

3  
3-36

2.3

Экз. чит. зала



Л.Г. Заставенко, О.А. Хрусталева

P-629

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ  
КВАНТОВЫХ УРОВНЕЙ  
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ  
ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ

*Оптика и спектроскопия,  
1961, т. 11, в. 4, с. 441-445.*

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Дубна 1960 год

Л.Г. Заставенко, О.А. Хрусталев

P-629

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ  
КВАНТОВЫХ УРОВНЕЙ  
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ  
ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ

Направлено в журнал  
"Оптика и спектроскопия"

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

930 / 5 178.

### А н н о т а ц и я

Рассмотрен метод определения времени жизни возбужденного состояния атома посредством наблюдения зависимости резонансного рассеяния света на атоме во внешних полях от величины этих полей.

В ряде случаев прямое определение времени жизни возбужденного состояния затруднено. В связи с этим в настоящей работе используется способ определения естественной ширины, основанный на измерении интенсивности резонансного рассеяния на заданный угол в зависимости от величины приложенных к рассеивателю внешних полей. Содержание работы основано на данном в [1] качественном описании явлений интерференции в случае частичного перекрытия подуровней (см. также [2] и [3]).

В § 1 рассматривается случай, когда атомы рассеивателя находятся в параллельных электрическом и магнитном полях.

В § 2 рассматривается резонансное рассеяние в случае, когда уровни возбужденного состояния рассеивателя расщеплены взаимодействием электронной оболочки со спином ядра и на рассеиватель наложено внешнее магнитное поле.

§ 1. Рассмотрим резонансное рассеяние света на атомах через некоторое возбужденное промежуточное состояние<sup>1)</sup>. Введем следующие обозначения:  $\tau$  - время жизни возбужденного атома,  $j$  - его момент,  $m$  - проекция момента на ось  $z$ ,  $E_m$  - энергия уровня с проекцией момента  $m$ ,  $A_m$  - амплитуда резонансного рассеяния, соответствующая этому уровню. Мы будем считать, что интенсивность падающего на рассеиватель излучения мало меняется в интересующей нас области энергий.

В отсутствие внешних полей все  $E_m$  одинаковы, поэтому амплитуды  $A_m$  складываются, так что дифференциальное сечение резонансного рассеяния есть

$$W = \left| \sum_{m=-j}^j A_m \right|^2 \quad (1)$$

Далее наложим на рассеиватель сильное<sup>2)</sup> магнитное поле. Терм расщепится на

1) Приведенное ниже рассмотрение относится и к другим способам возбуждения атома, например, возбуждению с помощью электронов.

2) Здесь и в дальнейшем мы называем поле сильным, если вызываемое им раздвижение уровней с разными  $m$  существенно больше естественной ширины возбужденного уровня:

$$\tau |E_{m_1} - E_{m_2}| \gg \hbar, \quad m_1 \neq m_2 \quad (2)$$

$2j+1$  уровней, расположенных симметрично относительно уровня с  $m=0$ . В этом случае вклады состояний возбужденного атома с разными  $m$  складываются без интерференции, так что сечение резонансного рассеяния

$$W = \sum_{m=-j}^j |A_m|^2. \quad (3)$$

Далее дополнительно наложим на рассеиватель электрическое поле в направлении оси  $Z$ . Электрическое поле одинаково смещает уровень с проекциями  $-m$  и  $m$ . Отсюда видно, что величины полей можно подобрать так, что некоторые из уровней с разными  $m$  будут совпадать:

$$E_{m_1} = E_{m_2} \quad \text{при} \quad m_1 \neq m_2.$$

Тогда вклады этих состояний в резонансное рассеяние будут интерферировать между собой так, что сечение рассеяния

$$W = |A_{m_1} + A_{m_2}|^2 - |A_{m_1}|^2 - |A_{m_2}|^2 + \sum_{m=-j}^j |A_m|^2. \quad (4)$$

При изменении какого-либо из полей совпадение уровней расстраивается и когда эта "расстройка" достигает такой величины, что для всех  $m_1$  и  $m_2$  выполняется условие (2), сечение рассеяния снова принимает вид (3).

Таким образом зависимость резонансного рассеяния от магнитного поля при фиксированном электрическом представляется кривой, которая постоянна всюду, кроме участков, на которых происходит частичное перекрывание уровней с различными  $m$ , где кривая имеет узкие экстремумы (см. [2]<sup>3)</sup>).

