

· УДК 535.2

## СУЖЕНИЕ КОНТУРА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ВЫСТРАИВАНИЕМ ПРИ ПЛЕНЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

*M. Чайка*

Рассматривается влияние «скрытого» выстраивания на контур линии излучения. Следствием этого влияния оказывается зависимость пленения излучения, а следовательно, и продолжительности жизни состояния от магнитного поля.

Настоящая статья является продолжением работы [1], в которой рассматривается «скрытое» выстраивание и его влияние на поглощение света. Ниже рассматривается влияние скрытого выстраивания на контур линии излучения и некоторые следствия, вытекающие из этого явления.

Спектральный контур линии излучения паров формируется под влиянием следующего ряда факторов: естественной ширины линии излучения атомов, распределения частот, связанного с движением атомов, — допплеровского уширения, поглощения и диффузии излучения, уширения давлением. Выстраивание или ориентация атомов обычно во внимание не принимаются, а этот фактор тоже оказывает влияние на спектральное распределение излучения системы атомов. Если в изотропном ансамбле атомов (такой ансамбль характеризуется только одной компонентой матрицы плотности  $\rho_0^{(0)}$ ) каждый атом имеет одинаковую вероятность поглотить (или излучить) свет независимо от направления последнего, то вероятность поглощения (или излучения) выстроенным ансамблем атомов анизотропна, и эта анизотропия, как будет показано ниже, приводит к изменению спектрального состава света.

Рассмотрим сначала атомы с возбужденным состоянием, характеризуемым угловым моментом  $J=0$ . Состояние с  $J=0$  ни выстраиванием, ни ориентацией обладать не может. Осветим эти атомы параллельным пучком резонансного света. В перпендикулярном относительно падающего света направлении ансамбль излучает линию гауссовой формы с шириной, известным образом связанный с температурой атомов

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2RT \ln 2}{\mu}}.$$

Спектр излучения не зависит от спектрального состава облучающего света. Иное дело в направлении облучения: спектр излучения будет зависеть как от контура поглощения пара, так и от спектрального состава падающего света. При облучении монохроматическим светом излучение в направлении падающего света также будет монохроматическим (в предположении, что ширина основного уровня равна нулю). Если контур линии поглощения много больше естественного, то излучение в направлении, обратном падающему свету, имеет спектральную ширину, равную удвоенной естественной ширине линии [2]. При произвольном спектральном распределении падающего света  $I(\nu)$  линия излучения  $I(\nu)$  по направлению падающего света определится как

$$I(\nu) \sim \mathcal{I}(\nu) k(\nu).$$

Линия излучения в обратном направлении уширена двойной естественной шириной. В среднем атомы испускают свет со спектральным распределением более узким, чем линия поглощения паров.

Переизлученная линия еще больше отличается от контура линии поглощения, если верхнее состояние обладает выстраиванием. В самом деле, линия, излученная в направлении падающего света, сужена, как и в первом случае. Но в отличие от первого случая вероятность излучения зависит от угла, и она наибольшая именно в том направлении, какое имел облучающий свет. Это означает, что большая доля света, чем в первом случае, имеет узкое спектральное распределение; следовательно, среднее спектральное распределение излучения выстроенного ансамбля более узкое, чем изотропного. Заметим, что сказанное справедливо, если рассматривается излучение атома на том же переходе, которым атомы были возбуждены; контур линии, соответствующей другому переходу, может быть и шире, чем контур изотропного излучателя.

Обнаружить непосредственно различие контуров линии при переизлучении состояниями с различными  $J$  очень трудно. Явление имеет место при диффузии излучения, а в этих условиях наблюдаемый контур линии искажен поглощением. Точно рассчитать его практически невозможно, так как он зависит от целого ряда причин, и сложнее всего — от геометрической формы сосуда. Однако влияние выстраивания на контур линии можно обнаружить, наложив на ансамбль атомов магнитное поле, величина которого

$$H \geq \frac{1}{\gamma g};$$

магнитное поле частично разрушит выстраивание, наблюдаемый контур деформируется, ширина его увеличивается. Можно также наблюдать контур линии поглощения, нижним уровнем которой является выстроенное состояние.

