^{\pm}(\xi) (Y_1^{\pm}(\xi))$ — нечетная. Воспользовавшись граничными условиями, с помощью метода переразложения системы функций, полной на одном интервале, по системе функций, полной на другом интервале [6], получим интегральные уравнения Фредгольма второго рода относительно неизвестных функций $Z_{0,1}^+(\xi), X_{0,1}^-(\xi), Y_{0,1}^+(\xi)$, определяющих функцию Грина данной электродинамической структуры без каких-либо ограничений на ее геометрические параметры:

$$\begin{cases} Z_0^+(\xi) + \int_0^\infty \theta(\xi, \tau) \text{th} \alpha \alpha \tau Z_0^+(\tau) d\tau + \int_0^\infty a(\xi, \tau) Y_0^+(\tau) d\tau = \tilde{\gamma}(\xi), \\ Y_0^+(\xi) + \int_0^\infty a(\xi, \tau) \text{th} \alpha \alpha \tau Z_0^+(\tau) d\tau + \int_0^\infty \theta(\xi, \tau) Y_0^+(\tau) d\tau = \Gamma(\xi); \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} X_0^-(\xi) + \int_0^\infty \theta(\xi, \tau) \text{cth} \alpha \alpha \tau X_0^-(\tau) d\tau + \int_0^\infty a(\xi, \tau) Y_0^-(\tau) d\tau = \gamma_2(\xi), \\ Y_0^-(\xi) + \int_0^\infty a(\xi, \tau) \text{cth} \alpha \alpha \tau X_0^-(\tau) d\tau + \int_0^\infty \theta(\xi, \tau) Y_0^-(\tau) d\tau = \gamma_3(\xi); \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} Z_1^+(\xi) + \int_0^\infty c(\xi, \tau) \text{th} \alpha \alpha \tau Z_1^+(\tau) d\tau + \int_0^\infty d(\xi, \tau) Y_1^+(\tau) d\tau = \tilde{\gamma}_1(\xi), \\ Y_1^+(\xi) + \int_0^\infty c(\xi, \tau) Y_1^+(\tau) d\tau + \int_0^\infty d(\xi, \tau) \text{th} \alpha \alpha \tau Z_1^+(\tau) d\tau = \Pi_1(\xi); \end{cases} \quad (12)$$

$$\begin{cases} X_1^-(\xi) + \int_0^\infty d(\xi, \tau) Y_1^-(\tau) d\tau + \int_0^\infty c(\xi, \tau) \text{cth} \alpha \alpha \tau X_1^-(\tau) d\tau = -i\gamma_4(\xi), \\ Y_1^-(\xi) + \int_0^\infty c(\xi, \tau) Y_1^-(\tau) d\tau + \int_0^\infty d(\xi, \tau) \text{cth} \alpha \alpha \tau X_1^-(\tau) d\tau = -i\gamma_5(\xi), \end{cases} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} Z_0^+(\xi) &= X_0^+(\xi) - \gamma(\xi); & Z_1^+(\xi) &= X_1^+(\xi) + i\gamma_1(\xi); \\ a(\xi, \tau) &= A \cdot S_1 + D \cdot S_2; & \theta(\xi, \tau) &= A_1 \cdot S_1 + D_1 \cdot S_2; \\ c(\xi, \tau) &= D_1 \cdot S_1 + A_1 \cdot S_2; & d(\xi, \tau) &= D \cdot S_1 + A \cdot S_2; \end{aligned} \quad (14)$$

$$A = \mu \tau \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m}{\text{sh} k_m} F_m(\xi) F_m(\tau);$$

$$D = \mu \tau \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m}{\text{sh} k_m} P_m(\xi) P_m(\tau);$$

$$A_1 = \mu \tau \sum_{m=1}^{\infty} m \text{cth} k_m F_m(\xi) F_m(\tau);$$

$$D_1 = \mu \tau \sum_{m=1}^{\infty} m \text{cth} k_m P_m(\xi) P_m(\tau);$$

$$P_m(x) = \frac{(-1)^m \sin \frac{\pi d}{\ell} x - \sin \frac{\pi d_1}{\ell} x}{m^2 - \left(2 \frac{\delta}{\ell}\right)^2};$$

