

КОГЕРЕНТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ  
АТОМОВ, ПРОЛЕТАЮЩИХ ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛ

В. В. Окорков

В работе автора [1] были представлены некоторые соображения, касающиеся возможности существования эффекта когерентного кулоновского возбуждения ядер, пролетающих через кристалл. Там же

были приведены оценки, которые показывают, что из-за теплового движения атомов кристалла наблюдение этого эффекта на ядрах (при современном состоянии техники ускорения тяжелых ядер) связано с известными трудностями. Было высказано предположение о том, что эффект, аналогичный когерентному возбуждению уровней ядер, может возникать при пролете атомов через кристалл. В этом случае взаимодействие пролетающих атомов с атомами кристалла привело бы к когерентному возбуждению оптических уровней пролетающих атомов.

Ниже приведены оценки, свидетельствующие о том, что наблюдение такого эффекта - вполне реальная задача. Предложен конкретный эксперимент, в котором можно было бы наблюдать эффект когерентного возбуждения оптических спектров атомов. Качественно такой эффект возможен благодаря тому, что частица, пролетая через кристалл, движется в периодическом электрическом поле атомов кристалла. Переход движущегося атома в возбужденное состояние обусловлен зависящим от времени возмущением, которым в данном случае является энергия взаимодействия пролетающего атома с атомами кристалла. Зависимость энергии взаимодействия  $V(t)$  между пролетающей частицей и атомами кристалла имеет вид периодической последовательности одиночных всплесков (рис. I, а), каждый из которых обусловлен взаимодействием пролетающей частицы с одним из атомов кристалла. Частотный спектр Фурье одиночного взаимодействия  $S_0(\omega)$  для двух различных скоростей пролетающего атома приведен на рис. I, б. Спектр Фурье, возмущения, испытываемого атомом при взаимодействии с  $n$  атомами, кристалла, связан со спектром одиночного взаимодействия  $S_0(\omega)$  соотношением

$$|S_n^0(\omega)|^2 = |S_0(\omega)|^2 \frac{\sin^2 \frac{\omega T}{2} n}{\sin^2 \frac{\omega T}{2}}. \quad (I)$$

Зависимость множителя  $[\sin^2(\omega T/2)n]/[\sin^2(\omega T/2)]$  от  $\omega$  для  $n=2,3,4$  и для большого  $n$  приведена на рис. I (в, г, д, е). Результирующий спектр  $|S_n^0(\omega)|^2$  при большом числе взаимодействий  $n$  для двух скоростей пролетающего атома приведен на рис. I, ж.

Из соотношения (I) и рис. 1 (б-ж) видно, что с увеличением числа взаимодействий  $n$  увеличивается пропорционально этой величине спектральная плотность  $S_n^o(\omega)$  на частотах  $\omega_m = m 2\pi/T$  ( $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ) и одновременно в такой же степени ( $\sim 1/n$ )

