

## ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ АТОМОВ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Г. В. Скороцкий и Т. Г. Изюмова

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	423
I. Оптическая ориентация атомов . . . . .	425
II. Оптическое обнаружение ориентации атомов . . . . .	430
III. Влияние релаксационных явлений на процесс оптического перекачивания . . . . .	433
IV. Феноменологическая теория оптической ориентации атомов . . . . .	444
V. Обнаружение радиочастотного резонанса оптическим методом. Определение постоянных сверхтонкой структуры, ядерных и электронных g-факторов . . . . .	447
VI. Практические применения метода оптической ориентации атомов . . . . .	454
VII. Ориентация за счет обменных столкновений . . . . .	460
VIII. Изучение релаксационных процессов оптическим методом . . . . .	463
IX. Оптическое перекачивание в твердых телах . . . . .	466
Заключение . . . . .	469
Цитированная литература . . . . .	469

## ВВЕДЕНИЕ

Явление оптической ориентации атомов или ионов, обладающих магнитными моментами в основном состоянии, может иметь место при селективном поглощении и последующем испускании ими света. При рассеянии циркулярно-поляризованного светового кванта резонансной частоты отдельным атомом может происходить передача момента импульса фотона этому атому, что приводит к изменению составляющей магнитного момента атома на направление распространения света, т. е. к его ориентации. Другими словами, облучение ансамбля атомов светом резонансной частоты приводит к изменению населенностей энергетических подуровней основного состояния атомов. Этот процесс получил название оптического перекачивания (*optical pumping*)<sup>1</sup>.

Явление может наблюдаться как на зеемановских подуровнях атомов, находящихся во внешнем магнитном поле, так и в отсутствие этого поля. Возникающее при непрерывном освещении стационарное распределение населенностей подуровней при некоторых условиях может оказаться существенно отличным от термически равновесного.

В результате процесса оптического перекачивания можно достигнуть такого распределения населенностей между подуровнями, что суммарный магнитный момент системы атомов будет либо равен нулю (выравнивание), либо отличен от нуля (ориентация).

Любое изменение населенностей сверхтонких, зеемановских или штарковских подуровней, произведенное оптически или с помощью радиочастот-

ных переходов, возможно обнаружить по изменению интенсивности и характера поляризации рассеянного атомами света. Сочетание радиочастотного резонанса и оптического перекачивания атомов представляет собой своеобразное расширение метода двойного резонанса, в котором одна из применяемых частот лежит в оптическом диапазоне.

Впервые на возможность оптической ориентации атомов обратили внимание Броссель и Кастлер<sup>2</sup>, предложившие для ее наблюдения метод двойного радиооптического резонанса. Вскоре это явление было обнаружено на молекулярных пучках ртути и натрия<sup>3</sup>. Основные особенности явления и возможные области его применения были изложены в программной работе Кастлера<sup>1</sup>.

Первая попытка произвести оптическую ориентацию атомов насыщенных паров ртути (при 0° С) в поглощающей свет камере оказалась неудачной<sup>4</sup>. Однако проделанный в этой работе анализ причин, приведших к отрицательному результату, позволил вскоре осуществить эффективный эксперимент по ориентации паров натрия в основном состоянии<sup>5</sup>, а затем и паров ртути<sup>6</sup>.

Таким образом, было показано, что оптическую ориентацию можно осуществить не только в пучках, но и в парах при пониженном давлении. Тем самым был найден новый путь исследования структуры энергетических уровней как в основном, так и в возбужденном состояниях. С этого момента начались многочисленные исследования, приведшие, с одной стороны, к развитию метода оптической ориентации и ее обнаружения, а с другой — к разработке теории явлений, сопровождающих процесс оптического перекачивания.

Совокупность явлений, происходящих при оптическом перекачивании атомов, составляет новую главу радиоспектроскопии, тесно смыкающуюся с оптической спектроскопией.

При изучении явлений, сопутствующих оптическому перекачиванию атомов паров и газов, были обнаружены многоквантовые переходы между зеемановскими подуровнями, выяснилась роль малоизученного ранее явления диффузии излучения и механизма влияния буферного газа на степень ориентации атомов.

Метод двойного радиооптического резонанса оказался удобным для определения времен жизни атомов в возбужденном состоянии, величин магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов ядер и незаменимым при изучении явлений Зеемана и Штарка, а также при исследовании формы узких и близких линий, неразрешимых оптически. Этим методом с большой точностью были измерены постоянные сверхтонкого взаимодействия изотопов различных элементов. Выяснилось, что ориентация атомов при оптическом перекачивании может осуществляться не только непосредственно, но и через спин-обменные столкновения ядер, атомов и электронов.

Малая ширина линий, соответствующих сверхтонким переходам, открывает новые перспективы высокой стабилизации частоты и создания стандартов точного времени. Обнаруженная экспериментально возможность модуляции интенсивности светового луча с частотой прецессии Лармора позволяет предвидеть важные радиотехнические применения. В последнее время разработаны высокочувствительные магнетометры, в которых используется явление оптического перекачивания атомов паров рубидия и гелия.

Началось изучение возможности оптической ориентации ионов в твердых телах при низких температурах. Получены первые успешные результаты по ориентации ионов  $\text{Cr}^{+++}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Eu}^{++}$  в  $\text{CaF}_2$  и  $\text{SrCl}_2$ .

## I. ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ АТОМОВ

## 1. Оптическое перекачивание

Рассмотрим ансамбль газовых атомов, энергетический спектр которых в основном состоянии содержит только два подуровня  $A$  и  $B$ . Совокупность подуровней ближайшего оптически возбужденного состояния обозначим через  $C$  (рис. 1). На такой простейшей «эквивалентной» системе уровней можно осуществить процесс оптического перекачивания.

Относительный избыток  $V$  населенности нижнего подуровня  $A$  основного состояния над населенностью верхнего подуровня  $B$  при тепловом равновесии определяется с помощью соотношения Больцмана

$$V^T \equiv \frac{N_A^0 - N_B^0}{N_A^0 + N_B^0} = \tanh \frac{E_B - E_A}{2kT^0}, \quad (1)$$

где  $T^0$  — абсолютная температура ансамбля атомов,  $N_A + N_B = N$  — полное число атомов в единице объема.

Всякое изменение термически равновесных населенностей подуровней, вызванное внешней причиной, условимся называть перекачиванием.

Распределение атомов между подуровнями  $A$  и  $B$  может быть изменено многими способами, например бомбардировкой атомов электронами соответствующей энергии, воздействием на них электромагнитным полем резонансной частоты и т. п.

Явление оптического перекачивания может иметь место при облучении ансамбля атомов светом резонансной частоты  $\nu_{AC} = (E_C - E_A)/h$ . В этом случае атомы, поглотившие свет, переходят из состояния  $A$  в возбужденное состояние  $C$ , откуда спустя время  $\tau \sim 10^{-8}$  сек попадают на подуровни  $A$  и  $B$  основного состояния. Таким образом, в результате резонансной флуоресценции происходит перекачивание атомов с подуровня  $A$  на подуровень  $B$  основного состояния через систему подуровней возбужденного состояния  $C$ . Для таких систем процесс оптического перекачивания всегда связан с изменением ориентации моментов атомов. Перекачивание атомов между зеемановскими подуровнями сопровождается изменением намагниченности газа. В зависимости от характера поляризации света и знака магнито-механического отношения  $\gamma_a$  атомов ориентация магнитных моментов может происходить как вдоль приложенного поля, так и против него.

## 2. Параметр ориентации

Изменение населенностей  $N_A$  и  $N_B$  подуровней  $A$  и  $B$  со временем можно описать при помощи системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dN_A}{dt} &= (P_{AB} + W_{AB}) N_A - (P_{BA} + W_{BA}) N_B, \\ -\frac{dN_B}{dt} &= (P_{BA} + W_{BA}) N_B - (P_{AB} + W_{AB}) N_A, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где  $P_{AB}$  и  $P_{BA}$  — результирующие вероятности переходов соответственно из  $A$  в  $B$  и из  $B$  в  $A$  через уровень  $C$ , а  $W_{AB}$  и  $W_{BA}$  — вероятности релаксационных переходов между этими подуровнями.

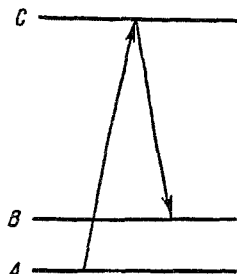


Рис. 1. Схема энергетических уровней, поясняющая процесс оптического перекачивания.

Степень ориентации атомов удобно характеризовать отношением

$$V = \frac{N_A - N_B}{N_A + N_B}, \quad (3)$$

изменение которого во времени, согласно (2), описывается уравнением

$$\frac{dV}{dt} + \frac{1}{\tau}(V - V^P) + \frac{1}{T_1}(V - V^T) = 0, \quad (4)$$

где

$$V^P = \frac{P_{BA} - P_{AB}}{P_{BA} + P_{AB}}, \quad V^T = \frac{W_{BA} - W_{AB}}{W_{BA} + W_{AB}}, \quad (5)$$

а

$$\frac{1}{\tau} = P_{BA} + P_{AB}, \quad \frac{1}{T_1} = W_{BA} + W_{AB}. \quad (6)$$

Уравнению (4) можно придать вид

$$\frac{dV}{dt} + \frac{1}{T^*}(V - V^*) = 0, \quad (7)$$

где

$$\frac{1}{T^*} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{T_1}, \quad V^* = \frac{T_1 V^P + \tau V^T}{T_1 + \tau}. \quad (8)$$

Приближение ансамбля атомов к стационарному состоянию в процессе оптического перекачивания описывается решением уравнения (7), которое для начального условия  $V(0) = V^T$  имеет вид

$$V(t) = V^* \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1^*}}\right) + V^T e^{-\frac{t}{T_1^*}}. \quad (9)$$

В результате освещения ансамбля атомов светом постоянной интенсивности  $J(1/\tau = \alpha J)$  для  $t \gg T^*$  достигается предельная степень ориентации, равная  $V^*$ .

Для рассматриваемого выше случая, когда ансамбль атомов освещается светом резонансной частоты  $\nu_{AC}$ , вероятность  $P_{BA} = 0$  и  $V^P = -1$ . Для разреженного газа тепловое время релаксации  $T_1$  значительно больше оптического времени релаксации  $\tau$ , а  $V^T \ll 1$ ; поэтому, согласно (8), предельное значение параметра ориентации

$$V^* = -1 + \frac{\tau}{T_1} \quad (10)$$

может достигать значение, близкое к  $-1$ .

Таким образом, в процессе оптического перекачивания можно не только выравнивать населенности подуровней основного состояния (насыщение), но и поддерживать такое стационарное распределение атомов, при котором подавляющая часть атомов находится в состоянии  $B$ .

Когда число подуровней основного состояния  $q$  больше двух, изменение населенностей  $N_k$  со временем описывается системой уравнений

$$-\frac{dN_k}{dt} = \sum_{s=1}^q (P_{ks} + W_{ks}) N_k - \sum_{s=1}^q (P_{sk} + W_{sk}) N_s, \quad (11)$$

которая является непосредственным обобщением уравнения (2). Здесь  $P_{ks}$  — вероятности резонансных переходов с  $k$ -го подуровня основного состояния на  $s$ -й подуровень того же состояния через некоторый промежуточный оптически возбуждаемый уровень. Вероятности переходов между этими же подуровнями под действием релаксационных процессов обозначены  $W_{ks}$ . Слагаемые в правой части (11), для которых  $k = s$ , можно опустить, так как они не сказываются на изменении населенности  $k$ -го подуровня.

Если энергия теплового движения  $kT^\circ$  значительно больше расстояния между подуровнями  $E_i - E_k$ , то можно пренебречь малой разницей в равновесных населенностях этих подуровней. В этом случае вероятности релаксационных переходов  $W_{ks} = W$  одинаковы. Тогда

$$\sum_{s=1}^q W_{ks} = qW = \frac{1}{T_1}, \quad \sum_{s=1}^q W_{sk} N_s = \frac{N}{qT_1}, \quad (12)$$

где  $N = \sum_s N_s$  — число атомов в единице объема.

Если ввести обозначения

$$P'_k = \sum_s' P_{ks}, \quad \mathcal{P}_k = P'_k + \frac{1}{T_1}, \quad (13)$$

где штрих около знака суммы обозначает, что в ней опущены члены с  $k = s$ , то уравнения (11) принимают вид:

$$\frac{dN_k}{dt} = -\mathcal{P}_k N_k + \sum_s' P_{sk} N_s + \frac{N}{qT_1}. \quad (14)$$

В отсутствие ориентирующего излучения  $P_{sk} = 0$  и

$$\frac{dN_k}{dt} = -\frac{1}{T_1} \left( N_k - \frac{N}{q} \right), \quad (15)$$

откуда следует, что  $T_1$  имеет смысл продольного («спин-решеточного») времени релаксации. Стационарное значение параметра ориентации для двух соседних уровней

$$V_{ik}^* = \frac{N_i - N_k}{N} \quad (16)$$

можно найти, полагая  $dN_k/dt = 0$ . Тогда

$$N_k = \frac{\sum_s' P_{sk} N_s + \frac{N}{qT_1}}{\mathcal{P}_k}.$$

Таким образом,

$$V_{ik}^* = \frac{\frac{1}{\mathcal{P}_i} - \frac{1}{\mathcal{P}_k}}{\sum_s \frac{1}{\mathcal{P}_s}}. \quad (17)$$

Для случая двух уровней выражение (17) переходит в (8) в предположении  $V^T = 0$ .

### 3. Оптическая ориентация атомов. Выравнивание

Оптическая ориентация атомов была впервые осуществлена на парах атомов натрия <sup>5</sup>. Пары натрия как типичный пример атомов щелочного металла неоднократно служили объектом для изучения различных сторон явления оптической ориентации атомов <sup>7,8,9</sup>.

Часть энергетического спектра щелочного металла со спином ядра  $I = 3/2$  ( $\text{Na}^{23}$ ,  $\text{Rb}^{87}$ ) в слабом магнитном поле изображена на рис. 2. В случае  $\text{Na}^{23}$  переходу  $3P_{1/2} \rightarrow 3S_{1/2}$  соответствует испускание желтой  $D_1$ -линии. Вторая линия желтого дублета соответствует переходу  $3P_{3/2} \rightarrow 3S_{1/2}$ . Атом поглощает или испускает циркулярно-поляризованный

свет ( $\sigma^\pm$ ), если при переходе изменение магнитного квантового числа  $\Delta m_F = \pm 1$ , и линейно-поляризованный свет ( $\pi$ ), если  $\Delta m_F = 0$ .