Спектральный состав света, переизлученного ансамблем атомов, поддается оценке, и можно проследить как роль выстраивания, так и разрушения этого выстраивания магнитным полем.

Интенсивность света и ее спектральное распределение могут быть найдены, если известна матрица плотности как функция скорости атомов. В [1] получено выражение для матрицы плотности состояния с  $J=1$  (основное состояние атома имеет  $J=0$ ) подансамблем атомов с заданной скоростью при возбуждении линией допплеровской формы. Предполагалось, что излучение изотропно, т. е. интенсивность облучающего света не зависит от его направления, естественная ширина много уже допплеровского уширения. Матрица записана в системе координат, связанной с направлением движения атомов, и усреднена по направлениям магнитного поля, так как вектор скорости атомов составляет все возможные углы с направлением магнитного поля.

Матрица содержит только два члена

$$\left. \begin{aligned} \bar{\rho}_0^{(0)} &= \frac{16\pi^2}{3\gamma_0} I_0 dN(v) P(v), \\ \bar{\rho}_0^{(2)} &= \frac{8\pi^2}{15\gamma_2 \sqrt{10}} J_0 dN(v) L(v) \left\{ 1 + 2 \operatorname{Re} \left( \frac{1}{1 - 2i\Omega/\gamma_2} + \frac{1}{1 - i\Omega/\gamma_2} \right) \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$P(v) = \int_0^{\pi/2} e^{-\frac{v^2}{a^2} \cos^2 \vartheta_1} \sin \vartheta_1 d\vartheta_1, \quad L(v) = \int_0^{\pi/2} e^{-\frac{v^2}{a^2} \cos^2 \vartheta_1} (2 - 3 \sin^2 \vartheta_1) \sin \vartheta_1 d\vartheta_1. \quad (2)$$

Величины  $P(v)$  и  $L(v)$  имеют определенный физический смысл.  $P(v)$  — не что иное, как зависимость вероятности возбуждения от скорости. Если в основном состоянии атомы были бы распределены по скоростям равномерно, а не по максвелловскому закону,  $P(v)$  представляло бы распределение возбужденных атомов по скоростям. В общем случае это

поправочный коэффициент к распределению, а само распределение описывается произведением  $N(v) P(v)$ .  $L(v)$  — то же самое, но не для населения, а для выстраивания. Распределение выстраивания возбужденных атомов по скоростям  $N(v) L(v)$ .

Интенсивность излучения определяется выражением [3]

$$I_n(e) = (-1)^{J_1+J_0} \sum_x (2x+1) \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ J_1 & J_1 & J_0 \end{Bmatrix} \sum_q (-1)^q \rho_q^x \Phi_q^x(e), \quad (3)$$

в нашем случае  $J_1 = 1$ ,  $J_0 = 0$ . Интенсивность излучения атомами, движущимися со скоростью  $v$

$$\begin{aligned} I_n(v) = & \frac{16\pi^2}{9\gamma_0\sqrt{3}} I_0 dN(v) P(v) + \\ & + \frac{8\pi^2}{50\gamma_2\sqrt{3}} I_0 d \left\{ 1 + \frac{2}{1 + \frac{4\Omega^2}{\gamma_2^2}} + \frac{2}{1 + \frac{\Omega^2}{\gamma_2^2}} \right\} (1 - \cos^2 \vartheta) N(v) L(v). \end{aligned} \quad (4)$$

Это интенсивность в заданном направлении, в двух ортогональных поляризациях. Интегральная интенсивность света, излученного атомами, имеющими скорость  $v$ , найдется интегрированием по углам

$$I = \int_{\vartheta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} I_n(\vartheta, \varphi, v) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi.$$

Частота света связана с углами, определяющими направление излучения относительно направления движения атомов соотношением

$$\nu = \nu_0 (1 - v \cos \vartheta / c)$$

и если обозначить  $\delta\nu = \nu - \nu_0$ , то  $\cos \vartheta = \delta\nu c / \nu_0 v$ .

