

В этом выражении I_2 — интенсивность непрерывного излучения через оптимально выбранное зеркало,

$$I_a = i_a/i_s, \quad I_b = i_b/i_s,$$

где i_s — интенсивность света в резонаторе, из которого энергия не выводится, а все потери света происходят только на элементах резонатора, i_a — интенсивность света в резонаторе перед выводом импульса излучения, i_b — интенсивность света, оставшегося в резонаторе после вывода с помощью модулятора импульса излучения. Интересно, что в (2) не входят в явном виде параметры резонатора и активного вещества лазера. Из этого выражения следует, что средняя интенсивность излучения, выводимого модулятором из резонатора, всегда меньше интенсивности непрерывного излучения через оптимально выбранное зеркало. Иными словами, при любых I_a и I_b ($I_b \leq I_a$) выполняется соотношение $I_1 \leq I_2$, причем $I_1 = I_2$ лишь при $I_a = 1/2 I_b$. Это как раз соответствует непрерывному выводу энергии из резонатора через оптимальное зеркало.

Если ограничиться 50% потерями средней интенсивности импульсного режима по сравнению с непрерывным то, как следует из (2) при $I_1/I_2 = 1/2$, интенсивность света в импульсе может составлять около 90% интенсивности, циркулирующей между зеркалами резонатора. Частота повторения импульсов для лазера использованного в этой работе, в таком случае должна составлять 200–300 кГц.

Автор глубоко признателен Л. И. Юдину и С. Т. Латушкину за любезно предоставленный ими генератор модулирующих импульсов с коротким фронтом.

Литература

- [1] A. A. Vuylsteke. J. Appl. Phys., 34, 6, 1615, 1963.
- [2] A. W. Penny, H. A. Heynau. Appl. Phys. Lett., 9, 257, 1966.
- [3] R. N. Zitter, W. H. Steier, R. Rosenberg. IEEE, J. Quant. Electron. QE-3, 11, 1967.
- [4] T. Uchida. IEEE J. Quant. Electron., QE-1, 2, 336, 1965.
- [5] W. E. Lamb. Phys. Rev., 134A, 1429, 1964.

Поступило в Редакцию 24 ноября 1969 г.

УДК 535.853.1

КРИТЕРИЙ СРАВНЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ, ИЗМЕРЯЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЕ УДАЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

Э. А. Лустберг и Н. С. Латушкин

Критерии сравнения фотоэлектрических спектральных приборов, предложенные в работах [1, 2], справедливы лишь в тех случаях, когда изображение источника излучения полностью заполняет входную щель или круговую диафрагму (для Фурье-спектрометра и эталона Фабри—Перо), и не могут быть использованы для приборов, предназначенных для измерения излучения удаленных объектов малого углового размера ω , когда изображение объекта, проецируемое на входную щель прибора, значительно меньше углового размера Ω_g этой щели. В этом случае геометрический фактор прибора не может быть использован полностью, так как не соблюдается равенство

$$\omega S = \omega_g S_g, \quad (1)$$

где S — площадь зрачка входа объектива, проецирующего изображение объекта на входную щель; S_g — площадь входной щели; ω_g — телесный угол, в пределах которого лучи падают на входную щель.

Это объясняется тем, что, с одной стороны, площадь зрачка входа S не может быть чрезвычайно большой из-за ограничений, накладываемых на общие габариты прибора, а, с другой стороны, площадь входной щели S_g не может быть взята чрезмерно малой из-за трудности создания столь точного механизма наведения прибора на объект. Кроме того, при этом возникают также технологические трудности изготовления приемников с малыми размерами фоточувствительной площадки, на которую оптическая система прибора проецирует входную щель.

Желание предельно уменьшить угловые размеры щели с целью повышения разрешающей способности и помехозащищенности прибора из-за трудности удержания изображения движущегося объекта в пределах щели за время развертки спектра приводит к необходимости осуществления дополнительного сканирования некоторого поля Ω_0 , называемого полем обзора. В связи с этим затраты времени на регистрацию всего спектрального интервала определяются не только скоростью механизма развертки спектра, но и скоростью механизма сканирования всего поля обзора мгновенным полем зрения прибора.