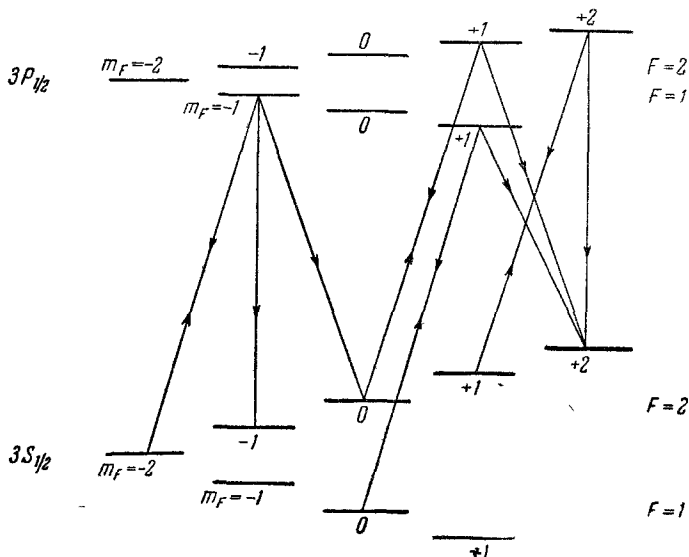


Рис. 2. Энергетический спектр натрия вблизи основного состояния в слабом внешнем магнитном поле.

Стрелками изображены некоторые разрешенные оптические переходы при освещении поляризованным светом резонансной частоты.

Рассмотрим явления, которые будут происходить при освещении ансамбля газовых атомов натрия светом циркулярно-поляризованной ( $\sigma^+$ ) линии натрия  $D_1$ . Направление распространения света совпадает с направлением постоянного магнитного поля  $H_0$  (рис. 3).

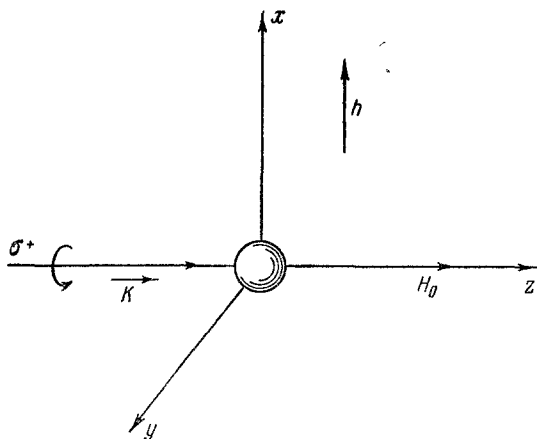


Рис. 3. Схема расположения постоянного  $H_0$  и радиочастотного магнитных полей и направления  $K$  распространения ориентирующего светового пучка.

Поглощение  $D_1$ -линии приводит к переходам, удовлетворяющим правилам отбора  $\Delta l = 1$ ,  $\Delta m_F = \pm 1$ . Вероятности поглощения света электронами, находящимися на различных подуровнях основного состояния, неодинаковы. В частности, атомы в состоянии  $(F, m_F) = (2, 2)$  совсем не будут поглощать света, так как в  $3P_{1/2}$  нет такого уровня, переход на который с  $(2, 2)$  удовлетворял бы правилу отбора  $\Delta m_F = 1$ . Число атомов в этом состоянии может убывать только за счет релаксационных процессов.

Переход возбужденных атомов в основное состояние сопровождается испусканием как линейно-, так и циркулярно-поляризованных фотонов, соответствующих правилам отбора  $\Delta m_F = 0, \pm 1$ . Таким образом, резонансно рассеянное излучение деполяризовано, а момент количества дви-

жения, которым обладало падающее  $\sigma^+$ -излучение, частично остается в системе атомов. В результате такого облучения  $\sigma^+$ -светом часть атомов окажется в состоянии (2,2), откуда, как мы видели выше, они не могут быть выведены облучением. Таким образом, атомы постепенно будут накапливаться в основном состоянии на подуровне (2,2) до тех пор, пока не установится динамическое равновесие между процессами перекачивания и релаксации. В отсутствие релаксации имела бы место полная ориентация атомов ( $V=-1$ ).

Если изменить направление круговой поляризации на противоположное ( $\sigma^-$ ), то, как нетрудно убедиться, будет иметь место перекачивание атомов в состояние (2, -2), в котором момент импульса атомов направлен против поля. Соответствующим образом изменится и направление намагниченности газа.

Теперь нетрудно понять, что происходит при освещении газового ансамбля неполяризованным светом  $D_1$ -линии. Интенсивности  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -компонент  $D_1$ -линии одинаковы, а  $\pi$ -компонента может быть представлена в виде двух противоположно поляризованных циркулярных компонент. Поэтому при освещении паров натрия естественным светом  $D_1$ -линии атомы будут перекачиваться в состояния (2, 2) и (2, -2), что приведет к выравниванию населенностей этих подуровней, а намагниченность газа будет равна нулю. Это явление получило название оптического выравнивания населенностей (alignment).

Вычисление вероятностей резонансной флуоресценции  $P_{ks}$  проведено в работе <sup>10</sup>, где изложена общая теория этого явления. В работе <sup>7</sup> получены выражения для  $P_{ks}$  с учетом перекрытия уровней возбужденного состояния, которое может происходить за счет дезориентационных столкновений. Для  $\text{Na}^{23}$  найдены вероятности переходов между подуровнями основного состояния под действием циркулярно-поляризованного ( $\sigma^+$ ) света  $D_1$ - и  $D_2$ -линий.

Таблицу значений  $\mathcal{P}_{ks} = P_{ks} + W_{ks}$  можно рассматривать как матрицу оператора  $\mathcal{P}$ , действующего на некоторый вектор, составляющие  $N_k$  которого являются начальными населенностями подуровней основного состояния. Составляющими результирующего вектора будут стационарные населенности уровней после того, как каждый из атомов рассеет только один фотон. Компоненты начального вектора определяются состоянием термического равновесия. При  $n$ -кратном применении оператора  $\mathcal{P}$  можно найти стационарные населенности после  $n$ -кратного процесса поглощения и последующего испускания света. Теоретический расчет, проведенный без учета релаксационных процессов<sup>7</sup>, показывает, что с увеличением числа последовательных актов рассеяния степень ориентации возрастает.

В экспериментах по оптическому перекачиванию атомов обычно применяют в качестве облучающего света не одну  $D_1$ -линию натрия или соответствующего дублета другого щелочного металла, а обе линии  $D_1$  и  $D_2$  ( $\lambda=5890$  Å). В этом случае, даже в отсутствие релаксации, может быть достигнута только ограниченная степень ориентации. В рассмотренном выше примере атомы, находясь в (2, 2), поглощают свет линии  $D_2$  и переходят в состояние  $3P_{3/2}$ . В случае обеих  $D$ -линий достигаемая степень ориентации будет тем больше, чем больше разность интенсивностей линий  $D_1$  и  $D_2$ :

$$Q = \frac{J(D_1) - J(D_2)}{J(D_2)}. \quad (18)$$

Белл и Блум<sup>8</sup> нашли решения системы уравнений (11), используя относительные вероятности переходов под действием  $D_1$ - и  $D_2$ -линий<sup>11</sup>.

Если  $|Q| \ll 1$ , то разности населенностей в слабых полях между соседними подуровнями примерно одинаковы и для любых комбинаций уровней равны  $QN/48$ .

Ориентация атомов натрия при облучении одной  $D_1$ -линией осуществлена в работе<sup>9</sup>. При этом степень ориентации была значительно повышена.

Процесс оптического перекачивания возможно осуществить не только в слабых (по сравнению со сверхтонким взаимодействием) полях, но и в сильных полях, когда связь между ядерным  $I$  и электронным  $J$  моментами разорвана. В этом случае имеет место изменение ориентации не полных моментов атомов, а только их электронных моментов. Интересно отметить, однако, что при этом имеет место ориентация ядер, аналогичная наблюдаемой в эффекте Оверхаузера<sup>8</sup>.

## II. ОПТИЧЕСКОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ОРИЕНТАЦИИ АТОМОВ

### 1. Поглощение света атомами при оптическом перекачивании

Прошедший через поглощающую камеру пучок лучей света резонансной частоты и свет, рассеянный атомами газа, несут информацию о степени ориентации атомов. Эту информацию можно получить, наблюдая за изменением интенсивности и характера поляризации прошедшего через камеру излучения.

Проходящий через пары свет резонансной частоты поглощается атомами, находящимися на различных подуровнях основного состояния. Вероятность поглощения света газом в расчете на один атом равна

$$\beta = \frac{1}{N} \sum_{k,s}^q P_{ks} N_s = \frac{1}{N} \sum_k^q P_k N_k. \quad (19)$$

Как видно из последнего выражения, поглощение света чувствительно к изменению населенностей  $N_k$  отдельных подуровней основного состояния. Поэтому интенсивность проходящего через поглощающую камеру света должна изменяться в процессе оптического перекачивания, а также при индуцировании радиочастотным полем переходов между этими подуровнями.

Пусть  $\beta_0$  соответствует поглощению света системой, когда населенности подуровней  $N_k^0$  являются равновесными. Коэффициент  $\beta_0$  может быть легко вычислен в предположении, что равновесные населенности всех подуровней основного состояния одинаковы:

$$\beta_0 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^q P_k N_k^0 = \frac{1}{q} \sum_{k=1}^q P_k, \quad (20)$$

т. е. если пренебрегать небольшой разницей в населенностях, определяемой Больцмановскими факторами. Любое изменение населенностей по сравнению с равновесными сопровождается изменением величины поглощения света, которое можно характеризовать отношением  $\beta/\beta_0$ .

Воспользовавшись значениями  $P_k/\beta_0$ , приведенными в работе<sup>9</sup> для  $\sigma^+$ -циркулярно-поляризованной  $D_1$ -линии  $\text{Na}^{23}$ , найдем для  $\beta$  выражение

$$\beta = \frac{\beta_0}{N} \left( \frac{1}{2} N_1 + N_2 + \frac{3}{2} N_3 + 2N_4 + \frac{3}{2} N_5 + N_6 + \frac{1}{2} N_7 \right). \quad (21)$$

Поглощение света атомами, находящимися на различных подуровнях основного состояния, не одинаково. Как и следовало ожидать, поглощение

циркулярно-поляризованного  $\sigma^+$ -света атомами на подуровне (2, 2) равно нулю. Для  $\sigma^-$ -света поглощение определяется выражением, отличающимся от (21) только тем, что числа  $N_k$  в нем заменены на  $N_{k+1}$ . В этом последнем случае равна нулю вероятность поглощения света атомами на подуровне (2, -2).

Таким образом, в процессе оптического перекачивания населенности подуровней, для которых вероятность поглощения отлична от нуля, уменьшаются, а интенсивность проходящего через поглощающую камеру света соответственно увеличивается. При увеличении степени ориентации атомов пары становятся более прозрачными для резонансного излучения. При полной ориентации атомов свет проходил бы через камеру без поглощения. В реальных условиях эксперимента энергия поглощаемого света расходуется на покрытие релаксационных потерь.

Таким образом, наблюдая за изменением интенсивности проходящего через поглощающую камеру света, можно судить о степени ориентации атомов.

Информацию о степени ориентации атомов можно получить и при изучении интенсивности и характера поляризации рассеянного света. До тех пор, пока процесс перекачивания не закончился, атомы продолжают поглощать кванты циркулярно-поляризованного света. При эмиссии света имеют место все разрешенные резонансные переходы ( $\Delta m_F = 0, \pm 1$ ). Поэтому часть атомов испускает линейно-поляризованный свет ( $\Delta m_F = 0$ ). При увеличении степени ориентации поглощение света уменьшается. В проходящем свете начинает преобладать  $\sigma$ -составляющая, а интенсивность  $\pi$ -компоненты уменьшается. Измеряя интенсивности  $J_\sigma$  и  $J_\pi$  рассеянного света, можно характеризовать степень ориентации отношением

$$R = \frac{J_\sigma - J_\pi}{J_\sigma + J_\pi}. \quad (22a)$$

При наблюдении только в продольном ( $z$ ) направлении степень ориентации можно определять отношением

$$r = \frac{J_{\sigma^+} - J_{\sigma^-}}{J_{\sigma^+} + J_{\sigma^-}}. \quad (22b)$$

В экспериментах<sup>5</sup> с  $\text{Na}^{23}$  отношение  $r$  достигало 30%.

## 2. Продольный и поперечный сигналы

Пучок лучей света, производящий оптическое перекачивание (рис. 3), условимся называть продольным лучом, или  $z$ -лучом. Продольный луч направлен вдоль постоянного магнитного поля. Наблюдая за изменением интенсивности  $z$ -луча, как мы видели, можно следить за процессом перекачивания атомов. Это изменение интенсивности (или «сигнал») пропорционально вероятности поглощения  $\beta$ .

В простейшем случае газа атомов, энергия которых в основном состоянии характеризуется двумя энергетическими подуровнями ( $s = \pm 1/2$ ), согласно (3) и (5),

$$\sum_s^2 P_s N_s = \frac{N}{\tau_z} \frac{1}{2} (1 - V_z^P V_z) = s_z, \quad (23)$$

где индекс  $z$  напоминает, что соответствующие величины определяются по отношению к продольному  $z$ -лучу.

Величину  $s_z$  можно принять в качестве меры «сигнала» оптического перекачивания<sup>8</sup>. Однако в качестве меры относительного сигнала удобнее

выбрать выражение

$$S_z = J_z V_z^P V_z = J_z - \frac{2}{\alpha_z N} s_z, \quad (24)$$

которое пропорционально интенсивности прошедшего через поглощающую камеру света, так как  $1/\tau_z = \alpha_z J_z$ . При полной ориентации атомов  $V_z \rightarrow V_z^P \rightarrow -1$ , а  $S_z \rightarrow J_z$ .

