

с 323

0-587

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Физика и спектроскопия
1968, т. 24, № 2
с. 170-173.
30/11

P-2897



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.А. Онищук, М.И. Подгорецкий

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА
НА ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛАХ,
НАХОДЯЩИХСЯ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

1966

P - 2897

В.А. Онищук, М.И. Подгорецкий

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА
НА ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛАХ,
НАХОДЯЩИХСЯ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

Онищук В.А., Подгорецкий М.И.

P - 2897

Резонансное рассеяние света на двухатомных молекулах, находящихся во внешних полях

В настоящей работе исследован вопрос о влиянии внешних полей на интенсивность резонансного света, рассеянного на двухатомных бесспиновых молекулах. Рассмотрение проведено как для отдельных линий, так и для целых спектральных участков.

Получены формулы, которые могут явиться основой соответствующей методики для определения таких характеристик возбужденных молекулярных уровней, как электрический дипольный момент, ширина уровня, величина Λ -расщепления.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1966.

БИБЛИОТЕКА

Рассмотрим резонансное рассеяние света на квантово-механической системе, возбужденные уровни которой могут пересекаться при наложении внешнего поля. Хорошо известно, что вблизи точек пересечения интенсивность рассеянного света, как функция поля, имеет резонансный пик (см., например, ^{/1/}). Причину его появления можно выявить на следующем простом примере. Будем считать что рассеяние света происходит на атоме, который имеет два близких возбужденных уровня с энергиями E_1, E_2 и шириной Γ . Пусть, далее, оба уровня возбуждаются одновременно импульсным светом. Если последующее излучение происходит через промежуток времени t после поглощения, то рассматриваемые состояния приобретают разность фаз $(E_2 - E_1)t$. Поскольку в среднем $t \sim \frac{1}{\Gamma}$, то при $(E_2 - E_1) \frac{1}{\Gamma} \gg 1$ высвечивание каждого из возбужденных уровней происходит независимо. Однако при $(E_2 - E_1) \cdot \frac{1}{\Gamma} \lesssim 1$ возникает фазовая корреляция и в интенсивности рассеянного света появляется интерференционный член. Помещая атом во внешнее поле, мы можем менять расстояние между его возбужденными уровнями, добиваясь тем самым появления, либо исчезновения когерентной части в интенсивности рассеянного света ^{хх}). Ширина рассматриваемого пика определяется величиной Γ , а положение — полями, при которых происходит пересечение уровней, то есть, в конечном итоге, расстоянием между возбужденными уровнями в отсутствие внешних полей. Отсюда видна возможность определения как Γ , так и разности $E_2 - E_1$. Изложенная процедура получила в литературе название метода "пересечений". С его помощью была измерена тонкая структура уровня 2^3P атома гелия ^{/2/} и сверхтонкая структура уровня 2^3P_1 атома ртути ^{/3/}; таким же способом можно определять тонкую структуру. И лэмбовский сдвиг уровней атома водорода ^{/4/} и т.д. Однако во всех случаях метод "пересечений" применялся лишь к атомам и атомным ядрам. Настоящая работа посвящена анализу разнообразных ситуаций, в которых происходит пересечение возбужденных уровней молекул. В качестве примера

х) Здесь и всюду в дальнейшем мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = 1$.

хх) Заметим, однако, что проинтегрированная по всем направлениям интенсивность рассеянного света не содержит когерентных членов и, следовательно, не зависит от величины внешнего поля.