Используя связь между  $\vartheta$  и  $\nu$  и независимость  $I_n$  от  $\varphi$ , находим распределение излученной радиации по частотам

$$I(\delta\nu, v) = 2\pi \int_{\vartheta=0}^{\pi} I_n(\vartheta, v) \delta\left(\delta\nu - \frac{\nu_0 v}{c} \cos \vartheta\right) \sin \vartheta d\vartheta,$$

где  $\delta\left(\delta\nu - \frac{\nu_0 v}{c} \cos \vartheta\right)$  — делта-функция,

$$I(\delta\nu, v) = \frac{2\pi c}{\nu_0 v} I_n(\vartheta(\delta\nu, v), v). \quad (5)$$

Используя явное выражение для  $I_n$  (4) и положив  $a = a_0$  ( $a_0$  — наиболее вероятная скорость,  $a_0 = \Delta\nu_{DC}/\nu_0 \sqrt{\ln 2}$ ), получаем

$$\begin{aligned} I(\delta\nu) = & \frac{32\pi I_0 dN_0 c}{9\gamma_0 a_0^2 \sqrt{3} \nu_0} \int_{v=\frac{c\delta\nu}{\nu_0}}^{v=\infty} e^{-v^2/a_0^2} \Phi\left(\frac{v\sqrt{2}}{a_0}\right) dv + \\ & + \frac{4\pi I_0 dN_0 c}{45\sqrt{3} a_0 \gamma_2 \nu_0} \left\{ 1 + \frac{2}{1 + \frac{4\Omega^2}{\gamma_2^2}} + \frac{2}{1 + \frac{\Omega^2}{\gamma_2^2}} \right\} \times \\ & \times \int_{v=c\delta\nu/\nu_0}^{v=\infty} v e^{-v^2/a_0^2} \left[ \left( \frac{3}{2} \frac{a_0^2}{v^2} - 1 \right) \Phi\left(\frac{v}{a_0}\sqrt{2}\right) - \frac{3}{\sqrt{\pi}} \frac{a_0}{v} e^{-v^2/a_0^2} \right] \left[ 1 - 3 \left( \frac{\delta\nu c}{\nu_0 v} \right)^2 \right] dv. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $\Phi\left(\frac{v}{a_0}\sqrt{2}\right)$  — интеграл вероятности. Нижний предел интегрирования связан с  $\delta\nu$ , т. к.  $\cos \vartheta \leqslant 1$ .

На рисунке приведена  $I(\delta\nu)$  отдельно для обоих слагаемых (в разных масштабах) и для сравнения допплеровский контур линии поглощения.

Кривая 1, построенная для первого члена формулы (6) и определяемая компонентой матрицы плотности  $\bar{\rho}_0^{(0)}$ , описывает также контур излучения состояния с  $J=0$ .

Интенсивность для каждой частоты можно рассматривать состоящей из двух частей

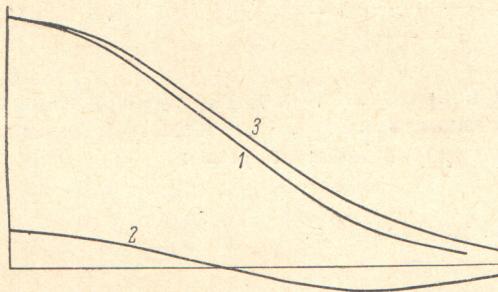
$$I(\delta\nu) = I_0(\delta\nu) + f(\Omega) \Delta I(\delta\nu),$$

из которых только вторая зависит от магнитного поля. Первая часть намного превышает вторую. Зависящая от поля часть интенсивности при интегрировании по всем частотам обращается в ноль. Следовательно, если для одних частот эта добавка интенсивности положительна, то для других отрицательна. В рассматриваемом случае интенсивность возрастает в центре линии и падает по краям: линия сужается. Излучение на другом переходе характеризуется другой матрицей излучения и  $\Delta I$

может иметь другой знак: линия уширяется.

