

ным плоскости падения) на воздушный зазор, разделяющий два ферромагнетика. Решая систему граничных условий для рассматриваемой задачи, для коэффициента прохождения $T = U_1/U_0$ (U_0 , U_1 — амплитуды падающей и прошедшей зазор волн) находим

$$T = \frac{ib_+^2}{\pi M^2 \bar{\epsilon}_{44}} \frac{\text{tg} \theta e^{-kh}}{(a_+ + i\kappa b_- \text{tg} \theta)(a_- + i\kappa b_+ \text{tg} \theta)}, \quad (4)$$

где θ — угол падения, $a_{\pm} = 2(\Omega_{\text{ПМСВ}} - \Omega) \pm e^{-kh}$, $b_{\pm} = B_{\pm} \pm e^{-kh}$. Можно показать, что квадрат модуля коэффициента прохождения $|T|^2$ принимает свое экстремальное максимальное значение, равное 1 (полное просачивание упругой волны), для всех ω , θ , удовлетворяющих соотношению

$$4(\Omega_{\text{ПМСВ}} - \Omega)^2 - e^{-2kh} + \kappa^2 \text{tg}^2 \theta (B_{\pm}^2 - e^{-2kh}) = 0, \quad (5)$$

которое определяет условие резонансного взаимодействия между падающей под углом θ ОАВ и связанной поверхностной МСВ, распространяющейся вдоль зазора. Последний член в (5) учитывает влияние магнитоупругого взаимодействия; при $\kappa=0$ (5) совпадает с дисперсионным уравнением для связанных МСВ (3). Поэтому условие полного просачивания является резонансным и реализуется вблизи дисперсионной кривой (3).

Эффект полного просачивания может осуществляться для любых углов падения из интервала $[0, \pi/2]$ (например, для $\theta=5^\circ$ полное просачивание для кристалла железо-иттриевого граната с $4\pi M=300$ Гс может реализовываться при $f=\omega/2\pi=0.63$ ГГц, $H=100$ Э, $h=2 \times 10^{-2}$ мм).

Рассмотренные эффекты обязаны существованию связанных МСВ на границе двух разделенных зазором ферромагнетиков [1] и в этом отношении не имеют аналога в акустике пьезоэлектриков [6].

Литература

- [1] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. — ФТТ, 1979, т. 21, № 5, с. 1549—1551.
- [2] Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я., Рапопорт Ю. Г. УФЖ, 1983, т. 28, № 10, с. 1527—1530.
- [3] Филиппов В. В. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 12, с. 737—740.
- [4] Parekh J. P. Electron. Lett., 1969, v. 5, № 21, p. 540—541.
- [5] Matthews H., van de Vaart H. Appl. Phys. Lett., 1969, v. 15, № 11, p. 373—375.
- [6] Балакирев М. К., Гилинский И. А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 237 с.

Институт физики АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
22 сентября 1987 г.

ЧАСТОТНО-КОНТРАСТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КАТОДНОЙ ЛИНЗЫ

Т. С. Грובה, Е. М. Якушев

Катодные линзы находят широкое применение в различного рода электронных приборах — электронно-оптических преобразователях, эмиссионных электронных микроскопах и т. п., — предназначенных для получения изображений поверхности катода. В связи с этим значительный интерес представляет исследование частотно-контрастной характеристики (ЧКХ) этих линз.

Расчет ЧКХ обычно производится путем вычисления в плоскости экрана катодной линзы z — расчет нормированной функции $h(r, z)$ рассеяния электронов, эмиттированных точечным объектом, и преобразования Фурье—Бесселя этой функции

$$T(\omega, z) = 2\pi \int_0^{\infty} hr J_0(\omega r) dr. \quad (1)$$

Здесь J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, r — отклонение электронов от главной оптической оси z линзы, ω — пространственная частота.