мы рассмотрим двухатомные молекулы с постоянным электрическим дипольным моментом, электронная оболочка которых имеет спин, равный нулю. Состояния таких молекул среди прочих квантовых чисел характеризуются числами Λ , K , m , где K означает полный момент количества движения, Λ — его проекцию на ось молекулы, m — проекцию момента на выделенную пространственную ось. Для основного электронного состояния Λ обычно равно нулю. Уровни с $\Lambda \neq 0$ двукратно вырождены. Взаимодействие электронного движения с вращением молекулы снимает вырождение и приводит к Λ -удвоению, т.е. к появлению двух близких уровней противоположной четности (см., например, ^{15/}). Однако в отсутствие полей каждый из них остается вырожденным по магнитному квантовому числу m . Рассмотрим теперь резонансное рассеяние белого света газом состоящим из двухатомных молекул, основное электронное состояние которых обладает $\Lambda = 0$. Спектр рассеянного света будет иметь сложную полосатую структуру. Выделим какую-либо интенсивную вращательную полосу, которая соответствует переходу из промежуточного состояния $|\Lambda| = 1$ в конечное состояние $\Lambda = 0$. При хорошей разрешающей способности спектрографа можно выделять отдельные линии в полосе. Поэтому ниже рассматривается вопрос о влиянии внешних полей как на интенсивность некоторых участков спектра, так и на интенсивность отдельных линий. В качестве их могут быть выбраны линии любой из ветвей R ($K_{\text{пром}} - K_{\text{конечн}} = 1$), Q ($K_{\text{пром}} = K_{\text{конечн}}$) и P ($K_{\text{пром}} - K_{\text{конечн}} = -1$), но для определенности ниже рассматриваются только линии ветви Q .

В настоящей работе показано, что метод пересечений в принципе позволяет получить соотношение между различными характеристиками возбужденных молекулярных уровней^{х)}. Для рассматриваемого нами случая двухатомных бесспиновых молекул такими характеристиками являются величины магнитного и электрического дипольных моментов молекулы, ширина уровней и величина Λ -удвоения уровней.

При обсуждении конкретных ситуаций всюду для простоты предполагается, что Λ -удвоение уровней много больше их радиационной ширины. Допплеровское уширение на рассматриваемых ниже явлениях не сказывается.

I Влияние внешних полей на интенсивность линий

Q-ветви ($K_{\text{пром}} = K_{\text{конечн}}$)

а) Поместим газ из исследуемых молекул в "слабое" однородное магнитное поле, в котором расщепление уровней промежуточного состояния ($|\Lambda| = 1$) по магнитному

^{х)} Заметим, что аналогичную информацию можно получить, исследуя "блуждения", которые возникают при одновременном возбуждении нескольких промежуточных состояний, обладающих различной энергией (см., например, ^{11/}).

квантовому числу много меньше величины $2\Delta_k$ (х), соответствующей Λ - удвоению (см. рис. 1). Зависимость энергий уровней с $|\Lambda| = 1$ от поля имеет вид

$$E_{\pm, k, m} = \pm \Delta_k + \frac{\mu_0 H}{K(K+1)} m, \quad (1)$$

где μ_0 - магнетон Бора.

Когерентный вклад в интенсивность рассеянного света могут давать лишь переходы с уровней, для которых $\Delta m \leq 2$. При этом расстояние между уровнями должно быть меньше или порядка их ширины Γ . Следовательно, с увеличением поля вклад когерентного члена в выражение для интенсивности линии должен убывать. Вычисления показывают, что

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{неког}}} = \frac{(2K+3)(2K-1) \frac{4\pi}{5} \Gamma \sum_{u>0} \left[\frac{Y_{2u}^*(\theta_1, \phi_1) Y_{2u}(\theta_2, \phi_2) + K C. . }{\Gamma + i \frac{\mu_0 H}{K(K+1)}} \right]}{20K(K+1) \left[1 + \frac{1}{20} \frac{(2K+3)(2K-1)}{K(K+1)} P_2(\cos \theta_1) P_2(\cos \theta_2) \right]}, \quad (2)$$

где $Y_{2u}(\theta_1, \phi_1)$ - сферическая функция, θ_1 , θ_2 и ϕ_1 , ϕ_2 - полярные и азимутальные углы импульсов падающего и рассеянного фотона, причем полярная ось направлена по магнитному полю (хх). Особенно простой вид выражение (2) принимает в том случае, когда рассеяние происходит в плоскости, ортогональной к направлению внешнего поля, а угол $\phi_1 - \phi_2$ равен $\pi/2$. При таких условиях

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = -\frac{3}{80} \frac{(2K+3)(2K-1)}{K(K+1)} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\omega^2} / 1 + \frac{1}{80} \frac{(2K+3)(2K-1)}{K(K+1)}, \quad (2)$$

где $\omega = \frac{\mu_0 H}{K(K+1)}$.