Все сказанное заставляет изменить определение сравнительного критерия производительности спектрометров, предназначенных для измерения излучения «точечных» объектов.

Лучистый поток от объекта, падающий на фотоприемник в интервале длин волн $\Delta\lambda$, в случае, если спектр излучения сплошной, определяется формулой

$$F_\lambda = E_\lambda S T_\lambda \Delta\lambda, \quad (2)$$

$$E_\lambda = B_\lambda \omega \tau_\lambda, \quad (3)$$

где E_λ — спектральная облученность от объекта в плоскости входного зрачка, T_λ — коэффициент полезного действия оптической системы для данного диапазона длин волн, B_λ — спектральная лучистость объекта, τ_λ — спектральный коэффициент поглощения атмосферы.

Время Δt , затрачиваемое на регистрацию одного спектрального интервала при сканировании поля обзора Ω_0 мгновенным полем зрения Ω_g , ограничиваемым щелью, можно определить по формуле

$$\Delta t = \frac{\Omega_g}{\Omega_0} t_0 \eta_t \frac{m}{z}, \quad (4)$$

где t_0 — период обзора поля; η_t — коэффициент полезного использования времени (с учетом потерь на реверс сканирующего устройства, на перекрытие строк, на модуляцию потока); m — общее число одновременно регистрируемых сигналов, каждый из которых соответствует одному спектральному интервалу $\Delta\lambda$; z — общее число спектральных интервалов, регистрируемых прибором.

Для приборов с тепловыми приемниками, включая фотосопротивления, отношение сигнала к среднеквадратичному значению шума M_m равно

$$M_m = F_\lambda D_\lambda^* S_{\text{пр}}^{-1/2} \Delta t^{1/2}, \quad (5)$$

где D_λ^* — нормированная спектральная пороговая чувствительность фотоприемника, $S_{\text{пр}}$ — площадь чувствительного слоя.

На основании (2)–(5) (не учитывая коэффициент поглощения атмосферы τ_λ) получим

$$M_m = B_\lambda \omega S T_\lambda D_\lambda^* \Delta\lambda \sqrt{\frac{\Omega_g}{\Omega_0} \frac{m}{z} \frac{t_0 \eta_t}{S_{\text{пр}}}}. \quad (6)$$

На основании уравнения Лагранжа—Гельмгольца

$$\Omega_g S = \omega_{\text{пр}} S_{\text{пр}}, \quad (7)$$

где $\omega_{\text{пр}}$ — телесный угол, в пределах которого лучи от объекта падают на приемник.

Возведя обе части уравнения (6) в квадрат, чтобы величина z/t_0 , характеризующая среднюю производительность прибора, была в первой степени, с учетом (7) имеем

$$M_m^2 = B_\lambda^2 \omega^2 S T_\lambda^2 D_\lambda^{*2} (\delta\lambda)^2 \frac{t_0}{z} \frac{\omega_{\text{пр}}}{\Omega_0} \eta_t m. \quad (8)$$

В (8) сделано допущение, что реальный предел разрешения $\Delta\lambda$ оптической части прибора равен теоретическому пределу разрешения $\delta\lambda$ и спектральному диапазону излучения, проходящего через выходную диафрагму.

Как принято в [1], получим критерий сравнения K_m , перенося в левую часть уравнения свободные параметры, т. е. те параметры, которые могут меняться в процессе эксплуатации, а в правую часть фиксированные параметры, определяемые конструкцией прибора

$$K_m = \left(\frac{M_m}{B_\lambda \delta\lambda \omega} \right)^2 \frac{z}{t_0} = \frac{\eta_t}{\Omega_0} D_\lambda^{*2} T_\lambda^2 S \omega_{\text{пр}} m. \quad (9)$$

Критерий сравнения Киселева—Паршина, являющийся обобщением критерия Жакино, в обозначениях, принятых в [3], имеет вид

$$C = \frac{M_m^2 \lambda}{B_\lambda^2 (\delta\lambda)^3} \frac{z}{t} = p D_\lambda^{*2} T_\lambda^2 S \omega_{\text{пр}} m, \quad (10)$$

где t — время регистрации спектра, p — коэффициент, характеризующий тип прибора.

