

В. С. Рондарев

(Санкт-Петербург)

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ОШИБКИ ФОТОМЕТРИРОВАНИЯ
ГАУССОВСКИМ ПУЧКОМ

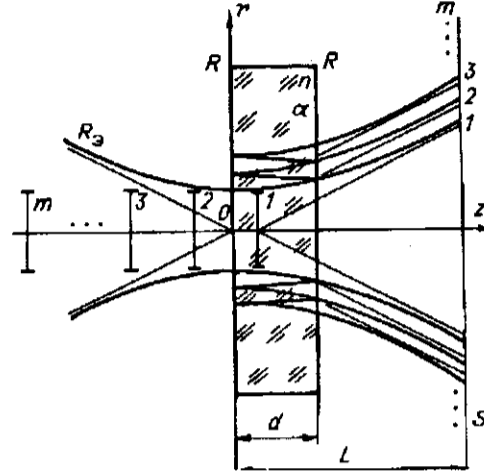
Приводится расчетная модель определения контраста m -лучевой интерференции в плоскопараллельной пластине, фотометрируемой гауссовским пучком. Представлены результаты численных расчетов для полупроводниковых пластин. Показано, что интенсивность интерференции в рассматриваемом случае определяется приведенной толщиной пластины и ее эффективным коэффициентом отражения.

Широкое распространение лазерных сканирующих микроскопов для исследования и контроля полупроводниковых материалов обусловило постоянный интерес к методическим вопросам применения подобных приборов, в частности, к влиянию интерференционных эффектов, вызванных многократными отражениями от граней образца и когерентностью зондирующего излучения, на точность фотометрических измерений [1—6]. В указанных работах так или иначе использовано представление лазерного пучка семейством гомоцентрических пучков [7], что является достаточно грубым приближением для излучения газовых лазеров, которые обычно используются в осветителях лазерных сканирующих микроскопов. Гауссовское распределение энергетической светимости излучающей площадки [2, 3, 6], несколько лучше описывающее экспериментальные результаты, не учитывает тем не менее специфической пространственной структуры лазерного пучка. Упомянутые выше работы, кроме того, не дали возможности применить их результаты при расчетах лазерных оптических систем с использованием модели гауссовского пучка [7], которая широко используется на практике.

В данной работе приводятся методика и результаты расчетов интерференционного контраста и соответствующих ошибок фотометрирования для случая скалярного волнового поля в зависимости от характеристик полностью когерентного гауссовского пучка низшего порядка [8] при допущении неизменности френелевских коэффициентов и отсутствии фазовых сдвигов при отражении с наклонным падением на грани образца. Исследуемый образец толщиной d , с показателем преломления n , коэффициентами поглощения α и отражения R фотометрируется по нормали гауссовским пучком с конфокальным параметром R_s (рис. 1). Вследствие того что двухлучевое приближение при значениях эффективного коэффициента отражения $\rho = R \exp(-\alpha d)$, определяющего интерференционный контраст, порядка 0,2—0,36 не дает приемлемой точности, рассматривается m -лучевое приближение с числом лучей, определяемым допустимой погрешностью расчетов. Интерференционная картина в плоскости фотоприемника S на расстоянии L от перетяжки пучка образуется m эквивалентными источниками, тождественными исходному гауссовскому пучку, но со смещенными по оси z перетяжками, компоненты поля которых в плоскости S могут быть представлены [8] с учетом многократных отражений и поглощения:

Рис. 1. М-лучевая интерференция гауссовского пучка в плоскопараллельной пластине

$$E_{kz} = E_0 \frac{\omega_0}{\omega_{kz}} (1 - R) R^{k-1} \times \exp[-(2k - 1)\alpha_E d] \exp\left[-\frac{r^2}{\omega_{kz}^2}\right] \times \exp i \left[-(Kz_{kz} - \Phi_{kz}) - \frac{Kr^2}{2R_{kz}} \right], \quad (1)$$



где k — номер эквивалентного источника ($k = 1 \dots m$); α_E — амплитудный коэффициент поглощения; ω_0, ω_{kz} — радиусы пучков в перетяжке и в плоскости S соответственно;

$$z_{kz} = 2(k - 1) \frac{d}{n} - d \frac{n-1}{n} + L \quad (2)$$

— расстояние от перетяжек эквивалентных источников до плоскости S (см. рис. 1); $\Phi_{kz} = \text{arctg} \frac{2z_{kz}}{R_{kz}}$, $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число; $R_{kz} = z_k \left[1 + \left(\frac{R_0}{2z_k} \right)^2 \right]$ — радиус кривизны волнового фронта для $r = 0$.