Для конкретного случая, когда момент промежуточного состояния равен, например, двум,

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = -\frac{21}{167} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\omega^2} = -0,13 \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\omega^2}, \quad \text{где } \omega = \frac{\mu_0 H}{6}.$$

Таким образом, в рассматриваемой ситуации $\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}}$ зависит только от соотношения между Γ и $\mu_0 H$.

х) Для рассматриваемого нами типа молекул величина $2\Delta_k$ пропорциональна $K(K+1)$.

хх) Молекула может оказаться в промежуточном состоянии с моментом K , если до рассеяния света она находилась на одном из уровней с моментами $K-1$, K' , $K+1$. При выводе формулы (2), так же как и всех последующих формул, мы пренебрегаем различием в заселенности этих уровней. При комнатных температурах такое пренебрежение вносит во все полученные результаты ошибку порядка $V/kT \approx 10^{-2}$, где V - ротационная постоянная молекулы в основном состоянии.

б) Поместим теперь рассеивающий газ в "слабое" электрическое поле. Это поле частично снимает вырождение верхнего (+) и нижнего (-) уровней Λ -дублета промежуточного молекулярного состояния по m (см. рис. 2), причем

$$\Delta \epsilon_{\pm, k, m} = \pm \frac{E^2 d_0^2 m^2}{4K^2(K+1)^2 \Delta_k} \quad (3)$$

где d_0 - постоянный дипольный момент молекулы в возбужденном электронном состоянии. Мы рассматриваем такую область полей, в которой $\Delta \epsilon_{\pm, k, m} > \Gamma$, однако изменением волновых функций по сравнению с невозмущенным случаем все еще можно пренебречь, т.е.

$$\frac{E d_0 m}{K(K+1)} \ll \Delta_k.$$

Обратимся к резонансному рассеянию света. Из рисунка 2 видно, что состояния с $m = \pm 1$ остаются попарно вырожденными. Поэтому когерентный вклад в интенсивность, возникающий при интерференции переходов с этих состояний, не зависит от поля. Вклад от интерференции переходов с различных уровней будет, конечно, зависеть от поля и должен уменьшаться с его увеличением. При рассеянии под углами $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, $\phi_1 - \phi_2 = \pi/2$

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = -\frac{3}{80} \frac{(2K+3)(2K-1)}{K(K+1) \left[1 + \frac{1}{80} \frac{(2K+3)(2K-1)}{K(K+1)} \right]} \sum_{m, m'} |C_{K m K - m}^{22}|^2 \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \left[\frac{E^2 d_0^2 (m + m')^2}{2K^2(K+1)^2 \Delta_k} \right]^2} \quad (4)$$

где $C_{K m K - m}^{22}$ - коэффициент Клебша-Жордана.

Суммирование по m , m' может быть проведено для каждой конкретной линии. Так, например, при $K=2$

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = -\frac{24}{167} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \left[\frac{E^2 d_0^2}{36 \Delta_k} \right]^2} = -0,11 \quad (5)$$

в) Рассмотрим случай, когда молекула помещена в "средние" по величине магнитные поля, т.е. $\frac{\mu_0 H}{K(K+1)} = \Delta_k$. Расщепление каждого из вращательных уровней с $|\Lambda|=1$ теперь имеет вид, сходный с изображенным на рис. 3, который для определенности соответствует случаю $K=2$. Наличие точек пересечения никак не сказывается на интерференционных эффектах в резонансном рассеянии, поскольку в этих точках пересекаются уровни различных четностей. Наложение дополнительного "слабого" продольного электрического поля вызывает незначительное смешивание уровней противоположных четностей, обладающих одним и тем же значением m . Однако это практически ничего не меняет, так как когерентная часть излучения оказывается, как нетрудно заметить, квадратичной по малому параметру $\frac{E d_0}{\Delta_k K(K+1)}$. Другое дело, если "слабое"

