

ИСКАЖЕНИЯ СИГНАЛА ПЕРЕСЕЧЕНИЯ УРОВНЕЙ
ПЛЕНЕНИЕМ

М. П. Чайка

Рассматривается влияние пленения излучения на сигналы выстраивания. Строится модель пленения излучения. Она не претендует ни на строгость, ни на полноту, но она удобна для рассмотрения выбранного круга задач. На ее основании выводится формула для сигнала Ханле с учетом пленения излучения с разрешенной сверхтонкой структурой. Затронут вопрос о пленении излучения в конечных объемах.

Давно известно, что сигналы пересечения уровней искажаются плением. Сужение сигналов плением неоднократно наблюдалось в экспериментах. В работе [1] рассчитано время затухания выстраивания и ориентации в случае пленения излучения в бесконечном объеме на переходе между двумя уровнями. В работе [2] выводится формула для времени распада когерентности при плении на нескольких переходах с общим верхним уровнем. В настоящей работе непосредственно вычисляется

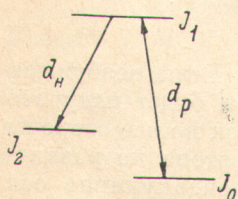


Рис. 1. Обозначения переходов в атоме.

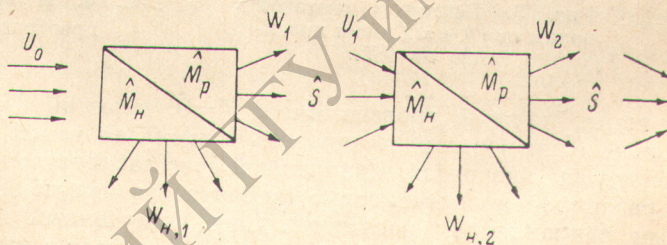


Рис. 2. Схема расчета преобразования света при плении излучения.

форма сигнала Ханле в условиях пленения излучения несколькими нижними состояниями.

Рассмотрим пление излучения в ансамбле атомов, обладающих только тремя устойчивыми состояниями (рис. 1): основным, метастабильным и возбужденным. Каждое из них может обладать своей структурой, например сверхтонкой. Спонтанное излучение с переходом атома из возбужденного состояния в основное назовем резонансным, его вероятность обозначим через d_p , а излучение с переходом в метастабильное состояние — наблюдаемым, его вероятность — d_n , и пусть $d_p + d_n = 1$. Предположим, что метастабильный уровень разрушается безызлучательным переходом на основной, так что оптической накачки на него нет, т. е. его заселенностью и, следовательно, поглощением наблюдаемого излучения можно пренебречь. Особенности поглощения света движущимися атомами, приводящие к скрытому выстраиванию [9], не будут приняты во внимание.

Для описания пленения излучения можно составить и решить уравнение, как это обычно и делается [1], а можно составить ряд и обойтись его суммированием. Оба пути совершенно идентичны, и даже в математическом отношении отличаются очень мало. Чтобы напомнить суть задачи и ввести обозначения, рассмотрим цепочку преобразований света в ансамбле атомов.

Внешний источник света резонансной частоты облучает атомы, и в результате поглощения света атомы переходят в возбужденное состояние. Свет, излученный при распаде этого состояния на основное, снова поглощается, а при распаде на метастабильное выходит из объема и может быть зарегистрирован приемником (рис. 2).