Замечательно, что  $\Delta I(\delta\nu, H) = -f(\Omega)\Delta I(\delta\nu)$  на всех частотах изменяется с магнитным полем по одному и тому же закону

$$\begin{aligned} f(\Omega) = \\ = & \left\{ 1 + \frac{2}{1 + 4\Omega^2/\gamma_2^2} + \frac{2}{1 + \Omega^2/\gamma_2^2} \right\}. \end{aligned}$$



Контур переизлученной линии при  $H=0$  ( $\Omega=0$ ).

1 — основная часть; 2 — добавка, связанная с выстраиванием (масштаб увеличен относительно (1) в  $8 \gamma_2/\gamma_0$  раз); 3 — контур линии поглощения.

распределение излучения. Кроме того, не учитывалось изменение скорости возбужденного атома при столкновениях. Деполяризация столкновениями без изменения скорости учитывается членом  $\gamma_2$ .

Связь контура линии переизлучения с выстраиванием и, следовательно, с магнитным полем, имеет одно существенное следствие. Пленение излучения, т. е. среднее число перепоглощений фотона до его выхода из объема паров, зависит от соотношения контуров линий поглощения и переизлученного света. Выстраивание сужает контур переизлучения, что приводит к увеличению поглощения и, следовательно, к увеличению среднего времени жизни атома в возбужденном состоянии. Магнитное поле частично разрушает выстраивание, откуда следует, что средняя продолжительность жизни и концентрация атомов в возбужденном состоянии зависят от внешнего магнитного поля.

Оценить изменение населенности при наложении магнитного поля трудно. Контур линии при диффузии излучения меняется от точки к точке в объеме паров, зависит от направления распространения света и зависит еще от целого ряда факторов, таких как геометрическая форма сосуда, концентрации атомов, распределения возбуждения по объему и т. д. Суждение о величине изменения можно вынести на основании работ [1, 4]. Рассчитанное в [1] изменение поглощения возбужденным выстроенным состоянием при наложении магнитного поля можно интерпретировать в рамках обсуждаемой модели следующим образом: под влиянием магнитного поля меняется контур поглощения, в то время как контур линии излучения с уровня  $J=0$  от магнитного поля не зависит. Если меняется контур линии излучения или линии поглощения, меняется интегральное поглощение. В [1] интегральное изменение поглощения вычислено в предположении постоянной населенности промежуточного возбужденного уровня (2), и оно оказалось порядка долей процента. По-видимому, изменение населенности магнитным полем имеет тот же порядок величины.

Попытаемся найти закон, по которому меняется населенность в магнитном поле. Он представляет больший интерес, чем оценка величины изменения.

Населенность уровня определяется компонентой матрицы плотности  $\rho_0^{(0)}$ , ее величина зависит от интеграла  $P(v)$ , выражение для которого при облучении линией допплеровской формы приведено выше (2). При облучении линией произвольной формы его можно записать как

$$P(v) = \int_{\delta v=0}^{\pi/2} I(\vartheta, \delta v) \delta \left( \cos \vartheta - \frac{\delta v c}{v_0 \vartheta} \right) \sin \vartheta d\vartheta. \quad (7)$$

Пренебрежем зависимостью интенсивности света от направления его распространения, т. е. будем считать излучение внутри объема изотропным, хотя это и не совсем верно. Тогда, учитывая связь между  $\vartheta$ ,  $\delta v$  и  $v$ , получим

$$P(v) = \int_{\delta v=0}^{\delta v=v_0 v/c} I(\delta v) \frac{c}{v_0 v} d\delta v. \quad (8)$$