электрическое поле перпендикулярно к направлению магнитного. Такое поле смешивает уровни различных четностей с $\Delta m = \pm 1$, и поэтому в окрестности точки $\frac{\mu_0 H}{K(K+1)} = 2\Delta_k$ имеют место заметные интерференционные эффекты. Если вносимое электрическим полем возмущение много меньше ширины Γ , то промежуточное состояние высвечивается "прежде, чем происходит смешивание уровней" и, следовательно, величина когерентного вклада должна зависеть также от соотношения между $E d_0$ и Γ . Выражения для $\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}}$ довольно сложны. Так, например, при рассеянии под углами $\theta_1 = 0, \theta_2 = \arccos \frac{1}{\sqrt{3}}$ и произвольными ϕ_1, ϕ_2

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = 6 \sum_m \frac{3m^2 - K(K+1)}{(2K+1)(2K-1)(2K+3)} \frac{V_k^2(m)}{\Gamma^2 + 4(\Delta_k'^2 + V_k^2(m))} \quad (8)$$

где
$$V^2(m) = \frac{E^2 d_0^2}{4K^2(K+1)^2} (K-m)(K+m+1), \quad \Delta_k' = 2\Delta_k - \frac{\mu_0 H}{K(K+1)}$$

Для конкретного случая $K=1$

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = -0,1 \frac{E^2 d_0^2 / 2}{\Gamma^2 + 4\Delta_1'^2 + \frac{E^2 d_0^2}{2}} \quad (8')$$

г) Поместим газ в "сильное" электрическое ^{х)} и параллельное ему "слабое" магнитное поле. В таких полях каждое из промежуточных состояний молекулы с $m \neq 0$ будет являться состоянием с фиксированным знаком проекции полного момента на ось молекулы. Расщепление уровней в этом случае описывается формулами

$$\epsilon_{\pm, K, m} = \begin{cases} \pm \frac{|\Delta m| E d_0}{K(K+1)} + \frac{\Lambda^2 m}{K(K+1)} \mu_0 H & \text{при } m \neq 0, \\ \pm \Delta_k & \text{при } m = 0 \end{cases}$$

и схематически изображено на рисунке 4, где для наглядности сначала показано включение одного электрического поля, а затем, при фиксированном электрическом, - магнитного.

Как видно из рисунка 4, вклад в когерентный член интенсивности дают лишь переходы с уровней $m = \pm 1$, расстояние между которыми является функцией H , и не зависит ни от E , ни от Δ_k . В такой ситуации интенсивность фиксированной линии будет зависеть только от соотношения между $\mu_0 H$ и Γ .

^{х)} Будем, однако, считать, что смешиванием различных вращательных уровней под действием "сильного" электрического поля можно пренебречь.

Если $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, $\phi_1 - \phi_2 = \pi/2$ и $|\Lambda| = 1$, то

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = -9/80 \frac{1}{1 - \frac{3}{4} \frac{K(K+1)}{(4K^2-1)(2K+3)}} |C_{k_1 k_2}^{22}|^2 \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4 \left(\frac{\mu_0 H}{K(K+1)} \right)^2} \quad (7)$$

При $K=1$

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = -\frac{1}{8} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\mu_0 H)^2} \quad (7')$$

д) Рассмотрим теперь "сильные" параллельные электрическое и магнитное поля. В этом случае расщепление вращательных уровней описывается теми же формулами, что и в предыдущем пункте. Однако здесь уже возможно появление точек пересечения (см. рис. 5). Интерференционные эффекты при резонансном рассеянии света будут иметь место лишь в окрестностях точек $A(A')$, $B(B')$, C , $D(D')$, $E(E')$.