Для того чтобы найти сигнал (т. е. зависимость интенсивности наблюдаемого света с заданной поляризацией от магнитного поля), нужно найти изменение характеристик светового поля от одного поглощения света до следующего. Это изменение можно рассматривать как двухступенчатое. Первая ступень связана с преобразованием света атомом, вторая обязана пространственной структуре излучения и связана с поперечностью световой волны. Пояснить этот процесс преобразования лучше всего на примере: пусть резонансная линия атома обладает нормальным эффектом

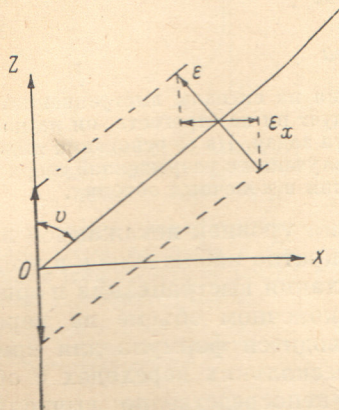


Рис. 3. Вектор ϵ световой волны при $\theta \neq \pi/2$ имеет проекцию на Ox .

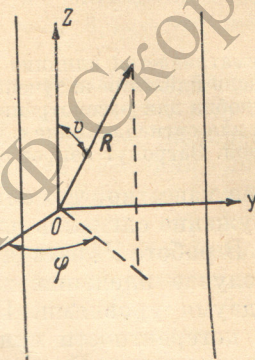


Рис. 4. К выводу матрицы преобразования $\hat{S}$.

Зеемана, нижний уровень имеет $J=0$, верхний $J=1$. Если возбужден только один верхний подуровень с $m=0$, то такой атом будет излучать только на π -переходе. Излученный свет распространяется во все стороны с различной интенсивностью (вероятность излучения фотона по различным направлениям различна). Свет, излученный перпендикулярно оси квантования, при поглощении атомом вызывает в нем только π -переходы, но распространяющийся под всеми другими углами может вызвать также и σ -переходы, так как в нем присутствует компонента ϵ_x (рис. 3). Вероятности возбуждения σ -переходов « π -светом» (а также и других комбинаций) могут быть вычислены для каждого угла, а затем усреднены по всем углам. Набор полученных величин опишет вторую ступень преобразования светового поля.

Общая схема решения задачи. Пусть U_0 — набор величин, характеризующих световое поле, которым облучается извне ансамбль атомов. Операцию преобразования света атомом обозначим через $\hat{M}$. Тогда свет, излученный атомом на резонансном переходе, может быть описан совокупностью величин W

$$W_1 = \hat{M}_p U_0 \quad (1)$$

и аналогично на наблюдаемом переходе

$$W_{n,1} = \hat{M}_n U_0. \quad (2)$$

«Наблюдаемое» излучение полностью выходит из объема, часть его достигает наблюдателя и дает вклад в сигнал, резонансное излучение полностью поглощается другими атомами. Как уже говорилось выше, при распространении света от излучающего атома до поглощающего его характеристики из-за поперечности световой волны меняются, и это преобразование мы обозначим оператором $\hat{S}$, в этот же оператор могут быть

включены потери света из-за выхода его из объема. Следовательно, при вторичном поглощении свет имеет характеристики

$$U_1 = \hat{S}W_1 = \hat{S}\hat{M}_p U_0. \quad (3)$$

Продолжая те же рассуждения, можно записать характеристики света после любого числа перепоглощений

$$\left. \begin{aligned} U_l &= (\hat{S}\hat{M}_p)^l U_0, \\ W_{n,l} &= \hat{M}_n (\hat{S}\hat{M}_p)^{l-1} U_0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Наблюдаемый свет определяется суммой величин

$$W_n = \sum_{l=1}^{\infty} W_{n,l} = \hat{M}_n \sum_{l=1}^{\infty} (\hat{S}\hat{M}_p)^{l-1} U_0. \quad (5)$$

Сумма ряда матриц, дитерминант которых меньше единицы, что в данном случае выполнено, может быть представлена в виде

$$\sum_{l=1}^{\infty} (\hat{S}\hat{M}_p)^{l-1} = (E - \hat{S}\hat{M}_p)^{-1},$$

т. е. в виде матрицы, обратной матрице $(E - \hat{S}\hat{M}_p)$, (E — единичная матрица). Таким образом,

$$W_n = \hat{M}_n (E - \hat{S}\hat{M}_p)^{-1} U_0. \quad (6)$$

Из тензора W_n уже нетрудно определить интенсивность света в любом направлении и в любой поляризации.