Единственной величиной в выражении для  $\rho_0^{(0)}$ , зависящей от магнитного поля, является  $I(\delta v)$ . Задача сводится к отысканию  $I(\delta v)$  как функции  $H$ . Найдем  $I(\delta v)$  в центре сферического сосуда радиуса  $R$ , заполненного излучающими парами. Построим следующую модель плена излучения: первоначальная причина возбуждает (равномерно по объему) атомы, которые затем излучают свет с какой-то конечной спектральной шириной. Конкретное распределение интенсивности по частотам нас интересовать не будет. Часть этого света достигает фиксированного места, часть поглощается парами, часть выходит через стенки наружу или поглощается ими.

При поглощении света парами возникает скрытое выстраивание, которое влияет на контур переизлученного света. Как показано выше, форма контура является функцией магнитного поля. Часть переизлученного света достигает интересующей нас точки, часть поглощается. Поглощенный свет претерпевает опять те же превращения.

В расчете сделаны два упрощения: принято, что после каждого следующего переизлучения под действием поглощения формируется новый контур линии, одинаковый во всем объеме; не принимается во внимание макроскопическая анизотропия излучения, возникающая при наложении магнитного поля (при более подробном рассмотрении оказывается, что изменения в спектре при очередном переизлучении являются функцией не только величины магнитного поля, но и угла между направлениями магнитного поля и распространения света. В расчете фигурирует усредненная по всем направлениям величина).

Схема расчета будет состоять в том, что от каждого последующего излучения (первичного излучения  $I_0$ , однажды переизлученного света  $I_1$  и т. д.) находится спектральный контур света, дошедшего до рассматриваемой точки  $I_i$ . Контур определяется двумя факторами — формой линии поглощения  $k_{\delta v}$  и спектральным составом падающего света, т. е. контуром переизлученной линии  $I_i$ . Последний каждый раз приходится находить заново, так как он зависит от облучающего света. Сумма  $\sum_i I_i(\delta v)$  бесконечного числа убывающих по величине членов и представит результирующее распределение.

Поскольку цель рассмотрения — выделить форму зависимости от магнитного поля, будем каждый раз разделять величины, зависящие и не зависящие от него.

От первичного излучения до центра сосуда дойдет свет

$$I_0(\delta v) = 4\pi \int_{r=0}^R I_0(\delta v) e^{-k_{\delta v} r} dr = 4\pi I_0(\delta v) \frac{e^{-k_{\delta v} R} - 1}{k_{\delta v}} = M(\delta v) I_0(\delta v). \quad (9)$$

Поглощенный в первый раз свет переизлучается в виде (4)

$$I_1(\delta\nu) = \int_{v=\delta\nu c/\nu_0}^{\infty} \left\{ \alpha N(v) P_0(v) + f(\Omega) \beta \left[ 1 - 3 \left( \frac{\delta\nu c}{\nu_0 v} \right)^2 \right] N(v) L_0(v) \right\} dv, \quad (10)$$

где

$$P_0(v) = \int_{\delta\nu=0}^{v\nu_0/c} I_0(\delta\nu) \frac{c}{v\nu_0} d\delta\nu, \quad (11)$$

$$L_0(v) = \int_{\delta\nu=0}^{v\nu_0/c} I_0(\delta\nu) \left[ 1 - 3 \left( \frac{\delta\nu c}{\nu_0 v} \right)^2 \right] \frac{c}{v\nu_0} d\delta\nu. \quad (12)$$

Представим  $I_1(\delta\nu)$  в виде

$$I_1(\delta\nu) = A_1 + f(\Omega) B_1. \quad (13)$$

Расчет, проведенный выше для частного случая (см. рисунок), показывает, что

$$A_1 \gg B_1. \quad (14)$$

Однажды переизлученный свет дает в центре сосуда контур

$$I_1(\delta\nu) = \int_{r=0}^R I_1(\delta\nu) e^{-k\delta\nu r} dr = M(\delta\nu) I_1(\delta\nu).$$