Количественные выражения снова получаются довольно сложными. Например, при углах $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, $\phi_1 - \phi_2 = \pi/2$ вблизи точки C

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = -\frac{3}{160} \frac{(K^2 + K - 3)(1 - |C_{k_0 k_2}^{22}|^2)}{K(K+1) \left[1 - \frac{3}{4} \frac{K(K+1)}{(4K^2-1)(2K+3)} \right]} \cdot \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\omega^2} \quad (8)$$

где $\omega = \frac{\mu_0 H - E d_0}{K(K+1)}$, для точек $B(B')$

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = -\frac{3}{160} \frac{(2K+3)(2K-1) |C_{k_0 k_2}^{22}|^2}{K(K+1) \left[1 - \frac{3}{4} \frac{K(K+1)}{(4K^2-1)(2K+3)} \right]} \cdot \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (2\omega + \Delta_k)^2} \quad (9)$$

а вблизи точек $D(D')$

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = -\frac{3}{160} \frac{(2K+3)(2K-1) |C_{k_0 k_2}^{22}|^2}{K(K+1) \left[1 - \frac{3}{4} \frac{K(K+1)}{(4K^2-1)(2K+3)} \right]} \cdot \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\Delta_k - 2\omega)^2} \quad (10)$$

Точки $A(A')$ и $E(E')$ при рассеянии под выбранными углами не вносят вклада в когерентную часть интенсивности.

е) Рассмотрим еще случай, когда в точках $A(A)$ и $E(E')$ дополнительно к "сильным" накладываются перпендикулярные им "слабые" поля (электрическое, либо магнитное), которые смешивают уровни с $\Delta m = \pm 1$. В данной ситуации зависимость интенсивности рассеянного света от величины "слабых" полей будет аналогична рассмотренной в пункте в).

II. Влияние внешних полей на интенсивность участка спектра

Рассмотрим теперь, как влияют интерференционные эффекты на интенсивность узкого участка вращательной полосы резонансно рассеянного света (переходы из промежуточного

состояния с $|\Lambda| = 1$ в конечное состояние с $\Lambda = 0$). Известно, что в зависимости от соотношения между ротационными постоянными B_1 и B_2 возбужденного и конечного состояний молекулы имеются части вращательных полос, состоящие либо только из линий ветви R, либо только из линий ветви P, что показано на рис. 6а и 6в. Здесь мы рассмотрим случай, когда разность $B_1 - B_2$ не слишком мала, что обычно и имеет место для электронных переходов. При этом упомянутая выше часть полосы ограничена квантом, которому отвечает значение момента промежуточного состояния порядка одного или нескольких десятков ($K_0 = \frac{B_1 + B_2}{2|B_2 - B_1|}$). Выберем теперь из указанной части спектра "вдали" от кванта узкий участок $\Delta\nu$. Линиям, которые в него входят, отвечают промежуточные состояния с моментами, принадлежащими интервалам (K_1, K_2) и (K_3, K_4) , причем $K_2 - K_1 = K_4 - K_3 \ll K_3 - K_2$, и величина $K_2 - K_1$ равна нескольким единицам. Для простоты мы ограничимся случаем, когда величина $K_3 - K_2$ достаточно велика и интенсивность выбранного спектрального участка будет определяться лишь интенсивностью линий, соответствующих интервалу (K_1, K_2) , поскольку интенсивность остальных линий пренебрежимо мала ($e^{-\nu_1 \frac{K_2(K_2+1)}{kT}} \gg e^{-\nu_1 \frac{K_3(K_3+1)}{kT}}$).

При помещении рассеивающего газа во внешние поля возможны два типа ситуаций. Первый тип - это когда интерференционные пики в интенсивностях различных линий имеют место при одних и тех же значениях внешних полей (см. первую часть пунктов а, б, г и точку С пункта д). Второй тип - когда положение интерференционного пика меняется от линии к линии (см. пункт в и точки A(A'), B(B'), D(D'), E(E') пункта д). В первом случае, поскольку интерференционные пики в интенсивностях отдельных линий обладают неодинаковыми ширинами, интерференционный пик в суммарной интенсивности участка имеет ступенчатую форму. Во втором случае в интенсивности участка, как функции, например, магнитного поля, будет наблюдаться ряд пиков, вносимых отдельными линиями. Расстояние между вершинами соседних пиков по порядку величины равно $\frac{2K\Delta_\nu}{\mu_0}$, а их ширины имеют порядок $\frac{K^2\Gamma}{\mu_0}$ (см. ниже). Поэтому перекрывание пиков определяется соотношениями между Δ_ν и Γ , а также теми значениями K , которые принадлежат интервалу (K_1, K_2) .