Ориентация атомов газа сопровождается его намагничиванием ( $M_z$ ). В рассматриваемом случае ( $s = \pm 1/2$ )

$$M_z = \mu_a N V_z = -M_0 V_z, \quad (25)$$

где  $\mu_a$  — магнитный момент атома, а  $M_0$  — максимальная возможная намагниченность. Воспользовавшись (25), выражение (23) для случая  $V_z^P = -1$  можно записать в форме

$$s_z = \frac{N}{\tau_z} \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{M_z}{M_0} \right) = \frac{N}{\tau_z} \frac{1}{2} (1 - \cos \vartheta), \quad (26)$$

где  $\vartheta$  — угол между направлением вектора намагниченности и направлением распространения света. Квантовомеханический вывод соотношения (26) приведен в работе <sup>12</sup>.

Пусть наряду с продольным лучом, перпендикулярно к оси  $z$  распространяется свет резонансной частоты — поперечный  $q$ -луч ( $x$ - или  $y$ -луч). Аналогично тому, как это сделано для  $z$ -луча, можно получить выражение для сигнала  $S_q$

$$S_q = J_q V_q^P V_q, \quad (27)$$

где  $J_q$  — интенсивность  $q$ -луча, а  $V_q^P$  определяется формулой (5), в которую входят вероятности переходов под действием  $q$ -луча.

Поперечный сигнал будет гармонически изменяться с частотой Лармора  $\omega_L$ , так как

$$V_q = \frac{M_q}{M_0} = \sin \vartheta \cos \omega_L t.$$

Заметим, что  $q$ -сигнал пропорционален  $M_q$ , а не  $dM_q/dt$ , как это имеет место в явлении магнитного резонанса.

Поперечный луч влияет на процесс оптической ориентации, производимый  $z$ -лучом. Это влияние может быть двояким.  $q$ -луч, будучи циркулярно-поляризованным, будет способствовать установлению ориентации в  $q$ -направлении. Этот эффект мал до тех пор, пока интенсивность  $q$ -луча не будет столь велика, что сможет произвести полную ориентацию за один период прецессии Лармора. Во-вторых, он будет уменьшать степень ориентации, производимой  $z$ -лучом, укорачивая эффективные времена жизни атомов на подуровнях основного состояния, как и всякое зависящее от времени возмущение.

Скилман и Бендер <sup>13</sup> экспериментально наблюдали сильное увеличение поглощения света или уменьшение поляризации при увеличении угла между магнитным полем и направлением распространения света. Так, при угле в  $30^\circ$  интенсивность проходящего света уменьшается вдвое.

### 3. Многократное рассеяние света

При определенных условиях в системе атомов может происходить многократное рассеяние света. Квант света резонансной частоты, будучи рассеян одним атомом, затем поглощается другим атомом этого же ансамбля

и испускается вновь. Число таких актов рассеяния зависит от количества атомов (плотности газа) в поглощающей камере и от размера и формы самой камеры. Исследование многократного рассеяния показывает<sup>7</sup>, что степень ориентации  $R_n$  растет при увеличении числа  $n$  актов рассеяния (табл. I).

Многократное рассеяние способствует увеличению степени ориентации только тогда, когда испущенные в результате элементарных актов рассеяния фотоны будут вновь иметь  $\sigma^+$ -поляризацию и распространяться в  $z$ -направлении. В противном случае они играют роль  $q$ -луча. Поэтому для увеличения степени ориентации оптической поглощающей камере целесообразно придавать форму, вытянутую в направлении распространения света и постоянного магнитного поля.

Таблица I  
Значения  $R_n$   
при много-  
кратном  
рассеянии  
фотонов<sup>7</sup>

$n$	$R_n$
1	0,070
2	0,173
3	0,313

### III. ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ НА ПРОЦЕСС ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕКАЧИВАНИЯ

#### 1. Ширина линий поглощения

Процесс оптического перекачивания тем более эффективен, чем медленнее протекают релаксационные явления в системе газовых атомов, т. е. чем меньше ширина энергетических уровней этих атомов.

Ширина линии поглощения ансамбля газовых атомов обусловлена, как известно, многими причинами. Она может существенно изменяться за счет явления Доплера, взаимодействий атомов ансамбля между собой и с атомами буферного газа, столкновений со стенками сосуда, в который заключен газ, а также под действием внешних полей.

Метод оптического обнаружения магнитного резонанса открывает новые возможности изучения формы узких линий поглощения при магнитных переходах между подуровнями тонкой и сверхтонкой структуры. Применение нового метода позволяет расширить и уточнить существующие представления о причинах уширения линий в газах и выявить специфические особенности зависимости ширины линий тонких и сверхтонких переходов от давления, температуры, электрического и магнитного полей и т. п., недоступные изучению другими методами.

Времена жизни изолированных атомов в основном состоянии по отношению к сверхтонким переходам очень велики. Для атомов щелочных металлов они порядка  $10^6$  лет, а для водорода в атомарном состоянии даже  $\sim 10^7$  лет. Естественная ширина линии, соответствующая этому времени жизни, настолько незначительна, что ею обычно можно пренебрегать. Когда система атомов находится в резонансе, взаимодействие с полем излучения усиливается, и ширина может возрасти на два и даже на три порядка. Так, в экспериментах по изучению сверхтонкого расщепления для атомарного водорода методом двойного резонанса ширина линии, вызванная указанной причиной, оказалась в 80 раз больше, чем в свободном пространстве<sup>14</sup>.

Более важен случай когерентного взаимодействия атомов. Когерентное излучение может значительно уменьшить радиационное время жизни атомов и, следовательно, увеличить естественную ширину линии. В наиболее благоприятном случае она увеличивается на фактор, равный разности населенностей энергетических подуровней, между которыми имеет место переход. При термическом равновесии эта разность достигает значения  $2 \cdot 10^{11}$ , что приводит к радиационному времени жизни  $\sim 20$  сек. Расширение линий благодаря когерентному излучению имеет значение

только для магнитных переходов между подуровнями тонкой и особенно сверхтонкой структуры, когда длина волны излучения значительно превышает среднее расстояние между атомами<sup>15</sup>.

Одной из основных причин уширения линий в оптическом диапазоне частот обычно является нормальный эффект Допплера, существование которого непосредственно следует из законов сохранения энергии и импульса системы. Форма линии в этом случае определяется максвелловским распределением атомов по скоростям и является поэтому гауссовой. Ширина линии определяется простым выражением

$$\Delta\nu_D = 7,2 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T^\circ}{A}} \cdot \nu_0, \quad (28)$$

где  $\nu_0$  — частота перехода,  $A$  — атомный вес, а  $T^\circ$  — абсолютная температура газа. Из (28) видно, что ширина линии, обусловленная нормальным эффектом Допплера, не зависит от давления. Однако при некоторых условиях это утверждение далеко от истины. Столкновения атомов между собой и особенно со стенками сосуда, в котором заключен газ, могут уменьшать доплеровскую ширину в радиодиапазоне настолько, что она становится пренебрежимо малой по сравнению с уширением, вызванным другими причинами. Теоретически эта задача была рассмотрена Диком<sup>16</sup>.

Предположим, что излучающий атом (но не радиация) заключен в одномерную потенциальную яму шириной  $a$  и может двигаться вперед и назад между ее стенками с постоянной скоростью  $v$ . В этом случае испускаемое атомами излучение модулируется по частоте различными гармониками описанного осциллятора. Такая излучающая система обладает двумя формами энергии: внешней и внутренней. При переходах, в которых излучается или поглощается фотон, может изменяться как внутренняя, так и внешняя энергия. Поэтому частота испускаемого фотона определяется выражением

$$\nu_{nm} = \nu_0 + \frac{h}{8M_0 a^2} (n^2 - m^2), \quad (29)$$

где  $\nu_0$  — частота перехода для свободного атома,  $M_0$  — его масса, а  $n$  и  $m$  — квантовые числа уровней в яме. Спектр излучения такой системы представляет собой ряд линий, интенсивности которых пропорциональны вероятностям соответствующих переходов.

Введение максвелловского распределения по скоростям приводит к непрерывному распределению интенсивности в спектре излучения, похожему на нормальное доплеровское, на которое накладывается несмещенная линия, испускаемая всеми атомами независимо от их скорости. Часть энергии, соответствующая этой линии, определяется отношением

$$\left( \frac{\sin \pi \frac{a}{\lambda}}{\pi \frac{a}{\lambda}} \right)^2, \quad (30)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения. Если  $a \gg \lambda/2$ , доминирует нецентральная часть линии, доплеровская по форме и близкая к ней по ширине. В случае  $a < \lambda/2$  центральная линия существенно расширяется. Если нулевая энергия осциллятора в яме  $\ll kT^\circ$ , то наиболее интенсивно излучение частоты  $\nu_{nn}$ . Хотя атом находится в контакте со стенкой неопределенно малое время, вероятность того, что момент фотона будет отдан стенке, а не другому атому, конечна и определяется (30). Если  $a \gg \lambda/2$ , но длина свободного пробега мала по сравнению с  $\lambda$  и энергия осциллятора  $\ll kT^\circ$ ,

форма линии может быть найдена классически. Приведем простой вывод уравнения, определяющего форму линии в этом случае.

Рассмотрим атом, испускающий плоскую волну

$$\left. \begin{aligned} E(t) &= E_0 \exp i \left( \Omega_0 t - \frac{x}{\lambda} \right) & (t > 0), \\ E(t) &= 0 & (t < 0), \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

где  $\Omega_0 = \omega_0 + i\delta$  — комплексная, с учетом затухания, частота излучения, а  $x(t)$  — мгновенное значение координаты движущегося атома. Спектр излучения определяется квадратом фурье-составляющей (31):

$$|E(\omega)|^2 = \frac{E_0^2}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty e^{i\{(\Omega_0 - \omega)t - \frac{x(t)}{\lambda}\}} e^{-i\{(\Omega_0 - \omega)t' - \frac{x(t')}{\lambda}\}} dt dt'. \quad (32)$$

Среднее значение  $\langle |E(\omega)|^2 \rangle$  для совокупности атомов газа можно вычислить, учитывая, что их движение макроскопически определяется уравнением диффузии. Решение этого уравнения, нормированное к единице.

$$P(\Delta x) = \frac{1}{(4\pi D \Delta t)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{(\Delta x)^2}{4D \Delta t} \right\} \quad (33)$$

определяет вероятность положения атома. Здесь  $D$  — коэффициент диффузии атомов газа. Среднее значение  $\exp(-\Delta x/\lambda)$  по ансамблю невзаимодействующих частиц равно

$$\langle e^{-i\frac{x}{\lambda}} \rangle = \int_0^{+\infty} e^{-i\frac{\Delta x}{\lambda}} P(\Delta x) dx = e^{-\frac{D \Delta t}{\lambda^2}}. \quad (34)$$

Воспользовавшись (34) для средней спектральной плотности, согласно (32), находим:

$$\langle |E(\omega)|^2 \rangle = \frac{\langle E_0^2 \rangle}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-\frac{D \Delta t}{\lambda^2}} e^{i\{(\Omega_0 - \omega)t - (\Omega_0^* - \omega)t'\}} dt dt'. \quad (35)$$

Полагая  $\delta \ll D/\lambda^2$ , что в радиодиапазоне всегда имеет место, после прямого интегрирования находим форму контура линии:

$$\langle |E(\omega)|^2 \rangle = \frac{\langle E_0^2 \rangle}{2\pi\delta} \frac{D/\lambda^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + (D/\lambda^2)^2}. \quad (36)$$

В этом случае линия оказывается лоренцевой. Если принять, что коэффициент диффузии  $D$  равен

$$D = \left( \frac{\pi}{24} \right)^{1/2} \langle v \rangle_2 L, \quad (37)$$

где  $\langle v \rangle_2$  — средняя квадратичная скорость атомов, а  $L$  — длина свободного пробега, то ширина линии равна

$$\Delta \nu = 4\pi \frac{D}{\lambda^2} = 2,8 \frac{L}{\lambda} \Delta \nu_D, \quad (38)$$

где  $\Delta \nu_D$  — нормальная доплеровская ширина, определяемая (28). Таким образом, броуновское движение атомов приводит к существенному изменению формы и ширины линии в радиодиапазоне.

В процессе вывода предполагалось, что столкновения между атомами, имеющие место в результате элементарных актов диффузии, не влияют на внутреннее состояние излучателя. Поэтому полученный результат справедлив только для определенных, магнитных дипольных переходов.

Эти условия имеют место в явлениях ядерного и электронного магнитного резонансного поглощения, а также при тонких и сверхтонких переходах в  $s$ -состояниях. Столкновения в этих случаях не прерывают процесса излучения атомов.

Таким образом, роль явления Допплера в уширении линии радиочастотных переходов существенным образом изменяется. Например, для атомарного водорода, находящегося в атмосфере молекулярного водорода при 0,1 мм рт. ст., вычисление ширины линии по (38) дает 200 кГц, в то время как  $\Delta\nu_D = 17,4$  кГц. Наблюдаемая в эксперименте<sup>14</sup> ширина линии 3 кГц показывает, что эффект Допплера в этом случае играет второстепенную роль, и им можно пренебречь.

Спектральная линия может быть уширена за счет различного рода столкновений, имеющих место в газах. При столкновениях атомов щелочного металла друг с другом необходимо различать по крайней мере два типа взаимодействий. Существование неспаренных электронов у атомов ведет к диполь-дипольному взаимодействию между ними. Вероятность перехода при этом на одно столкновение очень невелика. Для атомов водорода она порядка  $10^{-4}$ . Этот эффект пренебрежимо мал по сравнению с электронным обменным взаимодействием между одинаковыми атомами. Если два атома с противоположно направленными электронными спинами проходят мимо друг друга на расстоянии, меньшем  $10^{-8}$  см, то имеется вероятность ( $\sim 0,5$ ) того, что электроны обмениваются спиновыми координатами. В работе<sup>14</sup> проведен расчет продольного  $T_1$  и поперечного  $T_2$  времен релаксации для атомарного водорода, обусловленных обменными взаимодействиями. При комнатных температурах

$$T_2 = 2T_1 = \frac{2}{V \sqrt{2} N \langle v \rangle \sigma_{\text{обм}}} = \frac{2 \cdot 10^9}{N} \text{ сек.} \quad (39)$$

Здесь  $\sigma_{\text{обм}}$  — сечение обменного столкновения между электронами,  $\langle v \rangle$  — средняя относительная скорость движения атомов, а  $N$  — концентрация атомарного водорода. Как следует из (39), ширина линии поглощения зависит линейно от давления газа. Последний вывод подтвержден экспериментально.

В числе других причин, вызывающих уширение линий, следует упомянуть уширение вследствие насыщения. Последняя причина имеет существенное значение только при достаточно больших мощностях радиочастотного поля<sup>18</sup>.