$$F_m(x) = \frac{(-1)^m \cos \frac{\pi d}{\ell} x - \cos \frac{\pi d_1}{\ell} x}{m^2 - \left(2 \frac{\delta}{\ell}\right)^2};$$

$$S_1 = \frac{\sin[\pi(2N+1)(\xi+\tau)]}{2 \sin \pi(\xi+\tau)} + \frac{\sin[\pi(2N+1)(\xi-\tau)]}{2 \sin \pi(\xi-\tau)};$$

$$S_2 = \frac{\sin[\pi(2N+1)(\xi-\tau)]}{2 \sin \pi(\xi-\tau)} - \frac{\sin[\pi(2N+1)(\xi+\tau)]}{2 \sin \pi(\xi+\tau)};$$

$$\mu = \left(\frac{4\delta}{\ell\pi}\right)^2; \quad k_m = \frac{\pi m h}{\delta};$$

$$\gamma(\xi) = -\frac{\text{ch} \alpha \xi \xi}{\xi \text{sh} \alpha \xi a} \cos \alpha \xi \eta; \quad \gamma_1(\xi) = -\frac{\text{ch} \alpha \xi \xi}{\xi \text{sh} \alpha \xi a} \sin \alpha \xi \eta;$$

$$\gamma_2(\xi) = \int_0^\infty \frac{\text{sh} \alpha \zeta \tau}{\text{sh} \alpha \alpha \tau} \frac{\theta(\xi, \tau)}{\tau} \cos \alpha \eta \tau d\tau;$$

$$\gamma_3(\xi) = \int_0^\infty \frac{\text{sh} \alpha \zeta \tau}{\text{sh} \alpha \alpha \tau} \frac{a(\xi, \tau)}{\tau} \cos \alpha \eta \tau d\tau;$$

$$\gamma_4(\xi) = \int_0^\infty \frac{\text{sh} \alpha \zeta \tau}{\text{sh} \alpha \alpha \tau} \frac{c(\xi, \tau)}{\tau} \sin \alpha \eta \tau d\tau;$$

$$\gamma_5(\xi) = \int_0^\infty \frac{\text{sh} \alpha \zeta \tau}{\text{sh} \alpha \alpha \tau} \frac{d(\xi, \tau)}{\tau} \sin \alpha \eta \tau d\tau;$$

$$\tilde{\gamma}(\xi) = -\int_0^\infty \theta(\xi, \tau) \text{th} \alpha \alpha \tau \gamma(\tau) d\tau;$$

$$\Gamma(\xi) = -\int_0^\infty a(\xi, \tau) \text{th} \alpha \alpha \tau \gamma(\tau) d\tau;$$

$$\tilde{\gamma}_1(\xi) = \int_0^\infty c(\xi, \tau) \text{th} \alpha \alpha \tau \gamma_1(\tau) d\tau;$$

$$\Gamma_1(\xi) = \int_0^\infty d(\xi, \tau) \text{th} \alpha \alpha \tau \gamma_1(\tau) d\tau.$$

2. Анализ решения

Уравнения (10)-(13) подобны интегральным уравнениям, которые получаются из решения задач электростатики методом вторичных источников, использующим введение простого слоя плотности зарядов [7]. Неизвестные функции, входящие в интегральные уравнения (10)-(13), представляют собой спектральные составляющие плотности поверхностных зарядов, наведенных линейным зарядом q на элементах электродинамической структуры. При произвольных значениях геометрических параметров уравнения (10)-(13) могут быть решены численно. Ядра интегральных уравнений зависят только от геометрических параметров структуры, а координаты линейного заряда, как параметры, входят только в правые части уравнений. При численном решении интегральных уравнений, например методом квадратурных формул, задача сводится к решению бесконечных систем линейных алгебраических уравнений второго рода. Для решения этих систем можно применить метод редукции, так как исходные интегральные уравнения принадлежат к классу уравнений Фредгольма. Матричные операторы систем уравнений не зависят от координат источника, поэтому при заданных геометрических параметрах пролетного канала матрицы систем уравнений вычисляются один раз и хранятся в памяти компьютера. Кроме того, правые части уравнений представляют собой четные или нечетные функции параметров η и ζ , что сокращает объем вычислений.