Из сказанного выше следует, что, измеряя интенсивность участка спектра как функцию внешних полей, можно получить почти такую же информацию, как и при измерении интенсивности отдельной линии, т.е. найти соотношение между величинами μ_0 , Γ , d_0 и Δ_ν . Теперь рассмотрим несколько конкретных ситуаций, в которых можно пренебречь смешиванием интересующих нас вращательных уровней промежуточного состояния ($\mu_0 H \ll 4K_1 B_1$ и $d_0 E \ll 4K_1 B_1$). Приводимые при этом формулы будут выписаны для таких углов, при которых интерференционные члены имеют особенно простой вид.

а) Если поместить газ во внешнее магнитное поле, то имеет место ситуация первого типа. При рассеянии под углами $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, $\phi_1 - \phi_2 = \pi/2$, когерентные члены в интенсивностях отдельных линий имеют форму резонансных пиков с ширинами $\Delta H = \frac{K(K+1)\Gamma}{2\mu_0}$. Зависимость же от внешнего поля интерференционных эффектов в суммарной интенсивности дается формулами

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = \frac{3}{80} \frac{\sum_K e^{-B_2 \frac{K(K+1)}{kT}} \frac{(K+1)(2K^2+2K+3)}{K(2K-1)} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\mu_0^2 H^2 / K^2} (K+1)^2}{\sum_K e^{-B_2 \frac{K(K+1)}{kT}} (K+1) \left[1 + \frac{1}{80} \frac{2K^2+2K+3}{K(2K-1)} \right]} \quad (11)$$

для участка из линий ветви R,

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = \frac{3}{80} \frac{\sum_K e^{-B_2 \frac{K(K+1)}{kT}} \frac{K(2K^2+2K+3)}{(K+1)(2K+3)} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\mu_0^2 H^2 / K^2} (K+1)^2}{\sum_K e^{-B_2 \frac{K(K+1)}{kT}} K \left[1 + \frac{1}{80} \frac{2K^2+2K+3}{(K+1)(2K+3)} \right]} \quad (12)$$

для участка из линий ветви P.

б) Поместим теперь газ в "слабое" электрическое поле, в котором можно пренебречь как смешиванием компонент Λ -дублета вращательных уровней промежуточного состояния, так и смешиванием самих вращательных уровней. Такое требование эквивалентно условию $|d_0 E| \ll \min\{2\Delta_{K_1} K_1 (K_1+1), 4K_1 B_1\}$. Здесь снова имеет место ситуация первого типа. При рассеянии под углами $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, $\phi_1 - \phi_2 = \pi/2$ возникают резонансные пики с ширинами $\Delta E = \frac{K(K+1)}{d_0} \sqrt{\Gamma \Delta_k}$, а кривая зависимости полной интенсивности спектрального участка от поля обладает ступенчатой формой:

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = \frac{3}{80} \frac{\sum_K e^{-B_2 \frac{K(K+1)}{kT}} \frac{(K+1)(2K^2+2K+3)}{K(2K-1)} \sum_m |C_{K_m K - m + 2}^{22}|^2 \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \left[\frac{E^2 d_0^2 (m-1)^2}{K^2 (K+1)^2 \Delta_k} \right]^2}}{\sum_K e^{-B_2 \frac{K(K+1)}{kT}} (K+1) \left[1 + \frac{1}{80} \frac{2K^2+2K+3}{K(2K-1)} \right]} \quad (13)$$

для ветви R,

$$\frac{I_{\text{ког}}}{I_{\text{нек}}} = \frac{3}{80} \frac{\sum_K e^{-B_2 \frac{K(K+1)}{kT}} \frac{K(2K^2+2K+3)}{(K+1)(2K+3)} \sum_m |C_{K_m K - m + 2}^{22}|^2 \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \left[\frac{E^2 d_0^2 (m-1)^2}{K^2 (K+1)^2 \Delta_k} \right]^2}}{\sum_K e^{-B_2 \frac{K(K+1)}{kT}} K \left[1 + \frac{1}{80} \frac{2K^2+2K+3}{(K+1)(2K+3)} \right]} \quad (14)$$

для ветви P.