## 2. Роль буферного газа

Уже в первых экспериментах по оптической ориентации атомов было замечено, что остатки постороннего газа в поглощающей камере, наполненной парами щелочного металла ( $\text{Na}^{23}$ ,  $\text{Rb}^{87}$ ), увеличивают степень ориентации<sup>1</sup>. Систематическое изучение этого вопроса показало<sup>17</sup>, что степень ориентации атомов заметно возрастает при увеличении давления буферного газа от 0,3 до 0,5 мм рт. ст. В присутствии буферного газа уменьшается длина свободного пробега  $L$  атомов щелочного металла, что приводит, согласно (38), к уменьшению доплеровской, а также и обменной ширины линии. В то же время уменьшается число столкновений щелочных атомов со стенками поглощающей камеры. Однако при повышении давления буферного газа начинает играть все большую роль механизм релаксации, обусловленный столкновениями атомов щелочного металла с атомами или молекулами буферного газа. Поэтому существует оптимальное давление буферного газа, при котором времена релаксации для ориентированных атомов оказываются наибольшими.

Это оптимальное давление может быть оценено следующим образом<sup>18</sup>. Будем считать, что оптическое облучение, включенное в момент  $t = t_0$ , действует в течение промежутка времени  $\Delta t$ . В момент  $t_0 + \Delta t$  облучение прекращается, производя определенную ориентацию атомов.

Пусть  $N_0(t)$  — число ориентированных, а  $N_d(t)$  — число дезориентированных за счет столкновений атомов. Очевидно,

$$N_0(t) + N_d(t) = N.$$

Изменение числа ориентированных атомов будем описывать при помощи уравнения диффузии

$$D\Delta N_0 - \kappa N_0 = \frac{\partial N_0}{\partial t}, \quad (40)$$

полагая, что столкновения с молекулами буферного газа приводят к дезориентации атомов щелочного металла. Здесь

$$\kappa = N_0 \sigma \langle v \rangle \frac{p}{p_0}, \quad (41)$$

$N = N_0 p / p_0$  — число атомов при атмосферном давлении  $p_0$ ,  $\sigma$  — эффективное сечение столкновений атомов щелочного металла с молекулами буферного

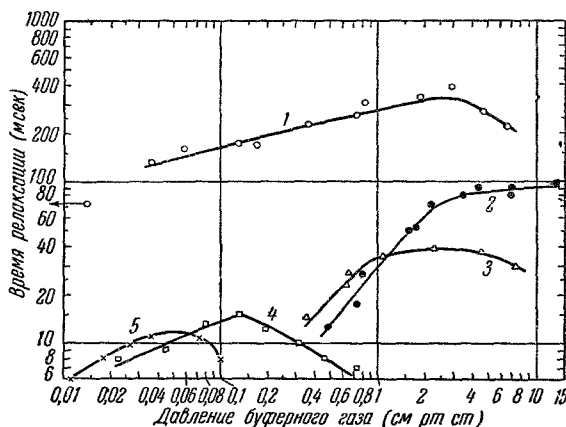


Рис. 4. Зависимость продольного времени релаксации  $T_1$  от давления буферного газа.

1 — неон, цилиндрическая камера, 2 — неон, 3 — аргон, 4 — криптон, 5 — ксенон, сферическая камера<sup>18</sup>.

газа,  $\langle v \rangle$  — средняя относительная скорость атомов и молекул, а  $D$  — коэффициент диффузии атомов щелочного металла в буферном газе:

$$D = D_0 \frac{p_0}{p}. \quad (42)$$

Решение уравнения (40) для случая поглощающей цилиндрической камеры длиной  $L$  и диаметром  $d$  при условии, что у стенок камеры  $N_0 = 0$ , имеет вид

$$N_0(r, z, t) = \sum_{i=1} \sum_{j=1} A_{ij} \exp \{ [D(\mu_j^2 + \nu_j^2) + \kappa] t \} J_0(\mu_j r) \cos(\nu_j z). \quad (43)$$

Таким образом, времена релаксации определяются выражением

$$T_1 = \frac{1}{D(\mu_j^2 + \nu_j^2) + \kappa}, \quad (44)$$

где  $\mu_j$  — корни уравнения  $J_0(\mu_0 d) = 0$ ,  $J_0$  — функция Бесселя, а  $v_j = \frac{\pi}{L}(2j-1)$ . Затухание в основном определяется первым членом в (43)

$$T_1 = \left\{ \left( \frac{2,405}{d} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 D_0 \frac{P_0}{P} + N_0 \sigma \langle v \rangle \frac{P}{P_0} \right\}^{-1}. \quad (45)$$

Нетрудно заметить, что  $T_1$  как функция  $p$  имеет максимум при определенном значении  $p_m$ . Таким образом, величина экстремального давления зависит от геометрии камеры. Время релаксации увеличивается, если увеличивать длину поглощающей камеры. На рис. 4 приведены экспериментальные кривые из работы <sup>18</sup> для различных буферных газов, откуда видно, что время релаксации для вытянутой камеры больше, чем для сферической, при прочих равных условиях. Оптимальное давление буферного газа лежит в пределах 1—10 мм рт. ст., в то время как давление паров щелочного металла имеет порядок  $10^{-6}$  и даже  $10^{-7}$  мм рт. ст.

### 3. Роль дезориентирующих столкновений в возбужденном состоянии

Влияние релаксационных процессов на степень ориентации атомов при оптическом перекачивании можно оценить, воспользовавшись системой уравнений (11), описывающих изменение населенностей подуровней сверхтонкой структуры основного состояния атома щелочного металла.

Из формулы (10) для случая двух подуровней следует, что для получения высокой степени ориентации необходимо, чтобы время оптического перехода  $\tau$  было значительно меньше времени тепловой «спин-решеточной» релаксации  $T_1$ . Приближение к стационарному состоянию происходит согласно (9) и характеризуется результирующим временем  $T_1^*$ .

Однако приведенный выше учет влияния релаксационных явлений на процесс оптического перекачивания посредством введения времени спин-решеточной релаксации для основного состояния не является исчерпывающим.

Как уже было отмечено <sup>18</sup>, атомы, находящиеся в  $S$ -состоянии, при столкновениях с атомами буферного газа не изменяют ориентации спина. Однако в оптически возбужденных состояниях такие столкновения дезориентируют спиновый момент относительно орбитального. Это приводит к изменению самих вероятностей  $P_{k,s}$ . Влияние столкновений с буферным газом на атомы, находящиеся в оптически возбужденных состояниях, изучалось в работах <sup>19-25</sup>.

Уже в первых экспериментах в этом направлении была обнаружена возможность наблюдения реориентаций в возбужденном состоянии с помощью света, производящего перекачивание. Пары натрия, находящиеся в атмосфере аргона, освещались резонансным светом одной из  $D$ -линий. Было найдено, что когда парциальное давление буферного газа увеличивалось до нескольких мм рт. ст., то в рассеянном резонансном излучении, как правило, присутствовали обе  $D$ -линии, а отношение их интенсивностей стремилось к равновесному отношению 1/2, независимо от того, какой из компонент производилось возбуждение. Это объясняется тем, что при повышении давления аргона увеличивается количество столкновений, и населенности зеемановских подуровней состояний  $3P_{1/2}$  и  $3S_{1/2}$  выравниваются, что приводит к определенному постоянному отношению интенсивностей  $D$ -линий в спектре испускания.

Поэтому, как мы уже отмечали выше, можно ожидать полного перемешивания магнитных подуровней  $P$ -состояния за счет столкновений, если время между столкновениями будет приближаться к времени жизни оптически возбужденных состояний ( $\sim 1,5 \cdot 10^{-8}$  сек).

Таблица II

Значения коэффициентов  $\frac{Q}{\beta_0} B_{sh}$  для случая отсутствия реориентаций в возбужденном состоянии<sup>9</sup>

$(F, m_F)$ $s$ $(F, m_F)$ $k$		$(1, -1)$ 1	$(1, 0)$ 2	$(1, 1)$ 3	$(2, -2)$ 4	$(2, -1)$ 5	$(2, 0)$ 6	$(2, 1)$ 7	$(2, 2)$ 8
$(1, -1)$	1	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 11/3$	0	0	2	1	0	0	0
$(1, 0)$	2	$2/3$	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 19/3$	0	2	2	$5/3$	0	0
$(1, 1)$	3	$1/3$	$5/3$	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 6$	0	1	$5/3$	2	0
$(2, -2)$	4	0	0	0	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 28/3$	0	0	0	0
$(2, -1)$	5	1	0	0	$10/3$	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 9$	0	0	0
$(2, 0)$	6	$2/3$	$5/3$	0	2	2	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 19/3$	0	0
$(2, 1)$	7	1	1	2	0	3	1	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 10/3$	0
$(2, 2)$	8	0	2	4	0	0	2	$4/3$	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1}$

Таблица III

Значения коэффициентов  $\frac{Q}{\beta_0} B_{sk}$  в случае полной реориентации в возбужденном состоянии <sup>9</sup>

$(F, m_F)$ $s$ $(F, m_F)$ $k$		$(1, -1)$ 1	$(1, 0)$ 2	$(1, 1)$ 3	$(2, -2)$ 4	$(2, -1)$ 5	$(2, 0)$ 6	$(2, 1)$ 7	$(2, 2)$ 8
$(1, -1)$	1	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 3,5$	1	1,5	2	1,5	1	0,5	0
$(1, 0)$	2	0,5	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 7$	1,5	2	1,5	1	0,5	0
$(1, 1)$	3	0,5	1	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 10,5$	2	1,5	1	0,5	0
$(2, -2)$	4	0,5	1	1,5	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 14$	1,5	1	0,5	0
$(2, -1)$	5	0,5	1	1,5	2	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 10,5$	1	0,5	0
$(2, 0)$	6	0,5	1	1,5	2	1,5	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 7$	0,5	0
$(2, 1)$	7	0,5	1	1,5	2	1,5	1	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1} - 3,5$	0
$(2, 2)$	8	0,5	1	1,5	2	1,5	1	0,5	$-8 \frac{1}{\beta_0 T_1}$

Вводя обозначения

$$B_{kk} = -\mathcal{P}_k, \quad B_{sk} = P_{sk} \quad (s \neq k), \quad (46)$$

уравнения (14) можно записать в форме

$$\frac{dN_k}{dt} = \sum_{s=1}^Q B_{sk} N_s + \frac{N}{Q T_1}. \quad (47)$$

Теоретический расчет вероятностей переходов  $B_{sk}$  может быть проведен для двух крайних случаев<sup>9</sup>, когда реориентации в возбужденном состоянии отсутствуют и когда имеет место полная реориентация. В таблицах II и III приведены соответствующие значения  $Q B_{sk} / \beta_0$  для случая атомов  $\text{Na}^{23}$  ( $D_1$ -линия).

Можно ожидать, что реальная система атомов находится в состоянии, промежуточном между этими двумя случаями. Предположение о полной реориентации позволяет считать, что вероятности переходов из возбужденного состояния на любой из подуровней основного состояния одинаковы.

Таблица IV

Стационарные относительные населенности  $N_k/N$  подуровней основного состояния<sup>9</sup>

	$N_1/N$	$N_2/N$	$N_3/N$	$N_4/N$	
Нет реориентации . . . .	$0,384 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$0,398 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$0,944 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$0,107 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	
Полная реориентация . .	$2 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$\frac{1}{\beta_0 T_1}$	$2/3 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$1/2 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	
	$N_5/N$	$N_6/N$	$N_7/N$	$N_8/N$	$\beta/\beta_0$
Нет реориентации . . . .	$0,194 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$0,398 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$1,45 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$1-3,87 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$3,63 \frac{1}{\beta_0 T_1}$
Полная реориентация . .	$2/3 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$\frac{1}{\beta_0 T_1}$	$2 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$1-7,89 \frac{1}{\beta_0 T_1}$	$7 \frac{1}{\beta_0 T_1}$

Решение уравнений (47) для  $\beta_0 T_1 \gg 1$  позволяет найти отношения  $N_k/N$ , приведенные в таблице IV. Как видно из таблицы, процесс перекачивания происходит наиболее эффективно тогда, когда в возбужденном состоянии отсутствуют дезориентирующие столкновения. Этот результат справедлив в том случае, когда перекачивание осуществляется с помощью только одной  $D$ -линии (рис. 5 и 6).

В случае, когда перекачивание осуществляется двумя  $D$ -линиями приблизительно одинаковой интенсивности, при увеличении давления буферного газа<sup>26</sup> степень оптической ориентации стремится к нулю. Поэтому при ориентации двумя  $D$ -линиями давление буферного газа должно быть меньше оптимального.

Такое различное влияние числа столкновений в возбужденном состоянии на оба случая (одна  $D$ -линия и две  $D$ -линии) может быть объяснено следующим образом. Когда интенсивности обеих  $D$ -линий ( $D_1$  и  $D_2$ ) примерно одинаковы, вероятности поглощения для всех магнитных подуровней также одинаковы. Процесс перекачивания в этом случае существенным образом зависит от сохранения в возбужденном состоянии тех изменений

момента, которые произошли при поглощении циркулярно-поляризованных квантов. В случае одной  $D$ -линии вероятности переходов неодинаковы,

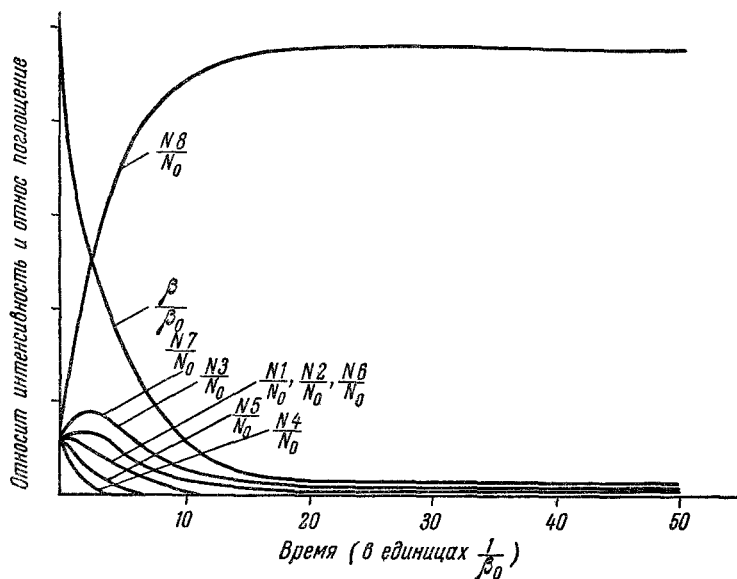


Рис 5. Зависимость от времени населенностей зеемановских подуровней основного состояния атома натрия и вероятности поглощения  $\beta/\beta_0$  при внезапном включении ориентирующего  $\sigma^+$ -света для случая полной реориентации атомов в возбужденном состоянии<sup>9</sup>.