Выражение для функции Грина через функции $Z_{0,1}^+(\xi)$, $X_{0,1}^-(\xi)$ в области $|z| \leq a$ имеет вид

$$G(y, z, \eta, \zeta) = \int_0^\infty \left[\text{ch } \alpha \xi (a - |z - \zeta|) - \frac{\text{ch } \alpha \xi \zeta \cdot \text{ch } \alpha \xi z}{\text{ch } \alpha \xi a} \right] \times \frac{\cos \alpha \xi (y - \eta)}{\xi \text{sh } \alpha \xi a} d\xi + \int_0^\infty \left[Z_0^+(\xi) \frac{\text{ch } \alpha \xi z}{\text{ch } \alpha \xi a} + X_0^-(\xi) \frac{\text{sh } \alpha \xi z}{\text{sh } \alpha \xi a} \right] \cos \alpha \xi y d\xi + i \int_0^\infty \left[Z_1^+(\xi) \frac{\text{ch } \alpha \xi z}{\text{ch } \alpha \xi a} + X_1^-(\xi) \frac{\text{sh } \alpha \xi z}{\text{sh } \alpha \xi a} \right] \sin \alpha \xi y d\xi, \quad |z| < a. \tag{15}$$

3. Предельные случаи

Пусть ширина щели в экране мала по сравнению с характерным продольным размером про-

летного канала, то есть $\frac{\delta}{\ell} \ll 1$ (нулевое приближение). Из интегральных уравнений следует:

$$Z_{0,1}^+(\xi) = X_{0,1}^-(\xi) = Y_{0,1}^\pm(\xi) = 0,$$

и выражение для функции Грина в нулевом приближении принимает вид

$$G_0 = \int_0^\infty \left[\text{ch } \alpha \xi (a - |z - \zeta|) - \frac{\text{ch } \alpha \xi \zeta \cdot \text{ch } \alpha \xi z}{\text{ch } \alpha \xi a} \right] \times \frac{\cos \alpha \xi (y - \eta)}{\xi \text{sh } \alpha \xi a} d\xi. \tag{16}$$

Сравнивая выражения (15) и (16) видим, что функция Грина для двойного экрана конечной толщины с конечным числом щелей может быть представлена в виде суммы двух функций, одна из которых есть функция Грина плоского конденсатора, а вторая учитывает наличие щелей в пролетном канале.

В случае, когда толщина экрана намного больше ширины щели, то есть когда $\frac{h}{\delta} \gg 1$, интегральные уравнения преобразуются к виду:

$$Z_0^+(\xi) + \int_0^\infty \sigma(\xi, \tau) \text{th } \alpha a \tau Z_0^+(\tau) d\tau = \tilde{\gamma}(\xi), \tag{17}$$

$$X_0^-(\xi) + \int_0^\infty \sigma(\xi, \tau) \text{cth } \alpha a \tau X_0^-(\tau) d\tau = \gamma_2(\xi), \tag{18}$$

$$Z_1^+(\xi) + \int_0^\infty c(\xi, \tau) \text{th } \alpha a \tau Z_1^+(\tau) d\tau = i\tilde{\gamma}_1(\xi), \tag{19}$$

$$X_1^-(\xi) + \int_0^\infty c(\xi, \tau) \text{cth } \alpha a \tau X_1^-(\tau) d\tau = -i\gamma_4(\xi), \tag{20}$$

$$Y_0^\pm(\xi) + \int_0^\infty \sigma(\xi, \tau) Y_0^\pm(\tau) d\tau = 0, \tag{21}$$

$$Y_1^\pm(\xi) + \int_0^\infty c(\xi, \tau) Y_1^\pm(\tau) d\tau = 0, \tag{22}$$

а функция A_1 вычисляется по формуле

$$A_1 = \frac{2\tau}{\pi^2(\xi^2 - \tau^2)} \left\{ 2(K_1 + K_2) \times \left[\Psi\left(2\frac{\delta}{\ell}\tau\right) - \Psi\left(2\frac{\delta}{\ell}\xi\right) \right] - 2K_2 \left[\Psi\left(\frac{\delta}{\ell}\tau\right) - \Psi\left(\frac{\delta}{\ell}\xi\right) \right] \right\} +$$

$$+ (K_1 - K_2) \frac{\ell(\xi - \tau)}{2\delta\xi\tau} + \pi \left[\sin \frac{\pi d}{\ell} (\xi - \tau) - \sin \frac{\pi d_1}{\ell} (\xi - \tau) \right],$$