Как и в предыдущем пункте, суммирование ведется по всем K из интервала (K_1, K_2) .

в) Теперь рассмотрим ситуацию, когда газ находится в "средних" магнитных

полях, т.е. $\frac{\mu_0 H}{K(K+1)} \approx 2\Delta_k = 2\Delta K(K+1)$. Условие несмешивания соседних вращательных уровней имеет при этом вид

$$2\Delta K_2^2(K_2+1)^2 \ll 4K_1 V_1, \quad (15)$$

при $V_1 = 10^{-4}$ эв и $K_1, K_2 = 10$ неравенство (15) оказывается выполненным, если

$$\Delta \ll \frac{2V_1}{K_2(K_2+1)^2} = 10^{-6} \text{ эв.}$$

Выписанные ниже формулы справедливы именно для таких молекул. В рассматриваемой области полей для каждого из уровней имеют место точки пересечения с $\Delta m = \pm 1$, положение которых зависит от K (см. выражение (6) первой части). Поскольку при наложении "слабого" электрического поля в окрестностях каждой такой точки будут возникать соответствующие интерференционные эффекты, то здесь мы имеем дело с ситуацией второго типа. При этом для вклада когерентных членов в суммарную интенсивность спектрального участка ($\theta_1 = 0$, $\theta_2 = \arccos \frac{1}{\sqrt{3}}$, углы ϕ_1 и ϕ_2 произвольны) имеют место следующие выражения:

$$\frac{I \text{ ког}}{I \text{ нек}} = -6 \frac{\sum_K e^{-V_2 \frac{K(K+1)}{kT}} \sum_m \frac{V_K^2(m) [3m^2 - K(K+1)](K+1)}{(4K^2 - 1)(2K+3) [\Gamma^2 + 4(\Delta_K'^2 + V_K^2(m))]} }{\sum_K e^{-V_2 \frac{K(K+1)}{kT}} (K+1)}, \quad (16)$$

если участок относится к ветви R,

$$\frac{I \text{ ког}}{I \text{ нек}} = \frac{-6 \sum_K e^{-V_2 \frac{K(K+1)}{kT}} \sum_m \frac{V_K^2(m) [3m^2 - K(K+1)]K}{[\Gamma^2 + 4(\Delta_K'^2 + V_K^2(m))] (4K^2 - 1)(2K+3)}}{\sum_K e^{-V_2 \frac{K(K+1)}{kT}} K}, \quad (17)$$

если участок относится к ветви P.

Выражения для $V_K^2(m)$ и Δ_K' приводились выше (см. формулы (6)).

г) При рассмотрении явлений в сильных внешних полях необходимо, вообще говоря, учитывать смешивание интересующих нас вращательных уровней, что значительно усложняет расчеты. Поскольку из приведенных в предыдущих пунктах формул уже можно в принципе получить все соотношения между величинами μ_0 , Γ , d_0 и Δ_K , на рассмотрении случаев с сильными внешними полями мы останавливаться не будем.

Выше мы всюду считали, что в отсутствие внешних электрических полей уровни Λ -дублета обладают определенными четностями. Это могло бы оказаться не так, если

бы существовали не сохраняющие четность взаимодействия, которые смешивали бы Λ -дублетные уровни уже в первом порядке^{x)}. К таким взаимодействиям относятся не сохраняющие четность слабые взаимодействия через нейтральные токи и взаимодействия, связанные с наличием у электронов и ядер электрических дипольных моментов. Непосредственные оценки при использовании экспериментальных данных для верхних границ электрических дипольных моментов электронов и нуклонов и при разумном ограничении на величину безразмерной константы слабого взаимодействия через нейтральные токи, показывают, что ожидаемое смешивание пренебрежимо мало.

Авторы рады поблагодарить В.Л. Любошица за ценные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. М.И. Подгорецкий, О.А. Хрусталева. УФН, 81, 217 (1963).
2. F.D. Colegrove et. al. Phys. Rev. Letters, 3, 420 (1959).
3. H.R. Hirsch Bull. Am. Phys. Soc., 5, 274 (1960).
4. M.E. Rose and R.L. Carvillano, Phys. Rev., 122, 1185 (1961).
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика, Физматгиз, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 августа 1966 г.