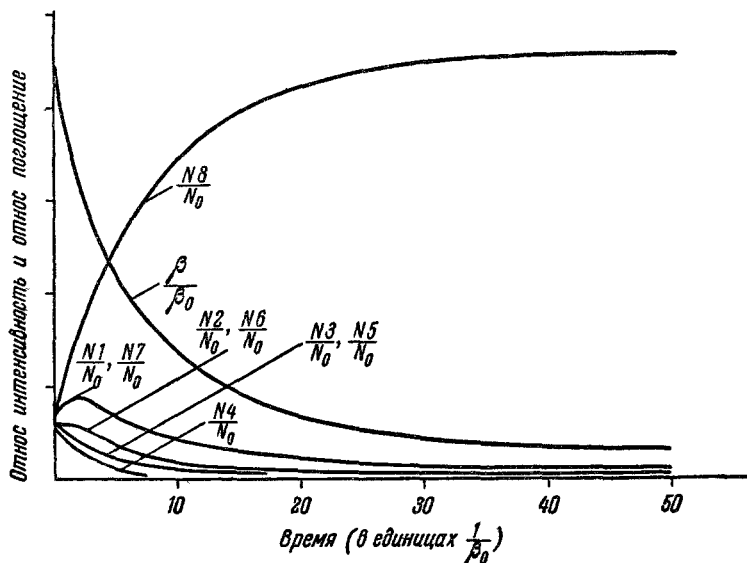


Рис 6. То же, что и для рис 5, в случае отсутствия реориентаций в возбужденном состоянии<sup>9</sup>.

и даже потеря информации в возбужденном состоянии несущественно сказывается на процессе перекачивания, который в этом случае зависит не столько от изменений магнитного квантового числа, сколько от правил отбора

#### 4. Зависимость резонансной частоты от давления буферного газа

Присутствие буферного газа, увеличивая при прочих равных условиях степень ориентации атомов, приводит к сдвигу резонансной частоты линии радиочастотного поглощения. Детальное исследование сдвига резонансной частоты, производимого различными буферными газами, для  $\text{Na}^{23}$  и  $\text{Cs}^{133}$  было выполнено в работе Ардити<sup>49</sup>. Результаты экспериментов показывают, что резонансная частота сверхтонких переходов линейно изменяется с давлением, как это видно из таблицы V.

Более легкие газы (водород, гелий, азот, неон) приводят к сдвигу в сторону больших частот, тогда как тяжелые газы (аргон, криптон, ксенон) уменьшают резонансную частоту. Смещение  $\delta$  частоты пропорционально давлению буферного газа. Поэтому для смеси газов следует ожидать, что

$$\delta = \sum_k p_k^0 \delta_k, \quad (48)$$

где  $\delta_k$  — величина смещения для  $k$ -го сорта газа, а  $p_k^0$  — его относительное парциальное давление ( $\sum_k p_k^0 = 1$ ).

Смесь двух буферных газов, для которой частота сверхтонких переходов не будет зависеть от давления, должна, согласно (48), удовлетворять требованиям

$$p_1 \delta_1 + p_2 \delta_2 = 0, \quad p_1 + p_2 = 1. \quad (49)$$

Как следует из таблицы V, этим условиям можно удовлетворить несколькими способами, например, выбирая в качестве буферного газа смесь гелия и аргона (рис. 7).

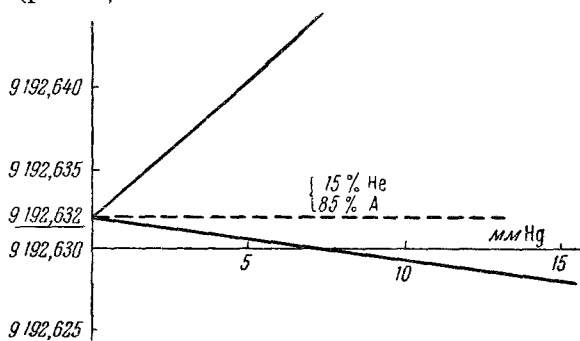


Рис. 7. Зависимость частоты переходов (в МГц) между подуровнями сверхтонкой структуры  $\text{Cs}^{133}$  от давления буферного газа для гелия, аргона и их смеси<sup>49</sup>.

Отметим, что буферный газ, дающий наибольшее смещение частоты, производит и наибольшую дезориентацию атомов. Поэтому интенсивность

Таблица V

Зависимость резонансной частоты сверхтонких переходов от давления буферного газа (в  $\text{гц/мм}$  рт. ст.)<sup>49</sup>

Буферный газ	Смещение частоты
$\text{Na}^{23}$ Азот	+ 100
Неон	+ 80
Аргон	$\approx 0$
$\text{Cs}^{133}$ Водород	+1900
Гелий	+1600
Азот	+ 930
Неон	+ 650
Аргон	— 250
Криптон	—1300
Ксенон	—2400

прошедшего через поглощающую камеру света зависит от давления буферного газа.

Присутствие буферного газа обуславливает также смещение частоты оптических переходов<sup>77</sup>.

#### IV. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ АТОМОВ

##### 1. У р а в н е н и я   д л я   н а м а г н и ч е н н о с т и

Изменение намагниченности, возникающей при оптической ориентации атомов парамагнитного газа, можно описать при помощи феноменологических уравнений<sup>8</sup>, внешне подобных уравнениям Блоха для изменения ядерной намагниченности<sup>27</sup>. Решения этих уравнений позволяют рассчитать ожидаемую в процессе оптического перекачивания зависимость сигнала от времени, интенсивности продольного и поперечного лучей и необходимую амплитуду радиочастотного поля.

Для случая, когда атомы в основном состоянии характеризуются двумя энергетическими подуровнями ( $s = \pm 1/2$ ), составляющая  $M_z$  намагниченности газа в направлении распространения продольного луча равна

$$M_z = \mu_a N V_z, \quad (50)$$

где  $\mu_a$  — магнитный момент атома, а  $V_z$  — степень ориентации, определяемая (3), где  $P_{AB}$  и  $P_{BA}$  — вероятности соответствующих переходов под действием  $z$ -луча. Воспользовавшись уравнением (8) для изменения  $M_z$  со временем, найдем

$$\frac{dM_z}{dt} + \frac{1}{T_1^*} (M_z - M_z^0) = 0, \quad (51)$$

где

$$M_z^0 = \frac{T_1 M_z^P + \tau_z M_z^T}{T_1 + \tau_z}, \quad \frac{1}{T_1^*} = \frac{1}{\tau_z} + \frac{1}{T_1}, \quad (52)$$

а

$$M_z^P = \mu_a N V_z^P, \quad M_z^0 = \mu_a N V_z^T. \quad (53)$$

При оптической ориентации атомов  $\tau_z M_z^0 \ll T_1 M_z^P$ . Вспоминая, что вероятности переходов  $P_{AB}$  и  $P_{BA}$  под действием  $z$ -луча пропорциональны его интенсивности, получим

$$M_z^0 = M_0 \frac{\alpha_z T_1 J_z}{1 + \alpha_z T_1 J_z} V_z^P, \quad (54)$$

где  $M_0 = \mu_a N$ .

Установление стационарной ориентации атомов газа, находящегося во внешнем поле  $H_0 = H_z$ , под действием  $z$ -луча, включенного в момент  $t = 0$ , определяется решением уравнения (49)

$$M_z = M_z^0 \left( 1 - e^{-\frac{t}{T_z^*}} \right), \quad (55)$$

где  $M_z^0$  — стационарная намагниченность. Как следует из (54),  $M_z^0$  монотонно растет при увеличении интенсивности ориентирующего луча  $J_z$ . При  $\alpha_z T_1 J_z \gg 1$  предельная намагниченность  $M_z = \mp M_0$ . Заметим, что  $M_z < 0$ , т. е. направлено против магнитного поля  $H_0$ , если  $V_z^P < 0$ .

Если направление магнитного поля  $H_0$  не совпадает с направлением  $z$ -луча, то в правой части уравнения (49) необходимо учесть  $z$ -составляющую момента сил, действующих со стороны внешнего магнитного поля на атом. Обозначив через  $\gamma_a$  абсолютное значение магнетомеханического

отношения для атома, имеем:

$$\frac{dM_z}{dt} + \frac{1}{T_1^*}(M_z - M_z^0) - \gamma_a [\mathbf{M}, \mathbf{H}]_z = 0. \quad (56)$$

В отсутствие ориентирующего луча ( $J_z = 0$ ), согласно (52),

$$M_z^0 = M_0 V_z^T = \chi_0 H_z \quad (57)$$

и  $T_1^* = \tau_z$ . В этом случае уравнение (54) переходит в соответствующее уравнение Блоха.

Уравнения для изменения  $M_x$ - и  $M_y$ -составляющих намагниченности со временем получаются аналогичным образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} + \frac{1}{T_2^*}(M_x - M_x^0) - \gamma_a [\mathbf{M}, \mathbf{H}]_x &= 0, \\ \frac{dM_y}{dt} + \frac{1}{T_2^*}(M_y - M_y^0) - \gamma_a [\mathbf{M}, \mathbf{H}]_y &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

где

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{\tau_z} + \frac{1}{T_2}, \quad (59)$$

а  $T_2$  — время фазовой памяти системы атомов.

Если, кроме ориентирующего  $z$ -луча, атомы освещаются еще произвольно ориентированным в пространстве  $q$ -лучом, то вместо (50) и (59) следует полагать

$$\frac{1}{T_1^*} = \frac{1}{\tau_z} + \frac{1}{\tau_q} + \frac{1}{T_1}, \quad \frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{\tau_z} + \frac{1}{\tau_q} + \frac{1}{T_2}, \quad (60)$$

где  $1/\tau_q = \alpha_q J_q$  — вероятность оптического перехода под действием  $q$ -луча. В этом случае, пренебрегая парамагнитной намагниченностью газа, находим аналогично (54):

$$M_x^0 = M_0 \frac{\alpha_q T_2 J_q V_q^P}{1 + T_1 (\alpha_z J_z + \alpha_q J_q)}, \quad (61a)$$

$$M_y^0 = M_0 \frac{\alpha_q T_2 J_q V_q^P}{1 + T_1 (\alpha_z J_z + \alpha_q J_q)}, \quad (61b)$$

$$M_z^0 = M_0 \frac{\alpha_z T_1 J_z V_z^P}{1 + T_1 (\alpha_z J_z + \alpha_q J_q)}. \quad (61b)$$

Если оба луча ( $z$  и  $q$ ) поляризованы одинаково, то  $\alpha_z = \alpha_q$ .

Таким образом, задача вычисления намагниченности газа в процессе оптической ориентации сводится к решению системы уравнений (56) и (58) при соответствующих условиях.

При изучении явления оптической ориентации атомов возникает необходимость выяснить характер изменения интенсивности  $z$ -луча после прохождения им поглощающей камеры. Это изменение может быть вызвано как действием  $q$ -луча, так и радиочастотным полем и характеризуется  $S_z$ - и  $S_q$ -сигналами.

Воспользовавшись (24) и (27), находим для продольного ( $S_z$ ) и поперечного ( $S_q$ ) сигналов выражения

$$S_z = J_z \frac{M_z^P M_z}{M_0^2}, \quad S_q = J_q \frac{M_q^P M_q}{M_0^2}. \quad (62)$$

Для рассматриваемого выше случая внезапного включения ориентирующего  $z$ -луча, согласно (53), имеем

$$S_z = \frac{\alpha_z T_1 J_z}{1 + \alpha_z T_1 J_z} (V_z^P)^2 \left( 1 - e^{-\frac{t}{T_1^*}} \right). \quad (63)$$

## 2. Влияние радиочастотного поля на процесс ориентации атомов

Рассмотрим случай, когда атомы газа в поглощающей камере находятся в поляризованном по кругу радиочастотном поле

$$h_x = h_0 \cos \omega t, \quad h_y = h_0 \sin \omega t, \quad (64)$$

частота которого близка к резонансной частоте переходов между магнитными подуровнями. В этом случае для решения уравнений (56) и (58) при произвольных амплитудах радиочастотного поля удобно перейти к системе координат, вращающейся с частотой  $\omega = \omega_z$  вокруг оси  $z$ . Этот переход совершается путем замены в (56) и (58)

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} \rightarrow \frac{d\mathbf{M}'}{dt} + [\omega, \mathbf{M}'], \quad (65)$$

где  $\mathbf{M}'$  — намагниченность по отношению к вращающейся системе координат. Составляющие радиочастотного поля в этой системе равны

$$h_x = h_0 \cos \varphi, \quad h_y = h_0 \sin \varphi,$$

где  $\varphi$  — угол, который образует неподвижный вектор напряженности радиочастотного поля с осями этой системы. Полагая далее  $d\mathbf{M}'/dt = 0$ , находим систему неоднородных алгебраических уравнений

$$\left. \begin{aligned} -T_2^* [\mathbf{M}', \Delta\omega]_x + M'_x &= M_x^0, \\ -T_2^* [\mathbf{M}', \Delta\omega]_y + M'_y &= M_y^0, \\ -T_2^* [\mathbf{M}', \Delta\omega]_z + M'_z &= M_z^0, \end{aligned} \right\} \Delta\omega = \gamma_a \mathbf{H} + \omega, \quad (66)$$

решение которой описывает установившееся движение вектора (случай «медленного прохождения» по Блоху) <sup>27</sup> ( $\omega_L = |\gamma_a| H_0$ ):

$$M_x = \frac{M_x^0 - T_2^* \Delta\omega_z M_y^0}{1 + (T_2^* \Delta\omega_z)^2} + \frac{T_2^* (\Delta\omega_y + T_2^* \Delta\omega_x \Delta\omega_z)}{1 + (T_2^* \Delta\omega_z)^2} M_z, \quad (67a)$$

$$M_y = \frac{M_y^0 + T_2^* \Delta\omega_z M_x^0}{1 + (T_2^* \Delta\omega_z)^2} - \frac{T_2^* (\Delta\omega_x - T_2^* \Delta\omega_y \Delta\omega_z)}{1 + (T_2^* \Delta\omega_z)^2} M_z, \quad (67b)$$

$$M_z = \frac{M_z^0 [1 + T_2^{*2} (\omega_L - \omega)^2] - T_1^* T_2^* (\omega_L - \omega) \gamma_a (M^0 h_0) + T_1^* \gamma_a [M^0, h_0]_z}{1 + T_2^{*2} (\omega_L - \omega)^2 + T_1^* T_2^* \gamma_a^2 h_0^2}. \quad (67b)$$

Составляющая  $M'_z$  во вращающейся системе координат равна  $M_z$ , а  $M'_x$  и  $M'_y$  связаны с  $M_x$  и  $M_y$  простыми соотношениями

$$M_x = M'_x \cos \omega t + M'_y \sin \omega t, \quad M_y = M'_x \sin \omega t + M'_y \cos \omega t \quad (68)$$

и гармонически изменяются с частотой  $\omega$ . Таким образом,  $x$ - или  $y$ -лучи, согласно (67a) или (67b), модулированы по амплитуде с частотой  $\omega$ .