Процедура расчета ЧКХ представляется весьма большими вычислительными трудностями, особенно в области больших частот, когда требуется оценка предельного разрешения системы. Поэтому выполненные к настоящему времени исследования [1-5] проведены лишь для катодных линз конкретных конструкций и для конкретных законов распределения тока эмиссии. В настоящей работе построена приближенная формула, позволяющая существенно упростить процедуру расчета ЧКХ в наиболее интересной области установки экрана — вблизи плоскости гауссова изображения, что позволяет эффективно решать вопросы оптимизации качества изображения в катодной линзе.

Радиальное отклонение частицы, эмиттированной из центральной точки поверхности катода с начальной энергией ε и углом γ с осью линзы, в плоскости установки экрана $z = z_B$ определяется равенством [6]

$$r = \frac{2M}{E} \sqrt{\varepsilon} |\sqrt{\varepsilon} \cos \gamma - \lambda| \sin \gamma, \quad (2)$$

где $\lambda = E(z - z_B)/2M^2 \sqrt{\Phi}$ — малая величина, характеризующая смещение $z - z_B$ плоскости экрана от плоскости $z = z_B$ гауссова изображения; Φ — разность потенциалов между экраном и катодом линзы; E — напряженность электрического поля у поверхности катода; M — электронно-оптическое увеличение линзы. Отметим, что равенство (2), описывающее отклонение частиц второго порядка малости относительно малых величин $\sqrt{\varepsilon}$ и $z - z_B$, справедливо для любой осесимметричной катодной линзы. Распределение поля конкретной линзы определяет величины E , Φ , M и z_B , причем две последние в общем случае зависят также и от распределения магнитного поля в линзе, если таковое имеется.

Используя равенство (2) и заданный закон распределения плотности тока эмиссии

$$dj = f(\varepsilon, \gamma) \sin \gamma d\varepsilon d\gamma, \quad \int_0^\infty d\varepsilon \int_0^{\pi/2} f(\varepsilon, \gamma) \sin \gamma d\gamma = 1, \quad (3), (4)$$

можно точно рассчитать функцию рассеяния в плоскости экрана

$$h(r, z) = \frac{1}{2\pi r} \int_0^\infty f(\varepsilon, \gamma_i) \sin \gamma_i \left| \frac{d\gamma_i}{dr} \right| d\varepsilon. \quad (5)$$

Здесь индекс «i» означает суммирование по числу действительных корней $\gamma_i = \gamma_i(r, \varepsilon, \lambda)$ уравнения (2), разрешенного относительно γ , в интервале $0 \leq \gamma \leq \pi/2$. Рассчитав таким образом функцию рассеяния, можно непосредственно произвести вычисление $T(\omega, z)$ по формуле (1). Однако основные черты частотно-контрастной характеристики, а именно асимптотическое поведение $T(\omega, z)$ при больших ($\omega \rightarrow \infty$) и малых ($\omega \rightarrow 0$) частотах, можно установить, зная лишь основные черты функции рассеяния: поведение $h(r, z)$ при $r \rightarrow 0$ и дисперсию рассеяния. При $r \rightarrow 0$ на основании уравнений (2) и (5) найдем

$$\lim_{r \rightarrow 0} (rh(r, z)) = q(\lambda) = \frac{E}{2\pi M} \int_0^\infty \frac{f\left(\varepsilon, \arccos \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon}}\right)}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon - \lambda^2)}} d\varepsilon. \quad (6)$$

Рассмотрим асимптотическое поведение $T(\omega, z)$ при больших частотах. Введя замену переменной $\omega r = x$ в преобразовании (1), получим

$$T(\omega, z) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\omega} \int_0^\infty h\left(\frac{x}{\omega}, z\right) \frac{x}{\omega} J_0(x) dx.$$

С учетом равенства (6) видно, что при $\omega \rightarrow \infty$ подынтегральная функция в этом выражении стремится к $q(\lambda) J_0(x)$, и, следовательно, при больших частотах можно написать

$$T(\omega, z) = \frac{2\pi}{\omega} q(\lambda). \quad (7)$$

Таким образом, знание величины $q(\lambda)$ дает возможность исследовать разрешение на предельно низком уровне контраста изображения $T(\omega, z) = \delta$, где δ — заданная малая величина, в зависимости от положения плоскости экрана на оси z линзы.