Коэффициент p , связывающий значение телесного угла Ω выходной диафрагмы с разрешающей способностью $\delta\lambda/\lambda$ соотношением

$$\Omega = p \frac{\delta\lambda}{\lambda}, \quad (11)$$

отражает возможность улучшения энергетики в спектральных приборах, обладающих большей угловой дисперсией. При сохранении разрешающей способности прибора увеличение угловой дисперсии позволяет увеличить угловые размеры щели и при одновременном увеличении углового размера источника излучения направить на фотоприемник больший поток.

В предлагаемом критерии сравнения (9) параметр p отсутствует, так как входная (выходная) щель определяет только разрешающую способность прибора. Увеличение щели не влияет на величину потока излучения объекта, воспринимаемую фотоприемником, если сохранена разрешающая способность прибора, путем соответствующего увеличения угловой дисперсии прибора.

Специфику работы спектрального прибора по удаленному движущемуся объекту в критерии (9) отражает введение новых параметров — Ω_0 , определяющего величину поля обзора, и η_t , определяющего рациональность работы системы обзора поля.

При сравнении производительности приборов, использующих однотипные фотоприемники, можно не учитывать параметр D_λ^* , определяющий нормированную пороговую чувствительность фотоприемников.

В случае, если велики aberrации оптической системы, необходимо учитывать также ухудшение параметра прибора, за счет того, что угловая величина щели Ω_0 прибора меньше угловой величины $\Omega_{пр}$. фоточувствительной площадки приемника

$$K'_m = K_m \frac{\Omega_0}{\Omega_{пр}} \quad (12)$$

Основной вывод, который можно сделать из рассмотрения параметров, влияющих на производительность приборов при измерении спектров точечных движущихся объектов, заключается в том, что критерий сравнения K_m меньше зависит от типа прибора, чем критерий сравнения C для классического случая. Если критерий C для спектрометра с дифракционной решеткой в 10 раз выше, чем для спектрометра с призмой, то критерий K_m для этих приборов примерно равны.

Критерий C для сисама примерно в 500 раз выше, чем для спектрометра с призмой (по схеме Литтрова), а критерий K_m для сисама даже несколько хуже (примерно в 2 раза), чем для спектрометра с призмой.

Основными путями повышения величины коэффициента K_m , характеризующего производительность спектрального прибора при измерении излучения удаленного объекта, являются:

- увеличение числа одновременно регистрируемых сигналов (m);
- увеличение диаметра входного зрачка и эффективной светосилы оптической системы (S , $\omega_{пр.}$, T_λ);
- применение наиболее рациональных систем развертки, использующих время с высоким КПД (η_t);
- применение гидрирующих и гиростабилизирующих устройств [4], позволяющих повысить точность наведения на объект и уменьшить величину поля обзора.

Литература

- [1] Б. А. Киселев, П. Ф. Паршин. Опт. и спектр., 17, 940, 1964.
- [2] P. Jacquinot. J. Opt. Soc. Am., 44, 776, 1954.
- [3] К. И. Тарасов. Спектральные приборы. Машиностроение, Л., 1968.
- [4] Г. П. Катис. Информационные сканирующие системы. Машиностроение, М., 1965.

Поступило в Редакцию 23 апреля 1970 г.

УДК 537.228.3 : 548.0

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИТРАТА ЦЕЗИЯ И ТАРТРАТА КАЛИЯ

А. С. Василевская и А. С. Сонин

Кристаллы нитрата цезия CsNO_3 при комнатной температуре принадлежат к классу $3m$ тригональной системы. Известно [1], что эти кристаллы при температуре 154°C испытывают фазовый переход с изменением симметрии в кубическую. Однако фазовый переход не сопровождается возникновением сегнетоэлектрических или антисегнетоэлектрических свойств, хотя диэлектрическая проницаемость и проводимость при этой температуре изменяются скачком. Кристаллы CsNO_3 одноосные, положительные, показатели преломления равны $n_o=1.558$ и $n_e=1.500$ [2]. Симметрия кристаллов CsNO_3 позволяет ожидать проявления электрооптических свойств, когда свет распространяется вдоль оптической оси, а электрическое поле приложено вдоль кристаллофизической оси X .