При резонансе

$$M_z = \frac{M^0 + T_1^* \gamma_a [M^0, h_0]_z}{1 + T_1^* T_2^* \gamma_a^2 h_0^2} \quad (69)$$

убывает с ростом амплитуды радиочастотного поля. Величина сигнала  $S_z$  убывает при приближении к резонансу. С ростом амплитуды радиочастотного поля  $S_z$  также уменьшается.

Из приведенных решений видно соревнование между действием, производимым  $z$ -лучом, и тепловой релаксацией, а также — влияние  $q$ -луча на интенсивность  $z$ -луча. Для малых интенсивностей  $J_0$  это влияние несущественно. Однако если  $q$ -луч может произвести ориентацию

за период ларморовой прецессии  $\omega_L$ , он существенно ухудшает степень ориентации, производимую  $z$ -лучом.

Из приведенных выше выражений для  $M'$  следует, что в процессе оптического перекачивания ширина резонансной линии увеличивается. Если изменять  $J_0$  или  $\tau_0$  при прочих неизменных условиях, то максимум сигнала  $S_z$  будет при условии

$$\left(\frac{1}{\tau_0}\right)^2 = \left(1 + \frac{\tau_z}{T_1}\right) \left(1 + \frac{\tau_z}{T_2}\right) \frac{1}{\tau_z^2}. \quad (70)$$

Обычно  $\tau_z \ll T_{1,2}$  (медленная релаксация), и наибольший сигнал  $q$ -луча ( $S_0$ ) наблюдается при одинаковых интенсивностях  $q$ - и  $z$ -лучей ( $J_0 = J_z$ ). В этом случае наблюдаемый  $S_z$ -сигнал имеет ширину, вдвое большую, а амплитуду, вдвое меньшую, чем при отсутствии  $q$ -луча.

Можно показать<sup>8</sup>, что члены, содержащие  $M_x^0$  и  $M_y^0$  в выражениях (56), можно опустить, так как они влияют на модуляцию  $x$ - и  $y$ -лучей только с частотами, кратными ларморовой частоте (0,  $2\omega_L$ ,  $4\omega_L$ ), но не изменяют модуляции  $x$ - и  $y$ -сигналов с частотой Лармора.

#### V. ОБНАРУЖЕНИЕ РАДИОЧАСТОТНОГО РЕЗОНАНСА ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННЫХ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ, ЯДЕРНЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ $g$ -ФАКТОРОВ

Сочетание методов оптической ориентации атомов с техникой радиочастотного резонанса открывает новые возможности применения этого явления как в научных, так и практических целях.

#### 1. Энергетический спектр атомов щелочных металлов в магнитном поле

Для количественного описания явления двойного радиооптического резонанса необходим детальный анализ энергетического спектра атомов в магнитном поле.

Основным состоянием атомов, имеющих по одному электрону в незаполненной оболочке, является  $^2S_{1/2}$ -состояние. Если пренебречь взаимодействием оптического (валентного) электрона с ядром, то энергетический спектр вблизи основного состояния имеет вид, изображенный на рис. 8. Оптические переходы  $P_{3/2} \leftarrow S_{1/2}$  и  $P_{1/2} \leftarrow S_{1/2}$ , разрешенные правилами отбора  $\Delta l = \pm 1$ , образуют тонкий (спиновый) дублет. Если учитывать взаимодействие валентного электрона с ядром, картина существенно усложняется. Число энергетических уровней атома в каждом состоянии определяется возможными значениями полного момента атома  $F$

$$F = I + J = I + L + S. \quad (71)$$

Если газ поместить в слабое внешнее магнитное поле  $H_0$ , нерывающее связи между векторами  $I$  и  $J$ , то каждое энергетическое состояние атома расщепится на  $2F + 1$  подуровней, расстояние между которыми увеличивается с ростом напряженности магнитного поля.

Положение энергетических уровней можно найти, решая соответствующую квантовомеханическую задачу.

Часть оператора энергии, описывающая магнитное взаимодействие ядра атома с оптическим электроном и их взаимодействие с внешним полем, для основного состояния атома имеет вид<sup>28</sup>:

$$\hat{\mathcal{H}} = a(I, J) - \gamma_J \hbar (J, H_0) - \gamma_I \hbar (I, H), \quad (72)$$

где  $a(I, J)$  — постоянная сверхтонкого взаимодействия, а  $\gamma_J$  и  $\gamma_I$  — магнетомеханические отношения для электрона и ядра:

$$\gamma_J \hbar = \frac{\mu_J}{J}, \quad \gamma_I \hbar = \frac{\mu_I}{I}. \quad (73)$$

Наличие члена  $a(I, J)$  в (72) приводит к сверхтонкому расщеплению  $\Delta E$

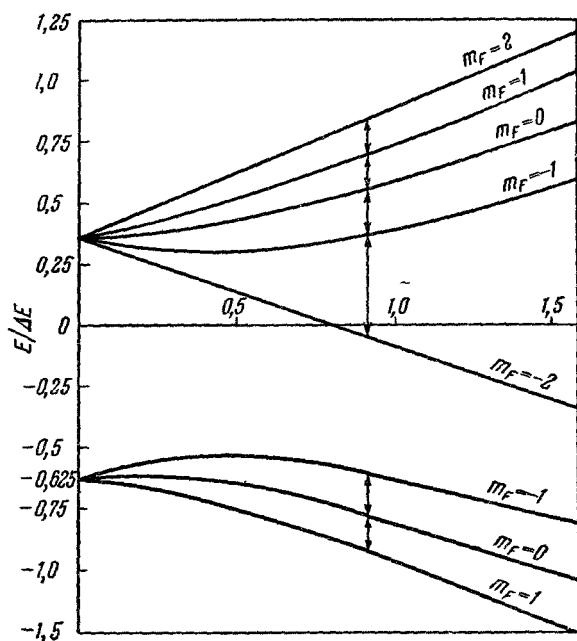


Рис. 8. Энергетический спектр атома щелочного металла ( $I = 3/2$ ) в магнитном поле.

По оси абсцисс отложены значения параметра  $\xi$ . Стрелками изображены переходы между магнитными подуровнями  $\Delta m_F = \pm 1$ .

энергетических уровней даже в отсутствие внешнего поля. Это расщепление удобно выражать в единицах частоты

$$\Delta E = 2\pi\hbar\Delta\nu. \quad (74)$$

В качестве меры величины поля  $H_0$  удобно принять безразмерное отношение

$$\xi = \frac{|\gamma|H_0}{2\pi\Delta\nu}, \quad \gamma = \gamma_J + \gamma_I. \quad (75)$$

При  $|\xi| < 0,1$  магнитное поле принято считать слабым, поле, соответствующее  $|\xi| \sim 1$ , — промежуточным, а при  $|\xi| > 3$  — сильным<sup>29</sup>. Для слабых полей вектор  $\mathbf{F}$  можно считать интегралом движения.

Собственные значения энергии атома для случая  $J = 1/2$  выражаются формулой Брейта—Раби<sup>29</sup>, которая для  $\mu_I > 0$  имеет вид:

$$E\left(I \pm \frac{1}{2}, m_F\right) = -\frac{a}{4} - \gamma_I \hbar m_F H_0 \pm \frac{a}{4} (2I + 1) \left\{ 1 + \frac{4m_F}{2I + 1} \xi + \xi^2 \right\}^{1/2}. \quad (76)$$

При выводе (76) предполагается, что проекция  $\mathbf{F}$  на направление поля является интегралом движения, что всегда справедливо. Как следует из (76), в отсутствие поля  $\Delta E = a\left(I + \frac{1}{2}\right)$ .

Величина сверхтонкого расщепления  $\Delta\nu$  для щелочных металлов имеет порядок  $10^{10}$  гц, а  $|\gamma_I|/2\pi \approx |\gamma_J|/2\pi = 2\,802\,552$  гц; поэтому  $\xi \simeq 10^{-4}H_0$ . В большинстве случаев оптическая ориентация производится в слабых полях, поэтому оказывается достаточным ограничиться квадратичными членами в разложении (76) по степеням  $\xi$ . Воспользовавшись (74) и (75), найдем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{h} E \left( I + \frac{1}{2}, m_F \right) &= \frac{I}{2I+1} \Delta\nu - \Gamma^- m_F H_0 + \left\{ \frac{1}{4\Delta\nu} \left( \frac{\gamma}{2\pi} \right)^2 - G m_F^2 \right\}, \\ \frac{1}{h} E \left( I - \frac{1}{2}, m_F \right) &= -\frac{I+1}{2I+1} \Delta\nu + \Gamma^+ m_F H_0 - \left\{ \frac{1}{4\Delta\nu} \left( \frac{\gamma}{2\pi} \right)^2 - G m_F^2 \right\}, \end{aligned} \quad (77)$$

где

$$\Gamma^\pm = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\gamma}{2I+1} \pm \gamma_I \right), \quad G = \left( \frac{\gamma}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{(2I+1)^2 \Delta\nu}. \quad (78)$$

Частота магнитных переходов между соседними зеемановскими подуровнями ( $\Delta m_F = \pm 1$ ), соответствующими одинаковому значению  $F$ , равна

$$\nu^\mp = \nu \left( I \pm \frac{1}{2}, m_F, I \pm \frac{1}{2}, m_F - 1 \right) = \Gamma^\mp H_0 - (2m_F - 1) G H_0^2. \quad (79)$$

Уравнение (79) легко разрешить относительно  $H_0$  в том же квадрагичном приближении, полагая в первом приближении  $\nu^\mp = \Gamma^\mp H_0$ . Тогда

$$H_0 = \frac{1}{\Gamma^\mp} \nu^\mp + (2m_F - 1) \frac{G}{(\Gamma^\mp)^3} (\nu^\mp)^2. \quad (80)$$

Для переходов между подуровнями  $I + 1/2 \rightarrow I - 1/2$  находим:

$$\begin{aligned} \nu \left( I + \frac{1}{2}, m_F; I - \frac{1}{2}, m'_F \right) &= \Delta\nu - [\Gamma^- m_F + \Gamma^+ m'_F] H_0 + \\ &+ \left[ \frac{1}{2\Delta\nu} \left( \frac{\gamma}{2\pi} \right)^2 - G(m_F^2 + m'^2_F) \right] H_0^2. \end{aligned} \quad (81)$$

Разрешенные переходы должны удовлетворять условию  $m_F - m'_F = 0, \pm 1$ . Коэффициенты  $\Gamma^\pm$  и  $G$  для каждого конкретного случая могут быть вычислены, если известны  $\gamma_I$  и  $\Delta\nu$ .

Так, например  $^{30, 45}$ , для  $\text{Na}^{23} (I = 3/2)$

$$\frac{\gamma_I}{2\pi} = 1126,7 \text{ гц}, \quad \Delta\nu = 1771,6262 \text{ Мгц}, \quad (82)$$

откуда находим  $|\xi| = 0,0016 H_0$ , а для  $m_F = 2$

$$\Gamma^- = 699\,793 \text{ гц/э}, \quad (2m_F - 1)G = 832 \text{ гц/э}^2. \quad (83)$$

Аналогичным образом для изотопа  $\text{Rb}^{87} (I = 3/2)$   $^{30}$  и  $m_F = 2$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\gamma_I}{2\pi} &= 1397 \text{ гц/э}, \quad \Delta\nu = 6834,1 \text{ Мгц}, \\ \Gamma^- &= 699\,591 \text{ гц/э}, \quad (2m_F - 1)G = 216 \text{ гц/э}^2. \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

Заметим, что при переходе  $\left( I + \frac{1}{2}, m_F = 0 \right) \rightarrow \left( I - \frac{1}{2}, m'_F = 0 \right)$

$$\nu \left( I + \frac{1}{2}, 0; I - \frac{1}{2}, 0 \right) = \Delta\nu + \frac{1}{2\Delta\nu} \left( \frac{\gamma}{2\pi} \right)^2 H_0^2 \quad (85)$$

меньше всего зависит от поля. Коэффициент при  $H_0^2$  невелик. Для  $\text{Na}^{23}$  он равен  $2,2 \cdot 10^3 H_0^2$ ; таким образом,

$$\nu = (1771,6262 + 0,0022 H_0^2) \text{ Мгц}. \quad (86)$$

Как следует из (79) и (81), частоты переходов в одном и том же поле  $H_0$  несколько различаются. Поэтому при изменении частоты в окрестности  $\Gamma^\pm H_0$  или  $\Delta\nu$  будет наблюдаться несколько линий радиочастотного резонансного поглощения, число которых определяется правилами отбора для магнитного квантового числа ( $\Delta m_F = 0, \pm 1$ ). Для спина ядра  $I = 3/2$  в окрестности частоты  $\Gamma^\pm H_0$  таких линий будет  $4 + 2 = 6$ . Переходы, соответствующие им, изображены на рис. 8. Их частоты равны

$$\left. \begin{aligned} \nu(2, 2; 2, 1) &= \Gamma^- H_0 + 3GH_0^2, & \nu(2, -1; 2, -2) &= \Gamma^- H_0 - 3GH_0^2, \\ \nu(2, 1; 2, 0) &= \Gamma^- H_0 + GH_0^2, & \nu(1, -1; 1, 0) &= \Gamma^+ H_0 - GH_0^2, \\ \nu(2, 0; 2, -1) &= \Gamma^- H_0 - GH_0^2, & \nu(1, 0; 1, -1) &= \Gamma^+ H_0 + GH_0^2. \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

Все шесть линий лежат в интервале частот

$$\delta\nu = \nu(1, -1; 1, 0) = \nu(2, 1; 2, 0) = 2 \frac{\gamma_I}{2\pi} H_0 + 4GH_0^2. \quad (88)$$

Для  $\text{Na}^{23}$   $\delta\nu = 1628$  гц, а для  $\text{Rb}^{87}$   $\delta\nu = 1685$  гц. Помимо этих шести линий для  $\text{Na}^{23}$  и  $\text{Rb}^{87}$  наблюдаются еще четыре слабые линии, обусловленные квадрупольными моментами этих ядер.