Дважды переизлученный свет  $I_2(\delta\nu)$  найдем по той же формуле (10), заменив  $P_0(v)$  на  $P_1(v)$  и  $L_0(v)$  на  $L_1(v)$ ;  $P_1(v)$  и  $L_1(v)$  найдем из (11) и (12), заменив  $I_0(\delta\nu)$  на  $I_1(\delta\nu)$

$$P_1(v) = \int_{\delta\nu=0}^{v\nu_0/c} A_1 \frac{c}{v\nu_0} d\delta\nu + f(\Omega) \int_{\delta\nu=0}^{v\nu_0/c} B_1 \frac{c}{v\nu_0} d\delta\nu = P_1^{(1)}(v) + f(\Omega) P_1^{(2)}(v).$$

Подобным же образом найдем для  $L(v)$

$$L_1(v) = L_1^{(1)}(v) + f(\Omega) L_1^{(2)}(v).$$

Следствием неравенства (14) являются неравенства

$$P_1^{(1)} \gg P_1^{(2)}, \quad L_1^{(1)} \gg L_1^{(2)}. \quad (15)$$

Очевидно,  $I_2(\delta\nu)$  может быть представлено в виде

$$I_2(\delta\nu) = A_2 + f(\Omega) B_2 + [f(\Omega)]^2 C_2,$$

где, в силу неравенств (14) и (15)

$$A_2 \gg B_2 \gg C_2.$$

Кроме того, так как в каждом последующем переизлучении участвует все меньшее света:

$$A_1 > A_2; \quad B_1 > B_2.$$

До центра сосуда доходит часть дважды переизлученного света (9)

$$I_2(\delta\nu) = M(\delta\nu) (A_2 + f(\Omega) B_2 + [f(\Omega)]^2 C_2).$$

В следующем приближении будет добавляться член с более высокой степенью  $f(\Omega)$ , умноженный на еще меньший коэффициент. Складывая все  $I_i(\delta\nu)$ , получим результирующий контур в центре сосуда

$$I(\delta\nu) = M(\delta\nu) \left\{ I_0(\delta\nu) + \sum_{i=1}^{\infty} A_i + f(\Omega) \sum_{i=1}^{\infty} B_i + [f(\Omega)]^2 \sum_{i=2}^{\infty} C_i + \dots \right\}.$$

Интенсивность света на каждой частоте содержит какую-то постоянную часть, малую добавку, зависящую от поля по закону  $f(\Omega)$ , и совсем малые добавки, более сложно зависящие от магнитного поля, которыми можно пренебречь. Подставляя первые три члена  $I(\delta\omega)$  в (8), результат этой подстановки — в (1), видим, что населенность уровня может быть представлена в виде

$$N = N^{(1)} + N^{(2)} \left\{ \frac{1}{1 + 4\Omega^2/\gamma_2^2} + \frac{1}{1 + \Omega^2/\gamma_2^2} \right\}.$$

Эта формула показывает, что населенность  $\bar{\rho}_0^{(0)}$  благодаря пленению излучения зависит от магнитного поля ( $\Omega$ ) по тому же закону, что и выстраивание  $\bar{\rho}_0^{(2)}$ , и пленение излучения на резонансном переходе не вносит особенностей в поглощение изотропного света возбужденным выстроенным состоянием.

Автор благодарен Д. А. Варшаловичу за стимулирующую дискуссию и Ю. М. Голубеву за ряд указаний.

#### Литература

- [1] М. Чайка. Опт. и спектр., 30, 822, 1971.
- [2] Н. Holt. Phys. Rev. Lett., 19, 1275, 1967; 20, 410, 1968.
- [3] М. И. Дьяконов. ЖЭТФ, 47, 2213, 1964.
- [4] X. Каллас, М. Чайка. Опт. и спектр., 27, 694, 1969.

Поступило в Редакцию 6 января 1971 г.