

к завышению коэффициента τ_A примерно на 18% при 30° ; при меньших углах u_A погрешность меньше, так как замена тангенса на синус становится все справедливее. При углах $u_A \leq 5^\circ$, когда $\text{tg } u \approx \sin u \approx u$, погрешность формулы (2) практически равна нулю.

Знание знака и величины погрешности и ее равномерный рост с ростом угла u_A позволяет ввести поправку и определять коэффициент пропускания τ_A по приближенной формуле с высокой точностью.

Заметим, что выражение (2) позволяет по предварительно измеренным коэффициентам пропускания τ_A при двух углах u_A определять ρ и ε' решением системы из двух уравнений с двумя неизвестными.

Световой поток F_A на выходе единичного волокна площадью сечения $S = \pi d^2/4$ равен

$$F_A = \tau_A \pi s L \sin^2 u_A \approx \frac{0.67n^2 d^4 (1 - \rho_A)^2 e^{-\varepsilon' l} \left[1 - (1 - 2.72l \sin u_A \lg \rho / nd) 10^{\frac{1.18 l \sin u_A \lg \rho}{nd}} \right]}{l^2 \lg^2 \rho} L \quad (3)$$

где L — яркость источника.

Из выражения (3) видно, что при апертурных углах u_A , определяемых выражением $\sin u_{0.95} \geq 1.74nd/l|\lg \rho|$, выражение в квадратных скобках превышает 0.95, приближаясь к единице, а поток на выходе волокна составляет 95% и более от максимального F_A при диффузном излучателе

$$F_A = \frac{0.67n^2 d^4 (1 - \rho_A)^2 \exp(-\varepsilon' l) L}{l^2 \lg^2 \rho}$$

Угол $U_{0.95}$, превышение которого практически не увеличивает поток на выходе волокна, является оптимальным апертурным углом данного волокна.

Максимальный световой поток F_A на выходе волоконного жгута диаметром D , состоящего из kD^2/d^2 единичных волокон, где k — коэффициент заполнения световода, равен

$$F_A = \frac{0.67n^2 k d^2 D^2 (1 - \rho_A)^2 \exp(-\varepsilon' l) L}{l^2 \lg^2 \rho} \quad (4)$$

и не зависит от апертурного угла источника, если угол $u_A \geq u_{0.95}$.

Литература

- [1] В. Б. Вейнберг, Д. К. Саттаров. Оптика световодов. «Машиностроение», Л., 1977.
- [2] М. Я. Выгодецкий. Справочник по высшей математике. ФМ, М., 1958.

Поступило в Редакцию 16 мая 1977 г.

УДК 535.854

О ПРЕДЕЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ШИРОКОПОЛЬНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ С СЕЛЕКТИВНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИЕЙ

Л. В. Егорова и Б. А. Киселев

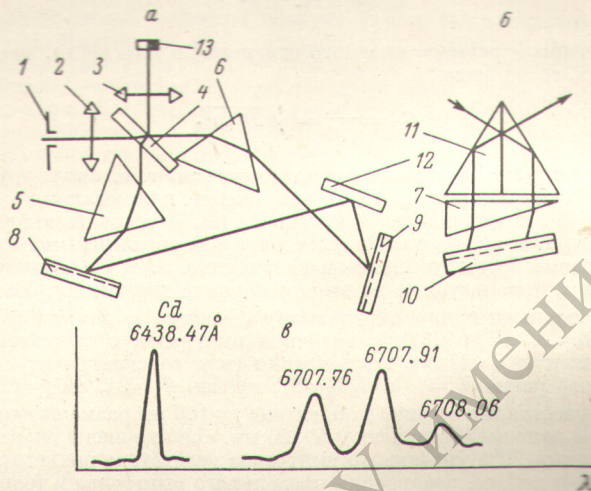
Двухлучевой интерферометр, в котором одно или два зеркала заменены дифракционными решетками, будем называть селективным интерферометром (СИ). На основе СИ, в частности, строятся сисамы [1, 2] и селективно-интерференционные спектрометры [3]. Их главное преимущество состоит в относительной простоте достижения требуемых величин разрешающей способности при высокой светосиле. Последняя может быть существенно повышена путем введения в схему дополнительных оптических элементов в соответствии с принципами «компенсации поля», изложенными в ряде работ [1, 4]. В интерферометре с полностью «компенсированным» полем разность хода, с которой интерферируют внеосевые пучки лучей, не зависит с точностью до членов четвертого порядка от углов наклона пучков к оси.