Частоты шести линий, соответствующих разрешенным переходам  $I + \frac{1}{2} \rightarrow I - \frac{1}{2}$ , легко могут быть вычислены по формуле (81). Сумма четырех частот, соответствующих переходам  $(2, m_F) \rightarrow (2, m'_F)$ , согласно (87), (78) и (75), равна

$$\sum \nu = 4\Gamma^- H_0 = \frac{1}{2\pi} (-\gamma + 4\pi\gamma_I) H_0 = \frac{1}{2\pi} (-\gamma_J + 3\gamma_I). \quad (89)$$

Если частоту резонансного перехода для свободных электронов обозначить  $\nu_s = |\gamma_s| H_0 / 2\pi$ , то величина  $(\nu_s - \sum \nu) / \nu_s$  не зависит от поля. Согласно (89), легко получить

$$\gamma_J = \gamma_s \left( 1 - 3 \frac{\gamma_I}{\gamma_s} - \frac{\nu_s - \sum \nu}{\nu_s} \right). \quad (90)$$

Измеряя резонансную частоту для свободных электронов  $\nu_s$  и сумму  $\sum \nu$  для ядра с магнетомеханическим отношением  $\gamma_I$ , согласно (90), можно найти магнетомеханическое отношение атома щелочного металла со спином ядра  $I = 3/2$ . Как видно из (90),  $|\gamma_J| > |\gamma_s|$ , так как  $\gamma_s < 0$ .

## 2. Эксперименты по исследованию радиочастотного резонанса оптическим методом

Если ансамбль оптически ориентированных атомов поместить в радиочастотное поле частоты, соответствующей переходам между сверхтонкими или зеемановскими подуровнями атома, то будет происходить дезориентация атомов как в основном, так и возбужденном состояниях. В предельном случае насыщения радиочастотного резонанса населенности подуровней будут выравнены, т. е. состояния, в которых атомы могут поглощать свет, будут вновь населены. В результате интенсивность света, проходящего через поглощающую камеру, уменьшится. Экспериментально наблюдаемая форма и ширина сигнала дают информацию о релаксационных процессах в системе.

Радиочастотные переходы между оптически возбужденными состояниями также могут быть обнаружены методом двойного резонанса.

Впервые этот метод был применен к исследованию  $6^3P_1$ -состояния атомов ртути Бросселем и Биттером<sup>32,33</sup>.

Пары ртути освещались резонансным светом  $\lambda=2537 \text{ \AA}$ , переводящим атомы из основного  $6^1S_0$ -состояния в триплетное  $6^3P_1$ . Если свет поляризован так, что электрический вектор параллелен постоянному магнитному полю, то он возбуждает атомы только на подуровень  $m=0$ . Испускаемый атомами свет будет линейно поляризован. Если перпендикулярно  $H_0$  приложено радиочастотное поле резонансной частоты, то излучение атомов будет содержать также и  $\sigma$ -компоненты. Измерения интенсивности и характера поляризации проходящего света дают в этом случае возможность детектировать радиочастотный резонанс. Как видно из рис. 9 (кривая I), при приближении к радиочастотному резонансу появляется  $\sigma$ -компонента, интенсивность которой достигает максимума в резонансе. Форма наблюдаемого сигнала определяется формой линии магнитного резонансного поглощения.

Если параллельно магнитному полю  $H_0$  приложить постоянное электрическое поле  $E_0$ , то появляется новая возможность изучать явление Штарка<sup>34,35</sup>. Для  $6^3P_1$ -состояния ртути в присутствии электрического поля (50 кВ/см) энергетические интервалы  $m=0 \rightarrow +1$  и  $m=0 \rightarrow -1$  становятся неодинаковыми, что приводит к отчетливому расщеплению резонансной линии (рис. 9, кривая II). Один из максимумов соответствует поглощению радиочастотной энергии, другой — индуцированной эмиссии. Метод обнаружения резонанса не позволяет установить разницу между ними и, следовательно, не определяет знака Штарковского расщепления. Однако этот знак может быть установлен при изучении в отдельности изотопов ртути, имеющих ненулевые ядерные моменты и обнаруживающих сверхтонкую структуру.

Обратим внимание на то, что легко наблюдаемое в этом случае радиооптическим методом смещение Штарка столь мало, что оно не может быть обнаружено методами оптической спектроскопии. Анализ результатов экспериментов позволил не только подтвердить квадратичный по полю характер эффекта Штарка, но и определить коэффициенты в теоретической формуле для отдельных изотопов и их смеси.

Демельт<sup>36</sup> производил эксперименты по обнаружению радиочастотного резонанса паров ртути в метастабильном состоянии  $^3P_2$  в магнитном поле  $H_0=0,3 \text{ э}$  (рис. 10). Возбуждение в это состояние происходило за счет столкновений атомов ртути с электронами. Электронные столкновения вызывают переходы  $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_2$  с изменением  $\Delta m_F=0, \pm 1$ . Перераспределение населенностей, вызываемое столкновениями, контролировалось по наблюдению прошедшей через поглощающую камеру световой радиации  $\lambda=5461 \text{ \AA}$ , при поглощении которой происходят переходы  $6^3P_2 \rightarrow 7^3S_1$ . Для линейной поляризации света поглощение идет в основном за счет

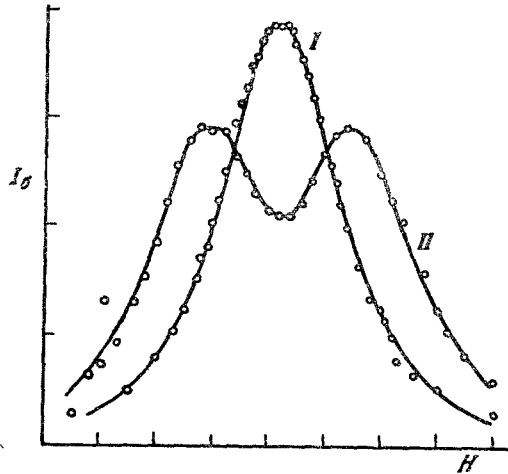


Рис. 9. Кривые зависимости оптического сигнала от напряженности магнитного поля  $H$  для радиочастотных переходов между подуровнями  $6^3P_1$  ртути.

I — без электрического поля; II — в электрическом поле  $E \parallel H$  (50 кВ/см)<sup>35</sup>.

переходов с уровня  $m = 0$ . Ситуация существенно изменяется при наличии радиочастотного поля ( $\sim 10^{-3}$  э), перпендикулярного  $H_0$ , которое индуцирует переходы с  $\Delta m = \pm 1$ . Эти переходы приводят к увеличению населенности подуровней  $m_F = \pm 2$ , которые примут участие в поглощении. При

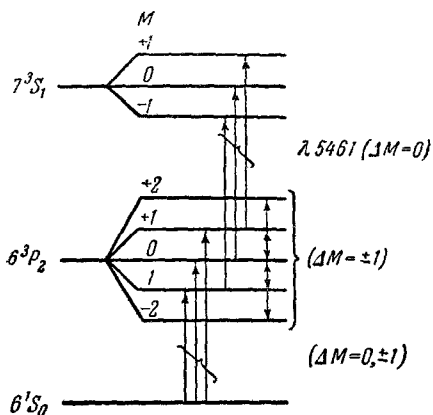


Рис. 10. Схема, поясняющая обнаружение магнитного резонанса в метастабильном  $6^3P_2$ -состоянии ртути.

реженных газов, когда  $T_1$  делается относительно большим ( $T_1 \sim 10^{-5}$  сек), а взаимодействие атомов осуществляется в основном через столкновения,  $N \approx 10^{16}$  см $^{-3}$ , т. е. по крайней мере на шесть порядков меньше, чем в конденсированных средах. Поэтому, вследствие малой величины параметра ориентации  $V^T$ , сигнал поглощения будет значительно слабее, чем в твердых телах. Для наблюдения заметного поглощения в случае переходов в основном состоянии в слабом поле  $F = 1 \rightarrow F = 2$  приходится использовать значительные количества газа (заполнять газом волновод).

Наблюдать переходы между зеемановскими подуровнями сверхтонкой структуры, соответствующими одному и тому же  $F$ , по поглощению энергии радиочастотного поля вследствие малости  $V^T$  практически невозможно.

### 3. Многоквантовые переходы

В экспериментах по оптическому детектированию было замечено, что увеличение интенсивности радиочастотного поля влияет не только на величину сигнала, но и вызывает двухквантовые, трехквантовые и т. д. переходы<sup>6</sup>. Это явление было объяснено теоретически<sup>37, 38, 39</sup>. Для таких типов многоквантовых переходов  $n$ -кратные переходы соответствуют изменению магнитного квантового числа  $\Delta m = n$ .

Барра, Броссель и Кастлер<sup>6</sup> наблюдали радиочастотный резонанс в переходах между подуровнями основного состояния  $\text{Na}^{23}$  при ориентации  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -светом, при изменении величины постоянного поля. Частота радиочастотного поля была фиксирована (108,5 Мгц). При малых амплитудах радиочастотного поля наблюдалось четыре линии поглощения, соответствующие зеемановским переходам (рис. 11). С увеличением амплитуды радиочастотного поля общая интенсивность проходящего света убывала. При этом появлялись узкие дополнительные линии поглощения, соответствующие двухквантовым переходам, а линии одноквантовых переходов расширялись вследствие насыщения.

Другой тип многоквантовых переходов наблюдается в слабых магнитных полях ( $\sim 0,1$  э). В таких полях  $|\xi| \ll 1$ , и все зеемановские

этом вклад в поглощение за счет подуровня  $m_F = 0, \pm 1$  уменьшится. Найденное из измерения резонансной частоты значение  $g$ -фактора оказалось равным  $1,48 \pm 0,01$ , в согласии с полученным оптическим методом.

Метод оптического обнаружения радиочастотного резонанса в системе газовых атомов имеет явные преимущества в слабых полях перед прямым методом обнаружения этого явления по поглощению энергии радиочастотного поля. Действительно, величина поглощения энергии радиочастотного поля  $\chi''$  пропорциональна произведению разности населенностей подуровней, между которыми совершается переход, на время тепловой релаксации  $T_1$ , т. е.  $N V^T T_1$ . Для раз-

интервалы можно считать одинаковыми. В этом случае ожидается одна резонансная линия, как для системы с двумя подуровнями.

Вращающееся с угловой частотой  $\omega$  вокруг  $H_0$  радиочастотное поле  $h$  индуцирует переходы с  $\Delta m = +1$  для  $\omega > 0$  и  $\Delta m = -1$  для  $\omega < 0$ . В этом случае возможен лишь одноквантовый переход, и на опыте наблюдается действительно одна линия поглощения.

Если перпендикулярное  $H_0$  радиочастотное поле линейно поляризовано, то наблюдаются дополнительные линии поглощения<sup>40,41,42,43</sup>. Линейно

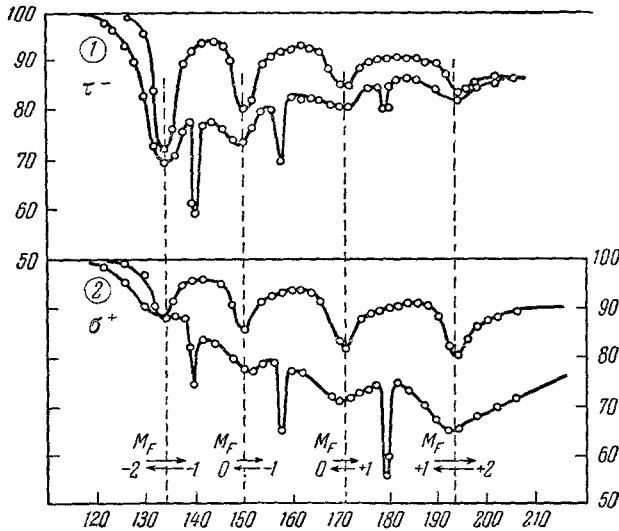


Рис. 11. Изменение относительной величины сигнала в  $\text{Na}^{23}$  для разных амплитуд радиочастотного поля. По оси абсцисс — напряженность постоянного поля в эрстедах. 1 — освещение  $\sigma^-$ -светом, 2 — освещение  $\sigma^+$ -светом  $\delta$ .

поляризованное поле можно представить в виде двух вращающихся по кругу в противоположные стороны полей. Многоквантовые переходы в этом случае соответствуют, в согласии с законами сохранения энергии и импульса, поглощению нескольких циркулярных квантов различной поляризации, например  $1\sigma^+ + 1\sigma^+ + 1\sigma^-$  и т. п.

Многоквантовые переходы возникают и в том случае, когда при увеличении интенсивности радиочастотного поля становятся достаточно интенсивными кратные гармоники генератора<sup>44</sup>. Поэтому при применении сильных радиочастотных полей в спектрах поглощения появляются дополнительные узкие линии, в то время как ширина основных линий растёт.

Среди различных линий в спектре поглощения наиболее интенсивна линия, соответствующая переходу с подуровня, на который осуществляется перекачивание. Она всегда может быть выделена по этому признаку.

#### 4. Определение постоянных сверхтонкого расщепления

Как известно, постоянные сверхтонкого расщепления не всегда могут быть определены оптическими методами, прежде всего, из-за недостаточной разрешающей силы оптических приборов.

Методы, основанные на поглощении микроволновой энергии системой газовых атомов, более перспективны по сравнению с оптическими, так как

линии поглощения в этом случае имеют малую ширину, что допускает хорошее разрешение сверхтонкой структуры. Сочетание методов магнитного резонанса и оптической ориентации атомов позволяет, как мы видели, значительно увеличить интенсивность сигнала магнитного резонанса. Обнаружение сигнала с помощью светового луча значительно повышает чувствительность метода.