Характеристика светового поля. В формализме поляризационных моментов поляризационные характеристики светового поля описываются тензором Φ [3] с компонентами Φ_q^* . Мы уже ввели символы U (для описания света, облучающего атом) и W (для света, излучаемого атомом). Тензоры U и W отличаются от нормированного тензора Φ только постоянным множителем, характеризующим интенсивность. Можно пользоваться также поляризационной матрицей, компоненты которой есть усредненное по времени произведение проекций электрического вектора светового поля на круговые орты

$$I_{q_1 q_2} = \overline{\mathcal{E}_{q_1}(t) \mathcal{E}_{q_2}^*(t)}.$$

Преобразование от U (или W) к I такое же, как от Φ к $e_{q_1} e_{q_2}^*$ (см. формулу (5)).

При оценке влияния плетения на линии со сверхтонкой структурой нужно учесть еще и спектральные характеристики светового поля. В общем случае решить эту задачу пока не удастся, но она поддается описанию, когда сверхтонкие компоненты линии либо настолько тесны, что расстояние между ними намного меньше доплеровской ширины, либо больше доплеровской ширины, так что спектральные компоненты линии разрешены полностью, и когда естественная ширина уровня много меньше сверхтонкого расщепления. Последнее позволит не учитывать недиагональных по сверхтонким подуровням членов и характеризовать каждый из них своим тензором. Будем считать, что каждая разрешенная сверхтонкая компонента спектральной линии имеет свои поляризационные характеристики и интенсивность. Тогда полное световое поле будет описываться набором величин U (или W), каждая из которых имеет три индекса: κ, q, i ; последний индекс означает номер разрешенной сверхтонкой компоненты (индекс i с. т. компоненты линии совпадает с индексом с. т. подуровня нижнего состояния).

Поскольку спектральные характеристики света в принятой модели изменяются только при поглощении и последующем излучении света атомом, удобно начать расшифровку матриц формулы (6) с нахождения оператора преобразования света атомом.

Оператор преобразования света атомом $\hat{M}$

Определение оператора $\hat{M}$ можно провести в несколько этапов: нахождение тензора возбуждения $\mathcal{F}$ из характеристик светового поля и атома; определение поляризационных моментов ρ возбужденного состояния атома; определение характеристик светового поля, излученного атомом, W .

Пользуясь работой [3] и лишь несколько изменив формулы для того, чтобы они описывали поглощение в оптически толстом (бесконечном) слое, можно записать тензор возбуждения для перехода атома из состояния i в состояние k в виде

$$\mathcal{F}^{xqik} = (-1)^{F_i + F_k} L \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ F_k & F_k & F_i \end{Bmatrix} (2F_k + 1)^{1/2} d_{ik} (2F_i + 1)^{-1} U^{xqi} \equiv \alpha^{xqik} U^{xqi}, \quad (7)$$

здесь d_{ik} — вероятность перехода между сверхтонким подуровнем i нижнего состояния и подуровнем k верхнего состояния.

Поляризационные моменты (матрица плотности) ст подуровня имеют вид (решение уравнения для ρ из [3] для стационарного случая)

$$\rho^{xqk} = \frac{\sum_i \mathcal{F}^{xqik}}{1 - iq\omega_k/\Gamma} \equiv \sum_i \alpha^{xqik} U^{xqi} / (1 - iq\omega_k/\Gamma). \quad (8)$$

Тензор резонансного света, излученного атомом при переходе с подуровня k на подуровень i' , запишется [4]

$$W^{xqki'} = (-1)^{F_k + F_{k'}} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & x \\ F_k & F_k & F_{i'} \end{Bmatrix} (2F_k + 1)^{-1/2} d_{i'k} \rho^{xqk} \equiv \beta^{xqki'} \rho^{xqk}, \quad (9)$$

а тензор света в спектральной линии i'

$$W^{xqi'} = \sum_k W^{xqki'}. \quad (10)$$

Для наблюдаемого света W_n вид выражения (9) не изменяется, но вместо d_p стоит d_n , а $F_{i,k}$ и d_{ik} соответствуют наблюдаемому переходу.

