

Ф. А. КОРОЛЕВ

К ТЕОРИИ СЛОЖНОГО ЭТАЛОНА (МУЛЬТИПЛЕКС)

(Представлено академиком А. А. Лебедевым 29 XI 1952)

Простой эталон Фабри — Перо, несмотря на его выдающиеся качества, в ряде случаев оказывается недостаточно пригодным для исследования сверхтонкой структуры спектральных линий. В том случае, когда необходимо исследовать сверхтонкую структуру какой-либо спектральной линии, имеющей много компонент, часть из которых лежит очень тесно, требуется прибор, имеющий большую разрешающую силу и большую область дисперсии. Совместить оба эти свойства в простом эталоне часто не имеется возможности. Поэтому применяют сложный эталон-мультиплекс, который представляет собой два эталона, поставленных друг за другом: свет, пройдя один эталон, затем попадает на другой.

Если эталоны имеют толщины h и h' , где $h' > h$, то условием максимума для каждого из эталонов в отдельности будет:

$$2h \cos \psi = k\lambda - \frac{\lambda}{2\pi} (\delta_1 + \delta_2), \quad 2h' \cos \psi' = k'\lambda - \frac{\lambda}{2\pi} (\delta'_1 + \delta'_2), \quad (1)$$

где k и k' — порядки интерференции тонкого и толстого эталонов; λ — длина световой волны; ψ и ψ' — соответственные угловые координаты максимумов интерференции; δ_1 и δ_2 , δ'_1 и δ'_2 — скачки фаз на зеркальных поверхностях эталонов.

Угловые области дисперсии эталонов, соответственно, равны

$$\Delta\psi = -\lambda/2h \sin \psi, \quad \Delta\psi' = -\lambda/2h' \sin \psi'. \quad (2)$$

Если для какого-либо угла ψ имеет место совпадение максимумов для обеих пластинок, т. е. $\psi = \psi'$, то

$$\Delta\psi / \Delta\psi' = h' / h. \quad (3)$$

Если $h' / h = m$, где m — целое число, то это означает, что через m порядков интерференции после совпадения максимумов при значении угла ψ вновь произойдет совпадение максимумов интерференции. В местах совпадения оба эталона будут пропускать свет с большой интенсивностью. В тех местах, где совпадения максимумов не будет, свет практически не будет проходить, и максимумы интерференции толстого эталона будут погашены. Чем больше h' , тем больше разрешающая сила, а чем меньше h , тем больше область дисперсии сложного эталона. Отсюда напрашивается вывод, что отношение h' / h нужно брать как можно больше. Однако это в действительности не так. Дело в том, что «погашенные» максимумы толстого эталона гасятся не полностью. Всегда имеется небольшая остаточная интенсивность «погашенных» максимумов. Наибольшую интенсивность при этом имеют те из них, которые лежат по соседству с непогашенными.

Обозначим интенсивность непогашенного максимума через I_m , интенсивность погашенного максимума через I_ψ , тогда, если обозначим отношение $I_\psi/I_m = r$, будем иметь:

$$r = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\Phi/2)}, \quad (4)$$

где R — коэффициент отражения зеркал тонкого эталона, $\Phi = 2\pi\gamma/\lambda + \delta_1 + \delta_2$, $\gamma = 2h \cos \psi$. Для значения Φ , соответствующего месту, где находится погашенный максимум, имеем:

$$\sin \frac{\Phi}{2} = \pm \frac{1-R}{2\sqrt{R}} \sqrt{\frac{1-r}{r}}. \quad (5)$$

В области максимума тонкой пластинки $\Phi/2 = k\pi$, а в области погашенного максимума толстой пластинки $\Phi/2 = k\pi + \varepsilon$, где $\varepsilon \ll \pi$. Следовательно, для этого места

$$\sin(\Phi/2) = \sin \varepsilon \approx \varepsilon. \quad (5)$$

Вычислим теперь ε , оно равно $\delta(\Phi/2)$:

$$\delta\left(\frac{\Phi}{2}\right) = \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial \psi} \delta\psi = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\partial \gamma}{\partial \psi} \delta\psi = -\frac{2\pi h \cdot \sin \psi}{\lambda} \delta\psi.$$

Из последнего выражения и из выражения (5) следует:

$$\delta\psi = \frac{\lambda}{2h \sin \psi} \frac{1-R}{2\pi\sqrt{R}} \sqrt{\frac{1-r}{r}}. \quad (7)$$

Таким образом, если мы хотим, чтобы остаточная интенсивность погашенного максимума составляла r -ю часть непогашенного, необходимо, чтобы погашенный максимум лежал на расстоянии $\delta\psi$ от непогашенного максимума, определяемом выражением (7).

Выражению (7) можно придать другой вид. Так как $1 - R/\pi \sqrt{R} = 1/N_e$, где N_e — эффективное число интерферирующих лучей (для тонкого эталона); $\lambda/2h \sin \psi = \Delta\psi$, где $\Delta\psi$ — угловая область дисперсии тонкого эталона, то

$$\delta\psi = \frac{\Delta\psi}{2N_e} \sqrt{\frac{1-r}{r}}. \quad (8)$$

Если для r взять значение 0,05 (т. е. 5%), $N_e = 50$ ($R = 0,94$), то $\delta\psi = \Delta\psi/23$. Если же потребовать, чтобы r было равно 0,01 (1%), то для $N_e = 50$ $\delta\psi = \Delta\psi/10$. Следовательно, в первом случае можно погасить 22 максимума интерференции толстого эталона, во втором случае 9 (число погашенных максимумов на единицу меньше отношения областей дисперсии тонкого и толстого эталонов).

В общем случае отношение областей дисперсии тонкого и толстого эталонов будет

$$m = \frac{\Delta\psi}{\Delta\psi'} = 2N_e \sqrt{\frac{r}{1-r}}. \quad (9)$$

Если для R взять значение 0,8, то $N_e = 14,08$. Для этого случая, если r положить равным 0,05, $m = 6,46$; ближайшее целое число равно 6 или 7. Таким образом, можно погасить или 5 или 6 максимумов. Для $r = 0,01$, $m = 2,816$, т. е. практически равно 3.

Для очень точных измерений интенсивности компонент сверхтонкой структуры необходимо брать меньшие r и, следовательно, m ; если же речь идет только о положении компонент, то, можно, наоборот, взять большие r и, следовательно, большие m .