где

$$K_1 = \cos \frac{\pi d}{\ell} \xi \cdot \cos \frac{\pi d}{\ell} \tau + \cos \frac{\pi d_1}{\ell} \xi \cdot \cos \frac{\pi d_1}{\ell} \tau;$$

$$K_2 = \cos \frac{\pi d}{\ell} \tau \cdot \cos \frac{\pi d_1}{\ell} \xi + \cos \frac{\pi d}{\ell} \xi \cdot \cos \frac{\pi d_1}{\ell} \tau;$$

$$\Psi(x) = \frac{d}{dx} \ln \Gamma(x); \quad \Gamma(x) - \text{гамма-функция.}$$

Выражение для D_1 записывается аналогичным образом, только в функциях K_1 и K_2 необходимо $\cos(x)$ заменить на $\sin(x)$.

Из уравнений (21), (22) следует $Y_{0,1}^{\pm}(\xi) = 0$, поскольку из физических соображений ясно, что потенциал вне структуры, создаваемый линейным зарядом q , расположенным в канале, равен нулю, если толщина экрана, находящегося под нулевым потенциалом, намного превосходит ширину щелей в нем.

В случае, когда пролетный канал представляет собой резонатор, образованный плоским зеркалом, расположенным в плоскости $z = a$, и ограниченной по длине гребенкой, интегральные уравнения значительно упрощаются и принимают вид:

$$\begin{cases} X_0^-(\xi) + 2 \int_0^{\infty} \sigma(\xi, \tau) \operatorname{cth} 2\alpha a \tau X_0^-(\tau) d\tau = \gamma_2(\xi) - \tilde{\gamma}(\xi); \\ Z_0^+(\xi) = -X_0^-(\xi); \end{cases} \quad (23)$$

$$\begin{cases} X_1^-(\xi) + 2 \int_0^{\infty} \sigma(\xi, \tau) \operatorname{cth} 2\alpha a \tau X_1^-(\tau) d\tau = -i\gamma_4(\xi) - \tilde{i}\gamma_1(\xi); \\ Z_1^+(\xi) = -X_1^-(\xi). \end{cases} \quad (24)$$

4. Численные результаты

В нулевом приближении по параметру $\frac{\delta}{\ell} \ll 1$ было исследовано распределение потенциала ПЗ в электронном сгустке, расположенном произвольным образом в пролетном канале. Расчеты проведены для случая постоянной плотности ПЗ. Элек-

тронный сгусток представляет собой плоскосимметричный пучок электронов с прямолинейными границами.

Численные исследования, проведенные для широкого диапазона изменений параметров электронного сгустка и расстояний между экранами, показали, что в случае, когда границы сгустка параллельны экранам, распределение потенциала ПЗ в поперечном сечении сгустка, проходящем через его середину, практически не изменяется, если длина сгустка более чем на порядок превышает его толщину.

Ниже на рисунках приведены распределения модуля потенциала ПЗ при следующих параметрах: $2a = 6 \cdot 10^{-4}$ м; $\ell = 2 \cdot 10^{-3}$ м; толщина сгустка $w = 2 \cdot 10^{-4}$ м; длина сгустка $\ell_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ м; ток на единицу ширины сгустка $I_0 = 60$ А/м; потенциал пространства дрейфа $V_0 = 4000$ В.