Для построения $T(\omega, z)$ в области малых частот разложим функцию Бесселя в степенной ряд по ω . Тогда на основании равенства (1) получим

$$T(\omega, z) = 1 - \frac{1}{4} \omega^2 z^2 + \frac{1}{64} \omega^4 m^4 - \dots, \quad (8)$$

где z^2 — дисперсия рассеяния

$$z^2 = 2\pi \int_0^{\infty} r^3 h(r, z) dr,$$

m^4 — момент рассеяния четвертого порядка

$$m^4 = 2\pi \int_0^{\infty} r^5 h(r, z) dr.$$

Если функция рассеяния точки такова, что при малых значениях $r < r_0$ $h \sim r^{-1}$ (в соответствии с равенством (6)), а при $r \geq r_0$ $h=0$, то $m^4 \approx 2z^4$ и разложение (8) становится близким к

$$T(\omega, z) = e^{-\omega^2 z^2/4}. \quad (9)$$

Теперь, зная поведение $T(\omega, z)$ при больших и при малых частотах и считая, что $\pi q \sigma \ll 1$, можно для всей области частот приближенно написать

$$T(\omega, z) = e^{-\omega^2 z^2/4} + \frac{2\pi q}{\omega} (1 - e^{-\omega^2 z^2/4})^{7/2}. \quad (10)$$

Степень $7/2$ в последнем множителе этого выражения является результатом согласования разложения равенства (10) в степенной ряд в области малых частот с точным разложением (8), оставляющим неизменными характер разложений (по четным степеням ω) и первые два члена этих разложений. Для использования формулы (10) необходимо вычислить дисперсию рассеяния точки. На основании равенств (2) и (3) найдем

$$\sigma^2 = \int_0^{\infty} d\varepsilon \int_0^{\pi/2} r^2 f(\varepsilon, \gamma) \sin \gamma d\gamma = \sigma_0^2 + k(\lambda - \lambda_0)^2, \quad (11)$$

где

$$k = \frac{4M^2}{E^2} \int_0^{\infty} \varepsilon d\varepsilon \int_0^{\pi/2} f(\varepsilon, \gamma) \sin^3 \gamma d\gamma, \quad (12)$$

$$\lambda_0 = \frac{4M^2}{E^2} \int_0^{\infty} \varepsilon \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon \int_0^{\pi/2} f(\varepsilon, \gamma) \sin^3 \gamma \cos \gamma d\gamma, \quad (13)$$

$$\sigma_0^2 = \frac{4M^2}{E^2} \int_0^{\infty} \varepsilon^2 d\varepsilon \int_0^{\pi/2} f(\varepsilon, \gamma) \sin^3 \gamma \cos^2 \gamma d\gamma - k\lambda_0^2. \quad (14)$$

Таким образом, при заданном законе эмиссии сравнительно легко можно вычислить все входящие в равенство (10) параметры (q , σ_0 , k , λ_0) и исследовать поведение ЧКХ в окрестности плоскости гауссова изображения с целью выбора плоскости наилучшей установки экрана. Если считать, что плоскости наилучшей установки экрана $z=z_0$ соответствует наименьшее искажение контраста изображения сравнительно крупных объектов, то эта плоскость будет определяться равенством $\partial T/\partial \lambda = 0$ при $\omega \rightarrow 0$. Отсюда следует, что плоскость наилучшей установки совпадает с плоскостью

$$z_0 = z_B + \frac{2M^2 \sqrt{\Phi}}{E} \lambda_0,$$

где дисперсия рассеяния точки минимальна $\partial \sigma^2/\partial \lambda = 0$. Отметим, что определенная таким образом плоскость наилучшей установки не совпадает с плоскостью гауссова изображения