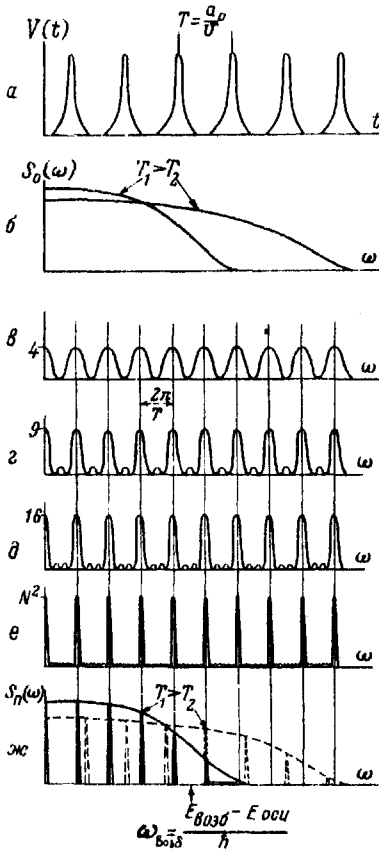


Рис. 1

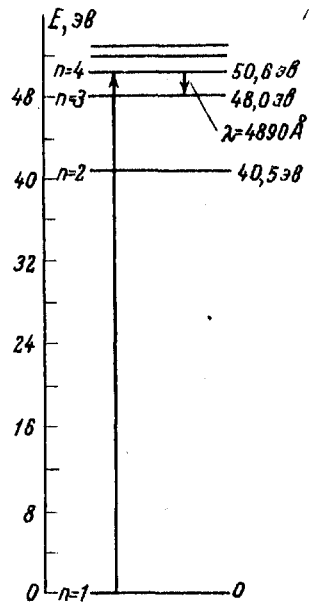


Рис. 2

сужается занимаемая полоса частот около каждого  $\omega$  ( $\Delta\omega_m \sim \pi/nT$ ). Такое изменение спектра  $S_n(\omega)$  при возрастании числа взаимодействий  $n$  связано с когерентностью спектральных составляющих  $S_0(\omega)$  одиночных взаимодействий, периодически следующих друг за другом (рис. 1, а). Нетрудно видеть, что всегда можно подобрать условия (подбором кристалла с соответствующей постоянной решетки, либо изменением скорости налетающего атома), при которых одна из гармоник  $\omega_m = m 2\pi/T$  совпадает с частотой  $\omega_{030} =$

$= (E_{\text{возб}} - E_{\text{осн}}) / \hbar$ . В этом случае вероятность перехода атома в возбужденное состояние резко возрастает:

$$W \sim |S_n(\omega_{\text{возб}})|^2 = |S_0(\omega_{\text{возб}})|^2 n^2.$$

Оценки показывают [1], что тепловое движение атомов кристалла приводит к тому, что высокочастотные компоненты спектра Фурье  $S_0(\omega)$  одиночных взаимодействий перестают быть когерентными и вероятность возбуждения  $W \sim |S_0(\omega)|^2 n^2$  только для гармоник, номер которых  $m$  не превышает 8-10. Именно поэтому для когерентного возбуждения уровней ядер с  $\Delta E \sim 100-300$  кэВ энергия частиц на выходе современных ускорителей тяжелых ядер недостаточна.

Вполне возможно и сравнительно просто наблюдение когерентного возбуждения оптических спектров атомов. Например, спектр уровней водородоподобного иона гелия  $He^+$  имеет вид, приведенный на рис. 2. Если ионы гелия  $He^+$ , имеющие энергию  $\sim 3,7$  МэВ, пролетают через тонкую слюдяную пластинку (расстояние между плоскостями  $a_0 = 9,9 \text{ \AA}$ ), то частота "соударений" иона гелия с атомами слюдяной пластинки  $\nu = 1/T = v/a$  такова, что  $2\pi\nu\hbar = \hbar\omega_0 = 50 \text{ эВ}$ . Эта энергия обеспечивает резонансный переход электрона в  $He^+$  из основного состояния с  $n = 1$  в возбужденное с  $n = 4$ . Таким образом, в прошедшем через тонкую слюдяную пластинку пучке  $He^+$  наряду с атомами, возбужденными в результате однократных соударений, может присутствовать некоторая примесь когерентно возбуждаемых ( $n = 1 \rightarrow n = 4$ ) ионов  $He^+$ . При вылете из слюды эти возбужденные ионы будут высвечиваться. Переход  $n = 4 \rightarrow n = 3$  лежит в видимой области (синий свет). Его можно средствами оптической спектроскопии (спектрограф, дифракционная решетка) легко и с высоким разрешением отделить от фонового свечения слюды, которое может наблюдаться в этом эксперименте. Когерентное возбуждение возможно только в случае, когда частота "соударений" пролетающего иона с атомами кристалла равна или в целое число раз меньше частоты перехода  $\omega_{\text{возб}} = (E_{\text{возб}} - E_{\text{осн}}) / \hbar$ . Поэтому эффект

должен иметь место только в узкой энергетической области налетающих ионов  $He^+$  около значения

$$\frac{E_{резд} - E_{осч}}{\hbar} = \omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{a_0} \sqrt{\frac{2E_{He^+}}{m_{He}}}$$

Выгодно брать очень тонкие пластинки слюды, чтобы потери энергии пролетающих ионов  $He^+$  были малы. От этого может зависеть узость энергетической области пучка ионов  $He^+$ , при которой происходит когерентное возбуждение.

Поступило в редакцию

18 июня 1965 г.

#### Литература

- [1] В.В. Окороков. Ядерная физика, II, вып. 5, 1965.