Таким образом, преобразование света атомом имеет вид

$$W^{xqi'} = \sum_i \sum_k \beta^{xqki'} \alpha^{xqik} (1 - iq\omega_k/\Gamma)^{-1} U^{xqi}, \quad (11)$$

что можно записать иначе, обозначив вторую сумму новым символом M

$$W^{xqi'} = \sum_i M^{xqi'i} U^{xqi}. \quad (12)$$

Величины $M^{xqi'i}$ представляют матрицу преобразования от тензора U падающего на атомы света к тензору W излучаемого атомами света. Входящий в M коэффициент L определяется из условия сохранения интенсивности света

$$\sum_n W_{H,l}^{00n} + \sum_i W_i^{00i} = \sum_i U_{l-1}^{00i}. \quad (13)$$

Все остальные входящие в M величины известны из структуры оптического перехода.

Оператор преобразования тензора света $\hat{S}$

Задачу нахождения оператора $\hat{S}$ можно условно разбить на две части. Выбирается некоторое произвольное направление n и находится проекция тензора излучения на плоскость, перпендикулярную этому направлению. Эта совокупность величин будет характеризовать состояние поляризации и интенсивность света, излучаемого ансамблем атомов в выбранном направлении n .

Затем производится усреднение по углам и тем самым находится тензор электромагнитного поля, которое «видит» поглощающий атом.

Первая часть задачи может быть решена следующим образом: перейдем в систему координат с осью $OZ \parallel \mathbf{n}$, направленной под произвольными выбранными углами к лабораторным осям координат. Математически эта операция описывается матрицей поворота D , состоящей из функций Вигнера [5]

$$D_{q'q}^n(\varphi, \beta, \psi) = \sum_n (-1)^n \frac{\sqrt{(z+q)! (z-q)! (z+q')! (z-q')!}}{(z-q'-n)! (z+q-n)! n! (n-q'-q)!} \times \\ \times e^{iq'\varphi} \cos^{2z+q-q'-2n} \frac{\beta}{2} \sin^{2n+q'-q} \frac{\beta}{2} e^{iq\psi}. \quad (14)$$

Затем, чтобы иметь явно выраженную компоненту света e_z , перейдем в представление, в котором компоненты поляризационной матрицы представлены через произведения проекций вектора на круговые орты. Этот переход описывается матрицей T , элементы которой представляют коэффициенты линейного преобразования [3]

$$e_{q_1} e_{q_2}^* = (-1)^{q_2} \sum_{qz} (2z+1) \begin{pmatrix} 1 & 1 & z \\ q_1 & -q_2 & -q \end{pmatrix} \Phi_q^z. \quad (15)$$

Оператор проектирования L (табл. 1), который учитывает поперечность световой волны, оставляет все компоненты, не содержащие e_z , неизменными, и уничтожает все компоненты, содержащие e_z . Затем перейдем к старому представлению с помощью оператора T^{-1} и к старой системе координат с помощью оператора D^{-1} ($D_{ik}^{-1} = D_{ki}^*$). Таким образом, получается оператор, который позволяет найти тензор поля световой волны, излученной одним атомом, в точке, где находится другой атом: $\tilde{S} = D^{-1} T^{-1} L T D$. Общий вид этой матрицы приведен в табл. 2, где крестом обозначены члены, отличные от нуля.