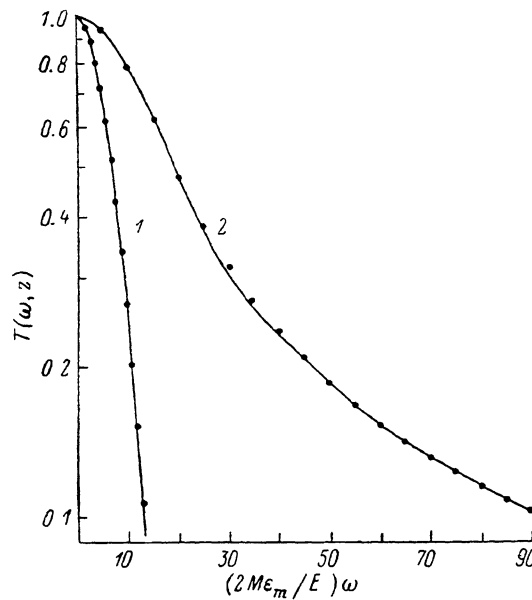
$\lambda=0$ и, вообще говоря, не совпадает с плоскостью наибольшего разрешения мелких объектов ($\partial T/\partial \lambda=0$, при $\omega \rightarrow \infty$), определяемой равенством $\partial q/\partial \lambda=0$.

Вывод соотношения (10), в значительной мере эвристический, нуждается в подкреплении точным расчетом при конкретном законе распределения плотности тока эмиссии. Такой расчет был произведен для типичного распределения

$$f \sim \varepsilon \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_m}\right) \cos \gamma,$$

где ε_m — верхняя граница энергетического распределения электронов эмиссии. Сравнение результатов расчета $T(\omega, z)$ по точному выражению (1) (точки) и по приближенному выражению (10) (сплошная кривая) приведено на рисунке. Кривая 1 соответствует установке экрана в гауссовой плоскости изображений, а кривая 2 — в плоскости наилучшей установки, где дисперсия рассеяния точки изображения минимальна. Относительная средняя квадратичная ошибка

$$\alpha = \left(\frac{1}{\omega_m} \int_0^{\omega_m} \left(\frac{\Delta T}{T} \right)^2 d\omega \right)^{1/2},$$



Частотно-контрастная характеристика катодной линзы в различных плоскостях изображения.

связанная с приближенным расчетом, составляет для гауссовой плоскости $\alpha=3.1\%$, для плоскости наилучшей установки $\alpha=1.8\%$. (Усреднение проводилось по интервалу частот, в котором $T(\omega) \geq T(\omega_m)=0.1$). Подобные ошибки характерны и для всей примыкающей к гауссовой плоскости изображений области $0 \leq \lambda \leq \sqrt{\varepsilon_m}$.

В заключение отметим, что равенство (10) можно с успехом использовать и при учете аберраций катодных линз третьего порядка малости. Для этого следует с учетом аберраций рассчитать $q(\lambda)$ и $\sigma^2(\lambda)$. Важно отметить, что дисперсия рассеяния по-прежнему будет определяться равенством $\sigma^2 = \sigma_0^2 + k(\lambda - \lambda_0)^2$, однако входящие в это равенство параметры λ_0 и σ_0^2 будут теперь зависеть от координаты $r=r_3$ точки изображения: $\lambda_0 = \lambda_0(r_3)$, $\sigma_0^2 = \sigma_0^2(r_3)$, что определит форму поверхности экрана наилучшей установки и ЧКХ в каждой точке этой поверхности.

Литература

[1] Бонштедт Б. Э., Дмитриева Т. Г., Цукерман И. И. ЖТФ, 1956, т. 26, № 9, с. 1966—1968.
 [2] Куликов Ю. В. РИЭ, 1966, т. 11, № 12, с. 2196—2199.
 [3] Куликов Ю. В. РИЭ, 1972, т. 17, № 2, с. 373—375.
 [4] Цыганенко В. В., Кучеров Г. В. РИЭ, 1973, т. 18, № 5, с. 1085—1088.
 [5] Sorba I. P. Appl. Optics, 1977, v. 16, N 10, p. 2647—2650.
 [6] Кельман В. М., Сапаргалиев А. А., Якушев Е. М. ЖТФ, 1973, т. 43, № 1, с. 52—60.

Институт ядерной физики
АН КазССР
Алма-Ата

Поступило в Редакцию
23 сентября 1987 г.