На рис. 2, а, б приведены распределения модуля потенциала ПЗ U в сгустке, расположенном в канале асимметрично. Значения потенциала приведены в вольтах. Из рисунков видно, что при смещении сгустка относительно плоскости $z = 0$ происходит смещение минимума потенциала ПЗ в противоположную сторону. Этот факт был отмечен ранее для безграничного по оси OY пучка [8] и подтвержден экспериментально [9]. Расчеты, проведенные с помощью функции Грина, показали, что при смещении сгустка относительно плоскости симметрии канала происходит также уменьшение модуля потенциала ПЗ во всем сгустке. Это объясняется частичной компенсацией отрицательного заряда электронного сгустка положительными зарядами, наведенными на границе канала. Причем, чем ближе расположен сгусток к границе канала, тем выше степень компенсации. Таким образом, электронные приборы, в которых используются асимметрично расположенные электронные пучки, обладают некоторым преимуществом по сравнению с приборами, использующими симметрично расположенные пучки, заключающимся в том, что в приборах первого типа происходит частичная компенсация ПЗ, отрицательно влияющего на выходные характеристики электронных приборов.

На рис. 3, а, б приведено распределение модуля потенциала ПЗ U (В) в сгустке, который расположен по углом φ к границе канала. Параметры сгустка и структуры те же, что и на рис. 2, а, б. Распределение потенциала приведено в системе координат $Y'O'Z'$, связанной со сгустком. Координаты ближнего к границе канала края сгустка (на рисунке точка Р) следующие: $y' = -10^{-3}$ м; $z' = -1,63 \cdot 10^{-4}$ м. Из графиков видно, что в наклонном сгустке положение максимума

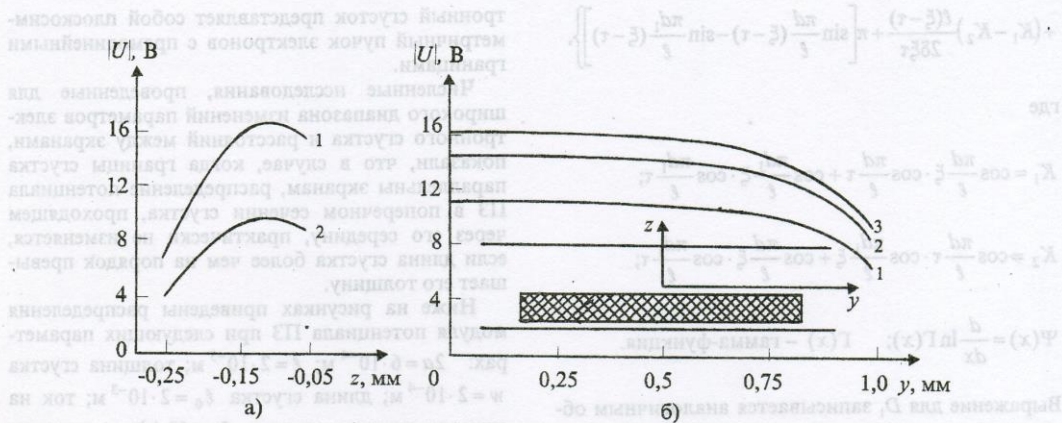


Рис. 2. Распределение модуля потенциала U (В) ПЗ в асимметрично расположенном сгустке в различных сечениях $y = \text{const}$ и $z = \text{const}$:

- а) 1 - $y = 0$; 2 - $y = \ell_0/2$;
 б) 1 - $z = -2,1 \cdot 10^{-4}$ м; 2 - $z = -1,7 \cdot 10^{-4}$ м; 3 - $z = -1,3 \cdot 10^{-4}$ м

