
LÜNIUURIMUSI * КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

В ХИЖНЯКОВ

ФОРМА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ИОНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

V. HIZNIAKOV. MAGNETVALJAS OLEVÄ IOONI SPEKTRAALJOONE KUJU

V. HIZHNYAKOV. THE SHAPE OF THE SPECTRAL LINE OF THE ION IN THE
MAGNETIC FIELD

Спектральные линии атомов и ионов, находящихся в свободном (газообразном) состоянии, имеют ширину, на несколько порядков превышающую радиационную ширину γ_0 . При достаточно низких давлениях газа основной вклад в ширину дает доплеровское уширение. Линия приобретает форму гауссовой кривой с квадратичной дисперсией $s_2 = k^2 k_0 T/M$, где k — волновое число излучаемого (поглощаемого) света, k_0 — постоянная Больцмана, T — температура, M — масса атома (иона). Если же на атом действуют силы таким образом, что его движение является финитным, то форма спектральной линии существенно меняется: в спектре возникает неуширенная линия. Ярким примером этого является эффект Мёссбауэра, где движение излучающего ядра ограничивается путем введения его в кристаллическую решетку твердого тела.

В случае ионизованного газа движение ионов можно ограничить в пространстве, наложив магнитное поле. Действительно, проекция координаты иона на плоскость xy , перпендикулярную к вектору напряженности магнитного поля \vec{H} , будет вращаться по кругу* с частотой $\omega_L = |e|H/Mc$ (e — заряд иона, c — скорость света). Поэтому при наблюдении излучения (поглощения) в плоскости xy доплеровское расширение исчезнет, как и в эффекте Мёссбауэра. В данной задаче аналогия с эффектом Мёссбауэра может быть продолжена. Колебания ядра в эффекте Мёссбауэра модулируют частоту испускаемых (поглощаемых) γ -лучей, что приводит к возникновению колебательных повторений резонансной линии [1]. Ион в магнитном поле вследствие циклотронного движения совершает в направлении волнового вектора света $\vec{k} \perp \vec{H}$ гармоническое колебание. Оно также модулирует частоту света. Частота модуляции равна ω_L . Если $\omega_L > \gamma_0$, что в видимой области для легких ионов выполняется уже в полях $H \sim 10^3$ гс, то и здесь в спектре возникают колебательные повторения резонансной линии. Из сказанного следует, что формулы, описывающие интенсивности повторений ω_s ,

* Квантовые эффекты здесь не существенны, поскольку при всех реально достижимых температурах и магнитных полях выполняется условие $\hbar \omega_L \ll k_0 T$.

в спектре иона те же, что и в эффекте Мёссбауэра в случае нулевой дисперсии фононов [2, 3]:

$$\omega_s = \exp(-\alpha) I_s(\alpha), \quad \alpha = \frac{k^2 k_0 T}{M \omega_L^2}. \quad (1)$$

Здесь $I_s(\alpha)$ — функция Бесселя мнимого аргумента порядка s ; $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Огибающая спектр при подходящей нормировке совпадает с контуром спектральной линии, наблюдающемся в отсутствие магнитного поля. Таким образом, если столкновения отсутствуют, то при наблюдении в направлении, перпендикулярном \vec{H} , магнитное поле приводит к разрыву доплеровского контура спектральной линии иона на эквидистантные компоненты радиационной ширины [4, 5]. Компонента номера $s=0$ является линией без отдачи, остальные компоненты — ее повторения.

Необходимо отметить, что в реальных условиях эксперимента могут оказаться существенными столкновения иона с атомами газа. Столкновения приводят к модуляции и затуханию излучающего (поглощающего) осциллятора и к изменению закона движения центра тяжести иона. Все это должно приводить к заметному уширению компонент, если частота столкновений больше радиационной ширины. Мы рассмотрели лишь эффекты, связанные с влиянием столкновений на движение иона. Получена следующая формула для нормированного на 1 спектра иона при наблюдении в направлении $\perp \vec{H}$:

$$I(\omega) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} i_s(\Omega) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(\alpha/2)^{2p+|s|}}{p!(p+|s|)! \pi} \frac{\gamma_0 + \gamma(\alpha + 2p + |s|)}{(\Omega - \omega_L s)^2 + [\gamma_0 + \gamma(\alpha + 2p + |s|)]^2}, \quad (2)$$

справедливая при $\gamma \ll \omega_L$. Здесь γ — константа затухания вращательного осциллятора (она определяется частотой столкновений), $\Omega = \omega_0 - \omega$, $\omega = kc$, ω_0 — частота оптического перехода в ионе. Из формулы (2) следует, что спектр состоит из эквидистантных повторений, ширина которых зависит от α и γ . Относительные интенсивности повторений по-прежнему определяются формулой (1).