Интенсивность излучения I в плоскости S может быть определена по методике [9], распространенной на m -лучевой случай:

$$I = \sum_{k=1}^m I_{kk} + 2 \sum_{k=2}^m \sum_{l=1}^{k-1} I_{kl} = \sum_{k=1}^m 2\pi \int_0^\infty E_{kk}^2(r) r dr + 2 \sum_{k=2}^m \sum_{l=1}^{k-1} 2\pi \int_0^\infty E_k E_l r dr. \quad (3)$$

Значения квадрата амплитуды E_{kk}^2 и произведения амплитуд в интерференционном члене $E_k E_l$ определяются выражениями, полученными из формулы (1):

$$E_{kk}^2 = E_0^2 \frac{\omega_0^2}{\omega_{kz}^2} (1 - R)^2 R^{2(k-1)} \exp[-2(k-1)\alpha d] \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_{kz}^2}\right], \quad (4)$$

$$E_k E_l = E_0^2 \frac{\omega_0^2}{\omega_k \omega_l} (1 - R)^2 R^{k+l-2} \exp[-\alpha d(k+l-1)] \times \exp\left[-r^2 \left(\frac{1}{\omega_k^2} + \frac{1}{\omega_l^2} \right)\right] \cos \left[K(z_k - z_l) - (\Phi_k - \Phi_l) + Kr^2 \left(\frac{1}{2R_k} - \frac{1}{2R_l} \right) \right]. \quad (5)$$

Вводя обозначения: $a_{kl} = \frac{1}{\omega_k^2} + \frac{1}{\omega_l^2}$; $\varphi_{kl} = K(z_k - z_l) - (\Phi_k - \Phi_l)$; $b_{kl} = K \left(\frac{1}{2R_k} - \frac{1}{2R_l} \right)$, нормируя на единицу интенсивность падающего пучка $E_0^2 = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\omega_0^2}$ и проводя интегрирование в выражениях (4), (5), получим

$$I_{kk} = \frac{(1-R)^2}{R} \rho^{2k-1}, \quad (6)$$

$$I_{kl} = \frac{2(1-R)^2}{R\omega_k\omega_l} \rho^{k+l-1} \frac{a_{kl} \cos\varphi_{kl} - b_{kl} \sin\varphi_{kl}}{a_{kl}^2 + b_{kl}^2}. \quad (7)$$

После нормировки на величину R_3 и выполнения преобразований соотношения для коэффициентов в (7) примут вид:

$$a_{kl} = \frac{1}{\omega_0^2} \left(\frac{1}{\gamma_k^2} + \frac{1}{\gamma_l^2} \right) = \frac{1}{\omega_0^2} A_{kl}, \quad (8)$$

$$b_{kl} = \frac{1}{\omega_0^2} \frac{2 \left(\gamma_l^2 \frac{z_k}{R_3} - \gamma_k^2 \frac{z_l}{R_3} \right)}{\gamma_k^2 \gamma_l^2} = \frac{1}{\omega_0^2} B_{kl}, \quad (9)$$

$$\varphi_{kl} = 2\pi \frac{R_3}{\lambda} \left(\frac{z_k}{R_3} - \frac{z_l}{R_3} \right) - \left(\arctg 2 \frac{z_k}{R_3} - \arctg 2 \frac{z_l}{R_3} \right). \quad (10)$$

Входящие в формулы (8)–(10) координаты перетяжек эквивалентных источников z_k/R_3 и z_l/R_3 определяются нормированием на R_3 выражения (2), а нормированные на размер перетяжки значения поперечного размера пучка γ_k, γ_l определяются соотношением

$$\gamma = \sqrt{1 + 4(z/R_3)^2}.$$

С использованием введенных обозначений выражение (7) примет вид:

$$I_{kl} = \frac{2(1-R)^2}{R} \rho^{k+l-1} \frac{\cos \left(\varphi_{kl} + \arcsin \frac{B_{kl}}{\sqrt{A_{kl}^2 + B_{kl}^2}} \right)}{\gamma_k \gamma_l \sqrt{A_{kl}^2 + B_{kl}^2}}. \quad (11)$$

Совокупность формул (3), (6), (8)–(11) позволяет получить значение прозрачности фотометрируемой пластины вследствие нормировки интенсивности падающего пучка.

Контраст интерференции и соответствующая погрешность фотометрирования определялись варьированием толщины пластины в пределах одного порядка интерференции:

$$\frac{d}{nR_3} = \frac{d_0}{nR_3} + \frac{\lambda}{R_3} \sigma, \quad (12)$$

где d_0 — толщина пластины, $\sigma = 0 \dots 1$.

Выражение (12) получено исходя из периодичности фазовых членов (10). Вследствие невозможности аналитического расчета экстремальных значений прозрачности был реализован их поиск численным методом. Число эквивалентных источников m определялось величиной ρ и допустимой погрешностью, вносимой неучтенными источниками. При $\rho = 0,36$ погрешность не превышала 0,4 % при $m = 6$. Величина максимальной относительной погрешности фотометрирования Δ_m определялась рассчитанным по описанной модели значением прозрачности в максимуме полосы и величиной, соответствующей случаю фотометрирования некогерентным источником T_0 :