Форму кривой вблизи этих экстремумов можно определить из следующих простых соображений. Пусть интерферируют два уровня с энергиями  $E_1$  и  $E_2$ , тогда матричный элемент резонансного рассеяния во втором порядке теории возмущений имеет вид:

3) Аналогичный экстремум имеет кривая интенсивности при нулевых значениях полей, когда наложение полей приводит к постепенному раздвижению первоначально совпадающих уровней. При этом происходит переход от формулы (1) к (3).

По существу, именно это явление используется в опытах по так называемой магнитной деполяризации резонансного рассеяния света (см., например, [4]).

$$A[1 + 2i\tau(E - E_1)/\hbar]^{-1} + B[1 + 2i\tau(E - E_2)/\hbar]^{-1}, \quad (5)$$

где  $A$  и  $B$  некоторые, вообще говоря, комплексные числа, зависящие от свойств уровней, состояния поляризации света и угла рассеяния<sup>4)</sup>. Интенсивность резонансного света равна

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{2 \operatorname{Re}(AB^*) - 2 \operatorname{Im}(AB^*) \tau(E_1 - E_2)/\hbar}{W_0 [1 + \tau^2(E_1 - E_2)^2/\hbar^2]},$$

где  $W_0$  интенсивность рассеяния вдали от экстремума. При определенных углах и состояниях поляризации налетающего и рассеянного фотонов числа  $A$  и  $B$  могут иметь одинаковую фазу, тогда интенсивность вблизи экстремума будет равна

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{2|AB|}{W_0 [1 + \tau^2(E_1 - E_2)^2/\hbar^2]}. \quad (6)$$

Ширина кривой определяется исключительно естественной шириной линии и магнитным моментом электронной оболочки ( $g$ -фактором). Отсюда, непосредственно следует возможность экспериментального определения времени жизни.

Существенно, что движение атомов и связанное с ним доплеровское изменение частоты фотонов не влияет на рассмотренную выше картину, поэтому для наблюдения ее достаточно электрического поля, которое раздвигает уровни возбужденного атома на величину, большую лишь по сравнению с естественной, но не "доплеровской" шириной этих уровней. Отметим еще, что для существования описанного выше эффекта необходимо, чтобы за время жизни возбужденного состояния не происходило бы переориентации момента атома из-за соударений (малые давления).

Предположим для конкретности, что основное состояние атомов рассеивателя имеет момент  $0$ , а возбужденное состояние, через которое идет резонансное рассеяние - момент  $1$ . Пусть  $\vec{n}_0$  - единичный вектор в направлении полей,  $\vec{n}_1$  - в направлении начального,  $\vec{n}_2$  - конечного фотонов.

<sup>4)</sup> Ввиду малости расщепления времена жизни на разных подуровнях можно считать одинаковыми.

5) В общем случае, когда фазы  $A$  и  $B$  различны, такой вид имеет полусумма интенсивностей в точках, симметричных относительно экстремума.

При заданном значении электрического поля величину магнитного поля  $H=H_0$  можно подобрать так, что уровни с  $m=0$  и  $m=-1$  (либо  $m=1$ ) совпадут. Элементарный расчет показывает, что для рассеяния неполяризованного света при  $\vec{n}_0 \vec{n}_1 = \vec{n}_0 \vec{n}_2 = 1/\sqrt{2}$ ,  $\vec{n}_1 \vec{n}_2 = 0$  зависимость дифференциального сечения от величины  $H$  при  $H \sim H_0$  имеет вид:

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{0,18}{1 + g^2 \tau^2 (H - H_0)^2 / \hbar^2} \quad (7)$$

§ 2. В этом пункте мы рассмотрим случай, когда расщепление возбужденного уровня атома вызвано взаимодействием оболочки с ядром (сверхтонкая структура), которое здесь играет, по сути дела, ту же роль, что и электрическое поле в § 1.

Для примера возьмем атом, основное состояние которого имеет момент  $J=0$ , возбужденное - момент  $J=1$ , а момент ядра тоже равен  $I=1$ . Оператор возбужденного состояния атома в магнитном поле есть

$$\alpha \vec{I} \vec{J} + g \vec{J} \vec{H}. \quad (8)$$

Здесь  $\alpha$  - постоянная сверхтонкой структуры,  $g$  - гиромагнитное отношение электронной оболочки; взаимодействием ядра с магнитным полем мы пренебрегаем.

Зависимость собственных значений этого оператора от величины  $H$  схематически изображена на рисунке. Цифры у каждой кривой означают проекции моментов соответствующих состояний на направление поля.