Ранее [5] был описан СИ по обратно-круговой схеме [2], в который для увеличения телесного угла входного отверстия устанавливалась компенсирующая призма. Был сделан расчет ожидаемого выигрыша в светосиле в широком интервале длин волн и экспериментально реализовано десятикратное ее увеличение, однако не была найдена предельная величина выигрыша для длин волн, близких к «компенсированным». Решение этой задачи является предметом данного сообщения.

Обозначим через i угол внеосевых пучков лучей с оптической осью. Можно показать, что выражение для разности хода $\Delta(i)$ между лучами, интерферирующими на выходе СИ, имеет вид

$$\Delta(i) = 2k |l| \left(\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' \frac{\cos \varphi'}{\cos \varphi} \right) \cos i + 2n (\cos i' - \cos i), \quad (1)$$

где l — координата луча в плоскости главного сечения решеток, $-D/2 \leq l \leq D/2$, D — ширина параллельного пучка лучей, k — количество отражений каждого из лучков от дифракционных решеток, φ — угол падения осевых лучей на первую по ходу



Оптические схемы СИ с большой (а) и малой (б) длиной хода лучей.

1 — входная диафрагма; 2, 3 — объективы; 4 — светоделитель; 5, 6, 7 — компенсирующие призмы; 8, 9, 10 — дифракционные решетки; 11 — призма Кестера; 12 — зеркало; 13 — фильтры.

пучков дифракционную решетку, φ' — соответствующий угол дифракции для радиации с длиной волны настройки, i' — угол внеосевых пучков лучей с оптической осью в призмах, n — показатель преломления материала призм, l — геометрическая разность хода лучей в призмах.

Выражение (1) справедливо для СИ, построенного по любой из возможных схем, содержащих произвольное количество компенсирующих элементов. Однако выражения, описывающие разность хода в плоскости главного сечения и в перпендикулярной ему плоскости, зависят от конкретной конструкции схемы СИ. Например, для СИ, схема которого показана на рисунке, а, максимальное значение разности хода в плоскости главного сечения равно

$$\Delta_1 = \Delta_0 - D \left[\left(\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' \frac{\cos \varphi'}{\cos \varphi} \right) - 2 \operatorname{tg} l \left(1 - \frac{\cos^2 l}{n^2 \cos^2 l'} \right) \right] \alpha^2 + \frac{D}{12} \left[\left(\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' \frac{\cos \varphi'}{\cos \varphi} \right) - 2 \operatorname{tg} l \frac{n^2 \cos^2 l' - (3n^2 - 3) \cos^2 l}{n^2 \cos^2 l'} \right] \alpha^4, \quad (2)$$

а в перпендикулярной главной оптической плоскости

$$\Delta_2 = \Delta_0 - D \left[\left(\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' \frac{\cos \varphi'}{\cos \varphi} \right) - 2 \operatorname{tg} l \frac{n^2 - 1}{n^2} \right] \beta^2 + \frac{D}{12} \left[\left(\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' \frac{\cos \varphi'}{\cos \varphi} \right) - 2 \operatorname{tg} l \frac{n^4 - 6n^2 + 3}{n^4} \right] \beta^4. \quad (3)$$

Здесь α и β — проекции угла i наклонного луча с оптической осью на соответствующие плоскости. В разложениях ограничиваемся четвертыми степенями относительно α и β . Кроме того, в этих формулах l — угол падения параллельного оптической оси пучка на призму, l' соответствующий ему угол преломления,

$$\Delta_0 = kD \left(\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varphi' \frac{\cos \varphi'}{\cos \varphi} \right) \quad (4)$$

дифракционная разность хода, определяющая разрешение СИ.