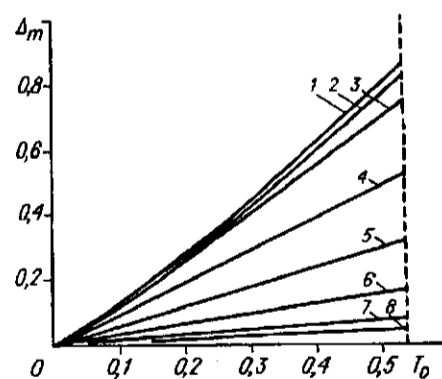
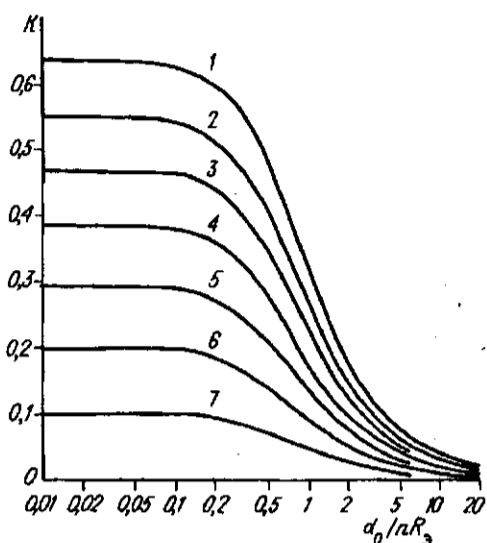
Рис. 2. Зависимость контраста интерференции K от приведенной толщины образца d_0/nR_s при значениях эффективного коэффициента отражения $\rho = 0,36$ (кривая 1); 0,3 (2); 0,25 (3); 0,2 (4); 0,15 (5); 0,1 (6) и 0,05 (7)

$$T_0 = \frac{(1-R)^2 \exp(-ad)}{1-R^2 \exp(-2ad)} = \frac{(1-R)^2}{R} \frac{\rho}{1-\rho^2}$$

На рис. 2 и 3 приведены результаты расчетов контраста интерференции K и максимальной относительной погрешности фотометрирования Δ_m . Очевидно, что критерием интенсивности интерференции в данном случае служит приведенная толщина образца d_0/nR_s , при значениях которой более 0,1—0,2 начинается резкий спад контраста (см. рис. 2). При значениях $d_0/nR_s < 0,1$ практически исчезают эффекты, связанные с влиянием пространственной структуры пучка, а величина контраста стремится к значению $K = \frac{2\rho}{1+\rho^2}$, которое может быть получено из формулы Эйри, т. е. оптические свойства образца в этом случае могут быть охарактеризованы величиной эффективного коэффициента отражения ρ , с которым в первом приближении контраст связан линейно. На рис. 3 приведена зависимость $\Delta_m(T_0)$ для показателя преломления кремния ($n = 3,42$). Кривая 1, соответствующая величине $d_0/nR_s = 0,01$, отражает спад интерференционных ошибок фотометрирования при увеличении поглощения образца в случае практически плоского волнового фронта зондирующего пучка. Величина Δ_m в точке, соответствующей T_{0m} (непоглощающий образец), определяется значением $\Delta_m = \frac{2R}{1-R}$, получаемым из формулы Эйри.

Представленные результаты позволяют оценить величину интерференционных погрешностей фотометрирования при расчетах по модели гауссовского пучка, что, в частности, дает возможность сделать обоснованный вывод о необходимости наличия клиновидности исследуемых пластин и входящих в схему фотометра оптических компонентов [6].

Рис. 3. Зависимость максимальной относительной погрешности фотометрирования Δ_m от пропускания пластины T_0 . Приведенная толщина образца d_0/nR_s : 0,01 (кривая 1); 0,1 (2); 0,2 (3); 0,5 (4); 1,0 (5); 2,0 (6); 5,0 (7) и 10,0 (8). Штриховая вертикальная линия — максимальное значение пропускания $T_{0m} = \frac{1-R}{1+R} = 0,539$



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карлов Н. В., Кузьмин Г. П., Сисакян Е. В. Интерференционные эффекты при измерении коэффициентов поглощения прозрачных материалов // Квантовая электроника.—1977.—4, № 8.
2. Прокопенко В. Т., Рондарев В. С. Измерение оптической прозрачности с использованием когерентных излучателей // Измерит. техника.—1979.—№ 12.
3. Рондарев В. С. Погрешность фотометрирования в лазерных ИК-микроскопах // Опт.-мех. пром-сть.—1980.—№ 7.
4. Бухштаб М. А. Ограничение интерференционных помех в оптических измерительных системах // Опт.-мех. пром-сть.—1982.—№ 11.
5. Жиглинский А. Г., Кучинский В. В. Реальный интерферометр Фабри — Перо.—Л.: Машиностроение, 1983.
6. Бубличенко И. А., Лебедев А. В., Попов А. И. Расчет интерференционных вариаций пропускания лазерных гауссовых пучков оптическими элементами фотометрических устройств // V Всесоюз. науч.-техн. конф. «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение»: Тез. докл.—М., 1984.
7. Климов Ю. М. Прикладная лазерная оптика.—М.: Машиностроение, 1985.
8. Гончаренко А. М. Гауссовы пучки света.—Минск: Наука и техника, 1977.
9. Шур В. Л., Эцин И. Ш. О влиянии расходимости пучка лазера на точность измерений в двухлучевом интерферометре // Автометрия.—1976.—№ 3.

Поступила в редакцию 14 января 1992 г.

Реклама продукции в нашем журнале — залог Вашего успеха!