Для ориентировки отметим, что при  $H \rightarrow 0$  пять верхних уровней сливаются в один с полным моментом количества движения 2, три средних - в один с полным моментом 1, нижний соответствует полному моменту 0. При больших  $H$  три верхних уровня соответствуют проекции +1 момента электронной оболочки, три средних проекции 0, три нижних проекции -1.

В точке А пересекаются уровни с проекциями - 2, 0, 1. Пусть векторы  $\vec{n}_i$  связаны соотношениями  $n_0 n_1 = n_1 n_2 = n_2 n_0 = 0$ . Как это было объяснено в § 1, точке А соответствует экстремум в сечении резонансного рассеяния на данный угол. Однако, в этом случае в отличие от § 1 зависимость от магнитного поля матричного элемента (5) не ограничивается знаменателем, числа А и В сами зависят от магнитного поля. Однако, в случае  $\alpha \tau \ll \hbar$  (естественная ширина много меньше сверхтонкого расщепления) они мало меняются на интервале  $\Delta H \sim \hbar/g\tau$ , поэтому зависимость интенсивности резонансного рассеяния вблизи экстремума определяется формулой вида (6)<sup>6)</sup>.

Хотя в точке А пересекаются три уровня, интерферировать будут, если рассматривать лишь дипольные переходы, только уровни с проекциями -2 и 0.

Зависимость сечения от  $H$  вблизи  $H = H_0$  имеет вид:

$$\frac{W}{W_0} = 1 + \frac{a}{1 + 2,56 \tau^2 g^2 (H - H_0)^2 / \hbar^2}.$$

Для неполяризованного света  $a = 0,04$ . Если падающий и наблюдаемый рассеянный свет линейно поляризованы перпендикулярно полю, то  $a = 0,20$ .

В заключение выражаем благодарность М.И.Подгорецкому, по предложению которого выполнена эта работа.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 ноября 1960 года.

<sup>6)</sup> Наш выбор направлений соответствует действительным А и В.



Л и т е р а т у р а

1. М.И.Подгоренский, Препринт ОИЯИ, Р-491, 1960 г.
2. Л.Г.Заставенко, М.И.Подгоренский. ЖЭТФ (в печати), 1960 г.
3. F.D.Colegrove, P.A.Franken, R.R.Lewis and R.N.Sands. Phys.Rev.Lett., 3, 420, 1959.
4. А.Митчелл, М.Земанский. Резонансное излучение и возбужденные атомы. ОНТИ, 1937 г.

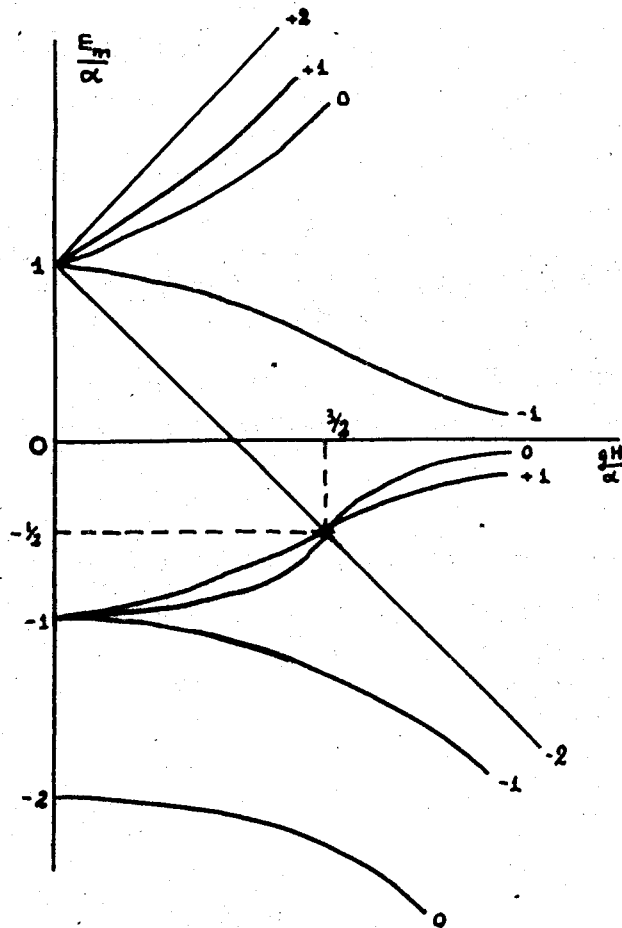


Рис. 1.