Константу затухания γ можно выразить через коэффициент диффузии D_{xx} центра орбиты, если воспользоваться соотношением Эйнштейна между коэффициентом диффузии и статической электропроводностью. Мы нашли, что

$$\gamma = D_{xx} M \omega_L^2 / k_0 T. \quad (3)$$

Формула (2) существенно упрощается в двух случаях: а) $\alpha \ll 1$, б) $\alpha \gg 1$. В случае а)

$$i_s(\Omega) = \frac{(\alpha/2)^{|s|}}{\pi |s|!} \frac{\gamma_0 + d(1 + \frac{|s|}{\alpha})}{(\Omega - \omega_L s)^2 + \left[\gamma_0 + d(1 + \frac{|s|}{\alpha}) \right]^2}, \quad (4)$$

где $d = k^2 D_{xx}$ описывает диффузионное уширение спектральных линий [6]. Из этой формулы следует, что в случае $\alpha \ll 1$ максимальной интенсивностью обладает повторение с $s=0$. Полуширина его равна $\frac{1}{2}(\gamma_0 + \alpha)$ (оно испытывает только диффузионное уширение). Осталь-

ные повторения имеют меньшую интенсивность и при $\gamma_0 \ll d$ гораздо большую ширину, определяемую константой затухания вращательного осциллятора $\gamma = d/\alpha$. Ширины повторений линейно растут с их номером. Если давление P не слишком большое, то $\gamma \sim P/\sqrt{TM}$. Поэтому при $\alpha \ll 1$ ширина центральной линии ($s=0$) пропорциональна $k^2 PH^{-2}(TM)^{1/2}$, а ширины остальных повторений пропорциональны $P(TM)^{-1/2}$ (не зависят от k и H).

б) В случае $\alpha \gg 1$

$$i_s(\Omega) = (2\pi^3 \alpha)^{-1/2} \frac{\exp(-s^2/2\alpha)(\gamma_0 + 2d)}{(\Omega - \omega_L s)^2 + (\gamma_0 + 2d)^2}, \quad |s| \ll \alpha \quad (5)$$

(формула (5) справедлива в актуальной области $|\Omega - \omega_L s| \gtrsim \epsilon$, где $\frac{d}{\alpha} \ll \epsilon \ll d$). Отсюда следует, что все достаточно интенсивные повторения имеют близкую к лоренцевой кривой форму. Полуширины их одинаковы. При $\gamma_0 \ll d$ они равны удвоенной диффузионной ширине и пропорциональны $k^2 PH^{-2}(TM)^{1/2}$.

При $H \sim 10^4$ гс, $T = 300^\circ$ К случай а) выполняется лишь для вращательных переходов легких ионизованных молекул; для колебательных и электронно-колебательных переходов при этом реализуется случай б). Понижение температуры, уменьшение массы и k , а также увеличение H уменьшают α .

ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро Ф. Л., УФН, **72**, 685 (1960).
2. Хижняков В. В., Тр. ИФА АН ЭССР, № 19, 143 (1962).
3. Каган Ю., Иосилевский Я. А., ЖЭТФ, **44**, 284 (1963).
4. Хижняков В. В., Автореферат диссертации, ИФА АН ЭССР, Тарту, 1966.
5. Дьяконов М. И., ЖЭТФ, **51**, 612 (1966).
6. Singwi K. S., Sjölander A., Phys. Rev., **120**, 1093 (1960) (перевод в сб.: Эффект Мёссбауэра, М., Изд-во иностр. лит. 1962, с. 193).

Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
26/II 1968