

УДК 548.732

АФАНАСЬЕВ А. М., КОН В. Г.

О ДЛИНЕ КОГЕРЕНТНОСТИ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ

Как известно, для получения интерференционной картины от двух источников необходимо, чтобы излучения этих источников были когерентны. В оптике для получения двух когерентных лучков обычно разделяют свет от одного источника с помощью линз или зеркал и затем снова соединяют два пучка после того, как каждый из них пройдет разную оптическую длину. При этом интерференционная картина будет возникать лишь в том случае, если разность хода лучей меньше так называемой длины когерентности $L = c\tau$, где c — скорость света, а τ — время жизни возбужденного состояния излучающего атома.

Так как для рентгеновых лучей отражение и преломление ничтожно малы, то в аналогичной схеме интерферометра для рентгеновых лучей вместо линз и зеркал используется дифракционное рассеяние в идеально периодическом кристалле. Следует отметить, что интерференционные картины при дифракции в идеальном кристалле со слабым поглощением наблюдаются довольно четко и известны как маятниковые полосы. Однако последнее время появились идеи измерить экспериментально длину когерентности L (длину цуга) по исчезновению полос.

Цель настоящей заметки показать, что в экспериментах подобного рода можно измерить не длину цугов, а только *степень некогерентности излучения*, т. е. степень разброса интенсивности излучения по частотам. Пусть атом в момент времени t_0 излучает волну с частотой ω_0 , амплитуда которой заметно снадает за время τ .

$$E(t) = \theta(t-t_0) \exp(i\omega_0 t) f[(t-t_0)/\tau] = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \exp(i\omega t) F(\omega - \omega_0), \quad (1)$$

где

$$F(\omega) = \exp(-i\omega t_0) E(\omega),$$

$$E(\omega) = \int_0^{\infty} dt \exp(-i\omega t) f(t/\tau). \quad (2)$$

Например, в случае экспоненциального затухания

$$f(x) = \exp(-x), \quad E(\omega) = 1/(i\omega + \tau^{-1}). \quad (3)$$

Каждая ω — гармоника, взаимодействуя с прибором, расщепляется на две составляющие, которые затем снова складываются. При этом, вообще говоря, могут измениться как амплитуды этих волн, так и разность фаз между ними

$$\exp(i\omega t) \rightarrow \{R_1(\omega) + R_2(\omega) \exp[i\varphi(\omega)]\} \exp(i\omega t). \quad (4)$$

Подставим теперь правую часть (4) в (1) и вычислим квадрат модуля $E(t)$.

$$I(t) = \int \frac{d\omega}{2\pi} \int \frac{d\omega'}{2\pi} \exp[i(\omega - \omega')(t-t_0)] E(\omega - \omega_0) E(\omega' - \omega_0) \times \\ \times \{R_1(\omega) + R_2(\omega) \exp[i\varphi(\omega)]\} \{R_1^*(\omega') + R_2^*(\omega') \exp[-i\varphi(\omega')]\}. \quad (5)$$

Формула (5) описывает интенсивность излучения, которая будет зарегистрирована детектором от одного цуга. Однако за время наблюдения в детектор попадает излучение от многих атомов, моменты возбуждения которых *не фиксируются*.

Поэтому формулу (5) следует усреднить по t_0 . В результате усреднения получаем

$$I(t) = \int \frac{d\omega}{2\pi} |E(\omega - \omega_0)|^2 \{ |R_1(\omega)|^2 + |R_2(\omega)|^2 + 2 \operatorname{Re}[R_1^*(\omega)R_2(\omega) \exp(i\varphi(\omega))] \}. \quad (6)$$

Последний член в (6) описывает интерференционную картину. Пусть разность хода равна l . Тогда разность фаз $\varphi = \omega l/c$. Если $\Delta\omega$ — характерная область интегрирования в (6), то интерференционная картина будет четкой, только если $l \ll 2\pi c/\Delta\omega$.

Но величина $\Delta\omega$, как видно из (6), определяется, во-первых, шириной спектральной линии источника по интенсивности, т. е. так, как будто отдельные монохроматические волны некогерентны. Можно представить себе ситуацию, когда два или больше источников совершенно различной природы создают волновой пакет, энергетическая ширина которого близка к h/τ . В этом случае интерференционная картина не будет связана с длиной пути, а с другой стороны, она неразличима с рассмотренной выше. Во-вторых, необходимо учитывать спектральную ширину прибора. Так, в случае двухволновой дифракции рентгеновых лучей при падении под углом Брэгга волны с частотой ω_0 отраженный пучок имеет заметную интенсивность только в узком интервале частот $\Delta\omega \sim 10^{-5}\omega_0$, который, вообще говоря, меньше спектральной ширины характеристического излучения рентгеновских трубок.

Институт атомной энергии
им. П. В. Курчатова

Поступила в редакцию
28.V.1976