Таблица 1

Оператор проектирования $\hat{L}$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Примечание. Порядок строк и столбцов: q_1, q_2 (1, 1) (0, 0) (-1, -1) (-1, 1) (1, -1) (0, -1) (-1, 0) (0, 1) (1, 0)

Таблица 2

Вид матрицы $\tilde{S}$

$$\begin{pmatrix} \times & 0 & 0 & 0 & \times & \times & \otimes & \times & \times \\ 0 & \times & \times & \times & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \times & \times & \times & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \times & \times & \times & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \times & 0 & 0 & 0 & \times & \times & \times & \times & \times \\ \times & 0 & 0 & 0 & \times & \times & \times & \times & \times \\ \otimes & 0 & 0 & 0 & \times & \times & \times & \times & \times \\ \times & 0 & 0 & 0 & \times & \times & \times & \times & \times \\ \times & 0 & 0 & 0 & \times & \times & \times & \times & \times \end{pmatrix}$$

Примечание. Порядок строк и столбцов: z, q (0, 0) (1, 1) (1, 0) (1, -1) (2, 2) (2, 1) (2, 0) (2, -1) (2, -2)

Чтобы найти поляризационный тензор света в любой точке объема, удобно в нее перевести начало координат (рис. 4). От каждого элементарного объема светящихся паров к началу координат придет поток света с характеристиками

$$\tilde{S} \frac{\kappa(\mathbf{R})}{R^2} W(\mathbf{R}) dv,$$

здесь $\mathbf{R}$ — радиус-вектор, определяющий положение элементарного объема dv , $dv = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi R^2 dR$, $\kappa(\mathbf{R})$ — коэффициент пропускания света слоем паров толщины R . Полученную величину проинтегрируем по всему объему. Очевидно, вид интеграла будет зависеть от конкретных

условий: от формы и величины объема, плотности паров, распределения возбуждения по объему.

Рассмотрим некоторые простейшие случаи. Пусть объем имеет цилиндрическую форму. Поместим точку O на оси цилиндра. В силу осевой симметрии вид тензора W не будет зависеть от угла φ и операцию интегрирования по φ можно провести над элементами матрицы $\tilde{S}$. Нетрудно убедиться, что после интегрирования останутся только диагональные члены и члены в первой строчке и в первом столбце, обведенные кружками в табл. 2. Присутствие последних говорит о том, что населенность и выстраивание при перепоглощении света в конечном объеме влияют друг на друга. Действительно, пусть при первичном возбуждении создавалась только населенность, т. е. возбуждение было сферическим симметричным. Тогда тензор W будет содержать одну единственную компоненту W^{00} . Определяя компоненты тензора U в точке O по вышеприведенной схеме, находим, что

$$\left. \begin{aligned} U^{00} &= 2\pi \int_{\vartheta, R} \frac{2}{3} (D_{00}^{(0)})^2 W^{00}(\vartheta, R) k(R) \sin \vartheta d\vartheta dR, \\ U^{20} &= 2\pi \int_{\vartheta, R} \frac{2}{\sqrt{90}} (D_{00}^{(2)})^* D_0^0 W^{00}(\vartheta, R) k(R) \sin \vartheta d\vartheta dR, \\ U^{2, \pm 2} &= U^{2, \pm 1} = 0; \quad U^{1, 0} = U^{1, \pm 1} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Компонента тензора U^{20} при поглощении порождает выстраивание возбужденного состояния, а U^{00} — населенность. Рассмотрения такого рода оказалось достаточным, чтобы заключить, что на оси цилиндрического объема при поглощении света может возникнуть продольное выстраивание. Кроме продольного выстраивания и населенности, никаких других поляризационных моментов не появляется.

Аналогичное рассмотрение показывает, что присутствие выстраивания влияет на населенность. Выстраивание, если оно и не появилось при первичном возбуждении, все равно образуется при поглощении света в конечном объеме из-за поглощения света, как только что было показано. Разрушение же выстраивания, например, приложенным магнитным полем влияет на скорость высвечивания ансамбля возбужденных атомов, по которой определяется время жизни населенности.