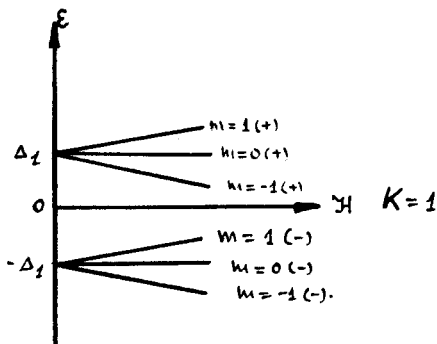


Рис. 1

^{x)} Обычное слабое взаимодействие может смешивать рассматриваемые уровни только во втором порядке, и его влиянием можно пренебречь.

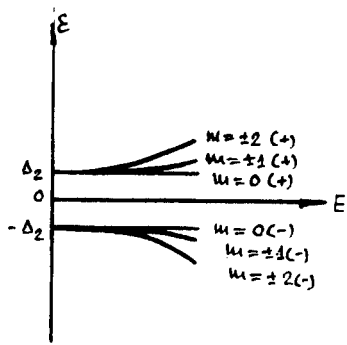


Рис. 2

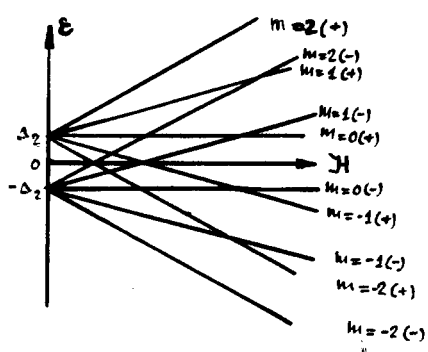


Рис. 3

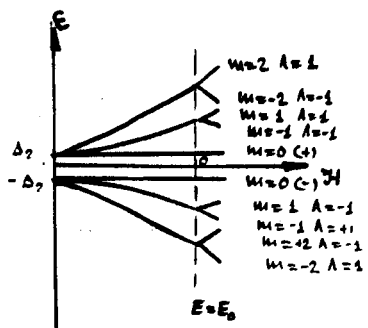


Рис. 4

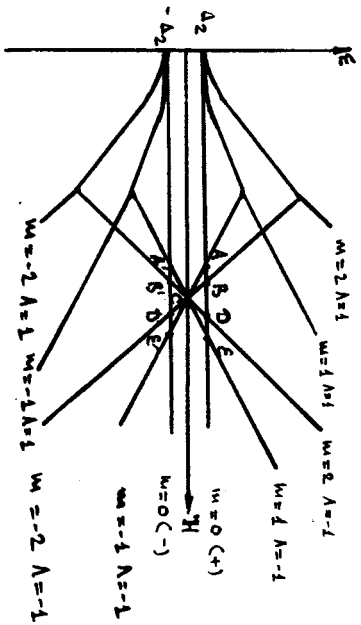


Fig. 5

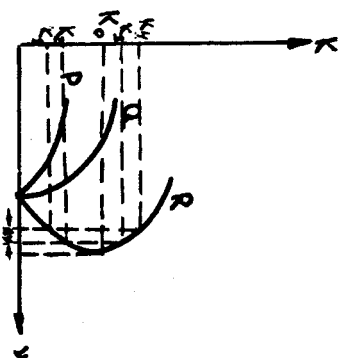


Fig. 6a

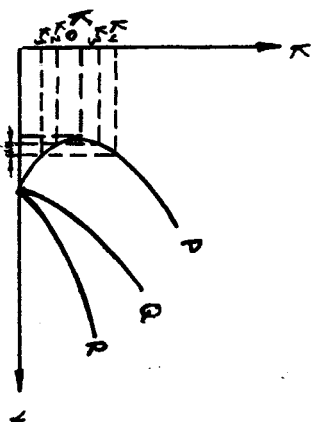


Fig. 6b