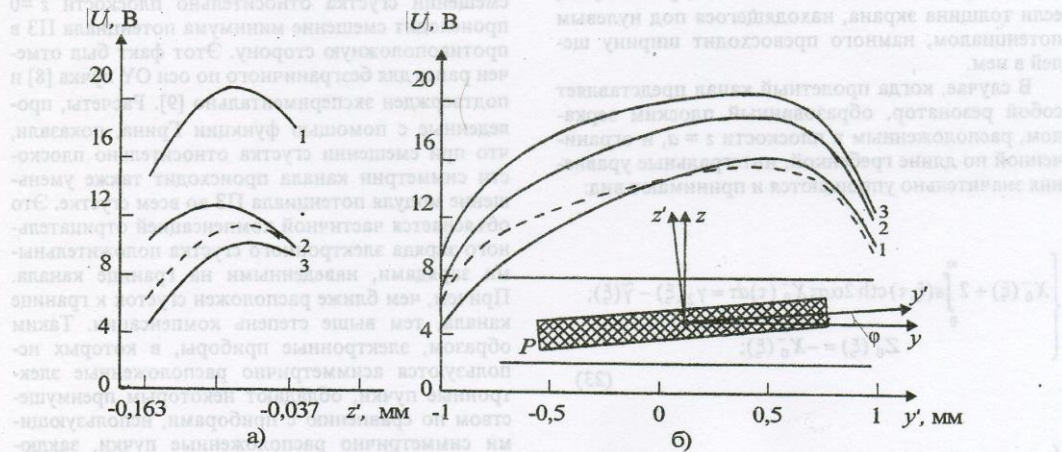


Рис. 3. Распределение модуля потенциала U (В) ПЗ в наклонном сгустке в различных сечениях $y' = \text{const}$ и $z' = \text{const}$:

- а) — $\phi = 50^\circ$; 1 - $y' = 0$; 2 - $y' = \ell_0/2$; 3 - $y' = -\ell_0/2$;
 - - - $\phi = 30^\circ$; $y' = -\ell_0/2$;
 б) — $\phi = 50^\circ$; 1 - $z' = -1,63 \cdot 10^{-4}$ м; 2 - $z' = -1,23 \cdot 10^{-4}$ м; 3 - $z' = -0,83 \cdot 10^{-4}$ м;
 - - - $\phi = 30^\circ$; $z' = -1,63 \cdot 10^{-4}$ м

потенциала в поперечном сечении изменяется по длине сгустка. Это приводит к тому, что в наклонном сгустке появляется продольная составляющая поля ПЗ. Наличие продольной составляющей поля ПЗ в наклонном электронном потоке может приводить к ускорению заряженных частиц, движущихся под углом к границе пролетного канала.

Заключение

Задача о нахождении функции Грина уравнения Лапласа для двойного экрана конечной толщины с конечным числом щелей сведена к решению интегральных уравнений Фредгольма второго рода относительно неизвестных амплитуд Фурье, через которые определяется функция Грина. В

нулевом приближении исследовано распределение потенциала ПЗ в электронном сгустке, расположенном произвольным образом в пролетном канале. Показано, что в асимметрично расположенном сгустке происходит смещение минимума потенциала ПЗ, которое ранее уже было предсказано в теоретических и наблюдалось в экспериментальных работах других авторов. В электронном сгустке, расположенном под углом к границе пролетного канала, обнаружено появление продольной составляющей поля ПЗ.

Литература

1. Л. И. Цвык. Распространение и дифракция радиоволн в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Сб. научн. тр. под ред. В. П. Шестопалова. Киев, Наук. думка, 1984, с. 267-274.
2. Д. М. Ваврив, О. А. Третьяков, А. А. Шматько. Радиотехника и электроника. 1984, 29, №8, с. 1571-1579.
3. Клинонрон. Под ред. А. Я. Усикова. Киев, Наук. думка, 1992, 200 с.
4. Ф. М. Морс, Г. Фешбах. Методы теоретической физики. Москва, Изд-во иностр. лит., 1958, т. 1, 930 с.
5. Н. Н. Миролубов, М. В. Костенко, М. Л. Левинштейн, Н. Н. Тиходев. Методы расчета электростатических полей. Москва, Высш. школа, 1963, 415 с.

6. Л. Н. Литвиненко, Л. П. Сальникова. Численное исследование электростатических полей в периодических структурах. Киев, Наук. думка, 1986, 160 с.
7. О. В. Тозони, И. Д. Маергойз. Расчет трехмерных электромагнитных полей. Киев, Техника, 1974, 352 с.
8. Н. Д. Порев. Радиотехника и электроника. 1964, 9, №8, с. 1535-1539.
9. П. Д. Бурьянов, А. Я. Кириченко, Б. Я. Кривичкий. Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1981, вып. 4, с. 63-65.

Space Charge Field between Flat Infinite Screens with Finite Number of Slots

A. V. Gribovskiy

Green's function has been derived for a Laplace equation describing an electrodynamic structure of two plane infinite screens using a rigorous approach. The space charge distribution is calculated in the zero-order approximation for electron charge clot in this structure.