Во внеосевых точках цилиндрического объема при поглощении света возникают все компоненты выстраивания, так как при интегрировании не обращаются в нуль члены, содержащие элементы первой строчки и первого столбца. Такое двуосное выстраивание, как и выстраивание вдоль оси цилиндра, было наблюдеено экспериментально [10].

Элементы матрицы $\tilde{S}$, соответствующие связи между ориентацией ($k=1$), с одной стороны, и населенностью и выстраиванием, с другой, равны нулю. Из этого следует вывод, что ориентация не порождает выстраивания, не влияет на населенность, и, если возбуждающий свет не имел примеси круговой поляризации, пленение излучения ни в бесконечном объеме, ни в объеме любого размера и формы не приведет к возникновению ориентации.¹

В задаче пленения излучения в бесконечном объеме тензор W не зависит от положения в пространстве, и коэффициент k не зависит от углов ϑ и φ . Обе эти величины выносятся за знак интеграла по углам

$$U_i = \hat{S} W_i = \left[\int_R k(R) dR \int_0^{2\pi} \int_0^\pi D^{-1} T^{-1} L T D \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \right] W_i. \quad (17)$$

¹ Более полно и строго пленение излучения в ограниченном объеме, занятом атомами с учетом распределения атомов по скоростям, рассмотрено в работах Переля и Роговой [6, 7, 8].

Интегрирование элементов матрицы S не представляет труда. Коэффициент $\int k(R) dR$ может быть найден из условия сохранения интенсивности $U^{00}=W^{00}$. Окончательно получаются следующие значения элементов оператора преобразования $\hat{S}$:

$$S_{q=0, z=0}^{q'=0, z'=0} = 1, \quad S_{q, z=1}^{q'=q, z'=1} = 0.5, \quad S_{q, z=2}^{q'=q, z'=2} = 0.7. \quad (18)$$

Остальные компоненты равны нулю. Полученная матрица преобразования $\hat{S}$ оказывается диагональной, что и следовало ожидать, так как переизлучение света в бесконечном объеме — процесс сферически симметричный — не может изменить симметрию системы.

Если же сделать предположение, что коэффициент $\int k(R) dR$ для всех точек объема и всех направлений одинаков, или, что то же самое, ввести некий средний коэффициент поглощения k , то матрица преобразования $\hat{S}'$ также может быть легко вычислена. Ее элементы отличаются от элементов матрицы $\hat{S}$ только множителем: $k: \hat{S}' = k\hat{S}$. Такой операцией до некоторой степени учитывается уход излучения из конечного объема. Примерно так же поступили авторы работ [6, 7], введя характерный размер сосуда. В результате, конечно, выпадает образование выстраивания при поглощении света (преобразование населенности или интенсивности света в выстраивание ансамблей атомов или соответственно светового поля), так как оно получается только вследствие зависимости $\int k(R) dR$ от направлений в пространстве.

Автор выражает благодарность Ю. М. Голубеву и М. И. Дьяконову за ряд ценных указаний.

Литература

- [1] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 47, 1483, 1964.
- [2] E. B. Saloman, W. Harper. Phys. Rev., 144, 7, 1966.
- [3] М. И. Дьяконов. ЖЭТФ, 47, 2212, 1964.
- [4] Е. Вигнер. Теория групп. ИЛ, 1961.
- [5] А. Эдмонс. Сб. «Деформация атомных ядер», 305. ИЛ, 1958.
- [6] В. И. Перель, И. В. Рогова. ЖЭТФ, 61, 1814, 1971.
- [7] В. И. Перель, И. В. Рогова. ЖЭТФ, 65, 1012, 1973.
- [8] И. В. Рогова. Опт. и спектр., 37, 8, 1974.
- [9] М. И. Чайка. Опт. и спектр., 30, 822, 1971.
- [10] Х. Каллас, М. Чайка. Опт. и спектр., 27, 694, 1969.

Поступило в Редакцию 9 февраля 1973 г.