Изменения разности хода, пропорциональные четвертым степеням углов с осью, не были учтены в [5]. Их необходимо учитывать только для длин волн, компенсированных или близких к ним. Например, для случая компенсации в плоскости, перпендикулярной главному сечению, когда коэффициент при β^2 в выражении (3) обращается в нуль, локализованная интерференционная картина представляет собой отрезок прямой полосы постоянной фазы, перпендикулярный главному сечению, который в этом направлении ограничен изменением разности хода, пропорциональным β^4 . В этом случае с учетом (3) и (4) разность хода для больших β_k может быть представлена в виде

$$\Delta_{\pm}^{\prime} = \Delta_0 + \frac{\Delta_0}{8n^2} \beta_k^4. \quad (5)$$

Можно оценить предельное значение вертикального углового размера входного отверстия из условия [6],

$$\frac{\Delta_0}{8n^2} \beta_k^4 = \lambda. \quad (6)$$

Выигрыш в угловом размере входного отверстия в плоскости, перпендикулярной главному сечению, тогда равен

$$G_{\beta} = \frac{\beta_k}{\beta} = \sqrt[4]{2R_0 n^2}. \quad (7)$$

Если компенсация имеет место в главном сечении, т. е. аннулируется изменение разности хода, пропорциональное α^2 , то выражение для выигрыша G_{α} имеет более сложный вид, чем (7), и может быть получено из (2), и условия, аналогичного (6).

Численный расчет и экспериментальное определение выигрыша в светосиле было сделано для СИ, схема которого показана на рисунке, а. В СИ были установлены решетки 1200 штр./мм, используемые во втором порядке дифракции. Условие компенсации в плоскости, перпендикулярной главному сечению, выполнялось для λ 6328 Å. При $D=3.4$ см $R_0 = \Delta_0/\lambda = 204\,000$, а величина выигрыша в телесном угле входного отверстия по сравнению с СИ без компенсаций (или со спектрометром Фабри—Перо того же разрешения) равна $G_{\Omega} = (4/\pi)G_{\alpha}G_{\beta} = 57$, причем $C_{\beta} = 31$, а $G_{\alpha} = 1.5$. Это означает, что при фокусном расстоянии входного объектива $f=100$ мм размеры входной щели компенсированного СИ должны составлять 0.5×20 мм. Однако экспериментально нам удалось реализовать лишь 20% указанного выигрыша вследствие виньетирования наклонных пучков. С целью полной реализации предельного выигрыша в телесном угле входного отверстия целесообразно использовать схемы СИ с малой длиной хода лучей, например типа предлагаемой авторами схемы, показанной на рисунке, б.

С целью оценки потерь в разрешающей способности СИ, вызываемых введением в схему призм, были зарегистрированы триплет лития вблизи 6708 Å и линия 6438 Å кадмия, рисунок, в. Известное расстояние между компонентами триплета позволило оценить ширину на уровне 0.35¹ от максимума линии кадмия в 0.032 Å, что соответствует $R=201\,000$. При этом величина телесного угла входного отверстия составляла 6% от $\Omega = 2\pi/R_0$. Теоретическая разрешающая способность для круглого зрачка равна $R=1.19R_0=243\,000$. Потеря примерно 15% в разрешающей способности вызвана оптической неоднородностью материала призм.

В заключение отметим следующее.

1. Оптимальная область применения спектрометров на основе широкополных СИ — исследование с разрешающей способностью порядка 30 000—200 000 эмиссионных спектров протяженных объектов.

2. Предельная величина выигрыша в телесном угле входного отверстия компенсированного СИ по сравнению с некомпенсированным пропорциональна $\sqrt[4]{R_0}$ и для $R_0 \approx 200\,000$ составляет ≈ 60 . В случае полной реализации указанного выигрыша компенсированный СИ с $D=3.4$ см эквивалентен по светосиле и разрешению интерферометру Фабри—Перо, диаметр пластин которого составляет 25 см (при условии равенства пропусканий).

Литература

- [1] P. Connes. Rev. d'Optique, 38, 157, 1959.
- [2] В. М. Архипов, Г. А. Иевлев, Б. А. Киселев, С. П. Розов. Оптико-механич. промышл., № 11, 21, 1966.
- [3] Л. В. Егорова, Г. А. Иевлев. Оптико-механич. промышл., № 12, 37, 1974.
- [4] P. Bouchareine, P. Connes. J. Phys. Rad., 24, 134, 1963.
- [5] Л. В. Егорова, Г. А. Иевлев. Оптико-механич. промышл., № 5, 22, 1975.

¹ Ширина аппаратной функции на уровне 0.35 соответствует при круглом зрачке расстоянию между двумя равноинтенсивными линиями, регистрируемыми с двадцати-процентным провалом [7].