Ардити и Гарвер<sup>45</sup> определяли постоянную сверхтонкой структуры  $\text{Na}^{23}$ , возбуждая переходы  $\Delta F=1$ ,  $m_F=0 \rightarrow m_F=0$  в основном состоянии  $3S_{1/2}$ . Натрий в газовой камере объемом около одного литра содержался при температуре 120—130° С. Буферными газами служили спектроскопически чистые аргон и неон при давлении от 1 до 50 мм рт. ст. Для оптической ориентации использовался пучок циркулярно-поляризованных лучей света ( $\Delta m_F=1$ ) от стандартной натриевой лампы, распространяющийся вдоль постоянного магнитного поля. После прохождения газовой камеры свет фокусировался на фотоэлементе. Однородное магнитное поле порядка нескольких гаусс создавалось катушками Гельмгольца. Амплитуда радиочастотного поля была достаточна для насыщения резонанса, т. е. для выравнивания населенностей подуровней (1,0) и (2,0). Путем прямого измерения положения максимума линии поглощения, ширина которой составляла 400 гц, была определена величина сверхтонкого расщепления в основном состоянии (см. формулу (86)). Ширина линии поглощения в этом случае в основном определялась эффектом насыщения и частично шумами и нестабильностью генератора. Отношение сигнала к шуму в эксперименте достигало 20 : 1. Точность измерения частоты была  $\pm 100$  гц. В работах<sup>50,51</sup> определялось отношение факторов Ланде для свободных электронов и атомов  $\text{Na}^{23}$  в основном состоянии (см. § 7).

Блум<sup>71</sup> наблюдал свободную прецессию атомов  $\text{Na}^{23}$  в земном магнитном поле. Ориентация атомов производилась циркулярно-поляризованным светом в направлении подмагничивающего поля, перпендикулярного к земному. Аналогично тому, как это делается в методе Паккарда и Вариана<sup>72</sup>, при наблюдении свободной прецессии атомных ядер подмагничивающее поле внезапно выключалось. Возникающая при этом свободная прецессия атомных моментов вокруг земного поля обнаруживалась по модуляции светового луча с частотой Лармора, который по отношению к земному полю играет роль  $\sigma$ -луча. Огибающий сигнал описывался простой экспонентой с постоянной времени 0,5 мсек. Полученный результат показывает, что состояния  $F=1$  благодаря оптическому перекачиванию опустошены. В противном случае в земном поле должны были бы наблюдаться биения с частотой  $\sim 1200$  гц, вызванные свободной прецессией двух сортов атомов с  $F=1$  и  $F=2$  (см. (87)).

Исследование радиочастотного резонанса в оптически возбужденных состояниях ( $J > 1/2$ ) позволяет получить информацию о величине и знаке электрических квадрупольных моментов ядер. В работе<sup>73</sup> при изучении сверхтонких интервалов в  $3^2P_{3/2}$ -состоянии атома  $\text{Na}^{23}$  был обнаружен положительный квадрупольный момент ядра  $Q = (1 \pm 0,6) \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup>. Несмотря на его малую величину, это позволило сделать важные выводы о структуре ядра  $\text{Na}^{23}$ .

#### VI. ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ АТОМОВ

Явление оптической ориентации атомов положено в основу действия высокочувствительных магнетометров для прецизионного измерения слабых магнитных полей. Оно может быть использовано при создании приборов, позволяющих следить за ориентацией в пространстве по отношению к внешнему магнитному полю. Исследовалась возможность создания

«атомных часов» — высокостабильных стандартов частоты и оптических генераторов, в которых применяется оптическое перекачивание.

Малая ширина линий магнитного резонанса, высокая чувствительность метода, независимость интенсивности наблюдаемого оптического сигнала от величины напряженности расщепляющего магнитного поля (если оно мало по сравнению с постоянной сверхтонкого расщепления) благоприятствует успешной конкуренции перечисленных выше приборов с аналогичными приборами, основанными на применении других физических явлений.

### 1. Измерение слабых магнитных полей

Метод оптической ориентации атомов был положен в основу действия геомагнетометра<sup>13,31</sup>, который может успешно конкурировать с феррозондовыми и ядерно-прецессионными приборами.

Измерение напряженности магнитного поля в этом случае сводилось к измерению частоты переходов между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры атомов паров изотопа  $\text{Rb}^{87}$ , оптически ориентированных вдоль земного поля.

Схема магнетометра изображена на рис. 12. Свет от рубидиевой лампы, содержащей изотоп  $\text{Rb}^{87}$ , проходит через интерференционный

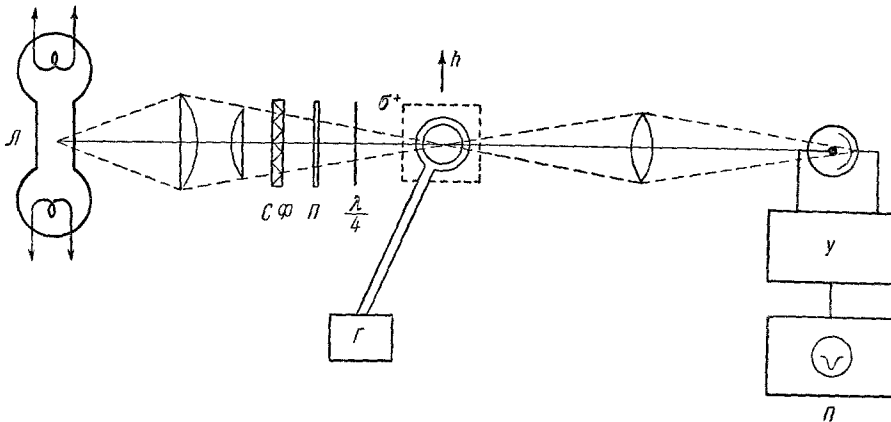


Рис. 12. Схема установки для наблюдения оптической ориентации атомов<sup>13</sup>.

фильтр  $CF$ , выделяющий линию, соответствующую переходу  $5^2P_{1/2} \rightarrow 5^2S_{1/2}$  ( $\lambda = 7943 \text{ \AA}$ ), и задерживающий линию  $\lambda = 7800 \text{ \AA}$ . Далее свет циркулярно поляризуется, проходя через устройство, состоящее из пластинки в четверть волны ( $\lambda/4$ ) и поляризатора  $P$ . Поляризованный свет проходит затем поглощающую камеру, содержащую пары  $\text{Rb}^{87}$  и инертный газ, присутствие которого имеет целью увеличить время тепловой релаксации и уменьшить доплеровскую ширину линии.

После прохождения поглощающей камеры свет попадает на фотоэлектрическое устройство (фотоумножитель) и после усиления — на регистрирующий прибор (самописец или осциллограф). Все приборы ориентируются таким образом, чтобы пучок света был примерно параллелен земному магнитному полю.

Радиочастотное поле  $h$  ориентируется под прямым углом к направлению пучка света. При частоте, близкой к резонансной частоте перехода  $S_{1/2}$ ,  $F = 2$  ( $m_F = 2 \rightarrow m_F = 1$ ), возникают индуцированные переходы, приводящие к уменьшению интенсивности проходящего света.

Частота радиочастотного поля в постоянном поле  $0,565 \text{ э}$  была около  $395 \text{ кГц}$ . Линия поглощения наблюдалась в виде провала на выходе фотоэлемента.

При отклонении оси прибора на  $20^\circ$  от направления земного поля интенсивность линии уменьшалась незначительно, но при отклонении на  $30^\circ$  уменьшалась уже вдвое. Ширина линии при наполнении поглощающей камеры парами  $\text{Rb}^{87}$  в аргоне и неоне под давлением  $1 \text{ см рт. ст.}$  по шкале частот была  $20\text{--}25 \text{ Гц}$ . Это позволяло установить частоту генератора по центру линии с точностью до одного герца, что соответствует точности измерения поля порядка  $10^{-5} \text{ э}$ .

Неточность знания входящих в  $\Gamma$  и  $G$  атомных постоянных приводит к небольшой систематической ошибке в определении абсолютного значения полного вектора напряженности земного поля, определенного по (79). Сравнение с данными, полученными в работе <sup>13</sup> на магнитографе магнитной обсерватории в Фредериксбурге, показало, что эта ошибка равна  $6 \cdot 10^{-5} \text{ э}$ . Ее можно учесть, введя вместо  $\Gamma^-$  по (83) эмпирически исправленное значение, что приводит к формуле<sup>13</sup>

$$\nu = 699\,632H_0 - 246H_0^2, \quad (91)$$

определяющей наименьшую частоту перехода.

При изменении частоты в пределах  $1,7 \text{ кГц}$ , как и следует ожидать, наблюдалось шесть резонансных переходов. Переходу  $F=2, m_F=2 \rightarrow m_F=1$  с подуровня, на который происходит накачка, соответствует наиболее интенсивная линия, которую легко выделить из остальных.

Благоприятным условием для применения магнетометров описанного типа является то обстоятельство, что интенсивность наблюдаемого сигнала не зависит от величины магнитного поля, если оно мало по сравнению с величиной постоянной сверхтонкой структуры. Это условие выполняется с большой точностью в случае земного поля.

Магнетометры, основанные на явлении оптической ориентации атомов, могут быть применены для измерения не только земного магнитного поля, но и более слабых полей в пространстве между космическими телами.

## 2. Определение ориентации в пространстве

Недавно разработан весьма простой и чувствительный магнетометр, предназначенный для установки на ракетах и основанный на явлении оптического перекачивания в газообразном гелии<sup>46,47,48</sup>. Прибор обладает высокой чувствительностью, компактен, обладает малым весом, жесткой конструкцией и потребляет малую мощность. Магнетометр может обнаружить составляющую малого поля меньше  $10^{-7} \text{ э}$ . Показания прибора практически не зависят от окружающей температуры и ускорений. Информация о напряженности измеряемого магнитного поля легко может передаваться по радио.

Авторы предполагают, что магнетометры такого рода могут быть использованы для измерения очень слабых магнитных полей, например для обнаружения магнитного поля Луны, а также для разведки нефти и различных минералов.

Магнетометры такого типа позволяют измерять составляющую магнитного поля на направление главной оптической оси прибора. Они оказываются весьма чувствительными к изменению ориентации оси прибора по отношению к внешнему магнитному полю. В последнее время описан

макет прибора, позволяющий проверить его чувствительность к изменению ориентации<sup>46</sup>.

Гелий выбран в качестве рабочего вещества в магнетометре не случайно. В отличие от щелочных металлов, насыщенные пары которых при требуемом давлении можно получить только при помещении поглощающей камеры в термостат (для  $\text{Na}^{23}t^\circ \simeq 120\text{--}130^\circ\text{C}$  для  $\text{Rb}^{87}t^\circ \simeq 47^\circ\text{C}$ ), оптическое перекачивание в газообразном гелии можно осуществить практически при любых температурах.

Атомы гелия могут находиться в двух возможных состояниях: когда спины электронов скомпенсированы (парагелий) и некомпенсированы (ортогелий). Парагелий диамагнитен, тогда как ортогелий парамагнитен. Основное состояние ортогелия  $2^3S_1$  метастабильно. Время жизни атома в метастабильном состоянии около одной миллисекунды. Возбуждая гелий газовым разрядом, можно получить значительное количество метастабильного ортогелия.

Часть энергетического спектра ортогелия, в пределах которой происходит перекачивание, изображена на рис. 13. В магнитном поле терм  $2^3S_1$  расщепится на три зеемановских подуровня  $E_m = -g\mu_0 m H_0$  (где  $m=0, \pm 1$ ), расстояние между которыми линейно зависит от поля  $H_0$ :

$$\Delta E = g\mu_0 H_0 \quad (92)$$

и фактора Ланде  $g$  свободного электрона.

При освещении газа неполяризованным светом с длиной волны  $\lambda = 10829 \text{ \AA}$  атомы гелия переходят из метастабильного состояния  $2^3S$  в возбужденное состояние  $2^3P$ . Они находятся в этом состоянии около  $10^{-8} \text{ сек}$  и возвращаются обратно на уровень  $2^3S_1$ . Термы  $2^3P_{1,2,3}$  очень близки друг к другу, два из них даже перекрываются (см. рис. 13). Столкновения между атомами гелия успевают выравнять населенности подуровней возбужденного состояния за время жизни в этом состоянии, поэтому вероятности переходов на любой из трех подуровней основного состояния одинаковы.

Вероятность  $P_0$  поглощения света атомами, находящимися в основном состоянии с  $m=0$ , больше, вероятностей  $P_{+1}=P_{-1}$ . Поэтому освещение гелия неполяризованным светом резонансной частоты  $10829 \text{ \AA}$  приведет к уменьшению населенности уровня  $m=0$  и увеличению населенностей уровней  $m=\pm 1$ , а интенсивность света, проходящего через поглощающую камеру, увеличится.

Однако такое положение имеет место только в том случае, когда пучок лучей света, производящий выравнивание, распространяется вдоль направления внешнего магнитного поля. Если направление света образует угол  $\vartheta$  с направлением магнитного поля, то вероятности переходов с подуровней основного состояния  $m=0, \pm 1$  изменяются. При увеличении угла  $\vartheta$  вероятности переходов  $P_{\pm 1}$  увеличиваются, а вероятность поглощения  $P_0$  уменьшается. Так, при угле  $\vartheta \simeq 54^\circ 43'$  вероятности переходов равны между собой:  $P_{-1}=P_0=P_{+1}$ . Зависимость величины сигнала  $S$  от угла  $\vartheta$  определяется формулой

$$S = S_0 \left\{ \frac{1}{2} (3 \cos^2 \vartheta - 1) \right\}^2 \quad (93)$$

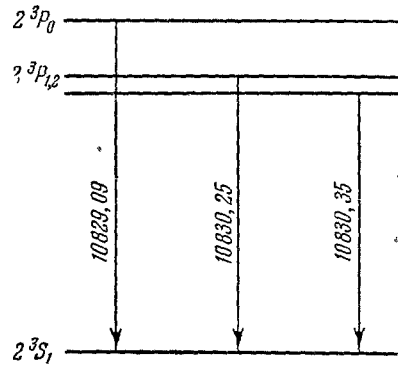


Рис. 13. Энергетический спектр ортогелия вблизи основного состояния. Длины волн переходов указаны в ангстремах.

и изображена на рис. 14. Зависимость величины наблюдаемого сигнала от угла  $\vartheta$  может быть использована для определения ориентации прибора по отношению к магнитному полю.

Помещая поглощающую камеру в радиочастотное поле резонансной частоты, уравнивающее населенности между подуровнями, можно получить

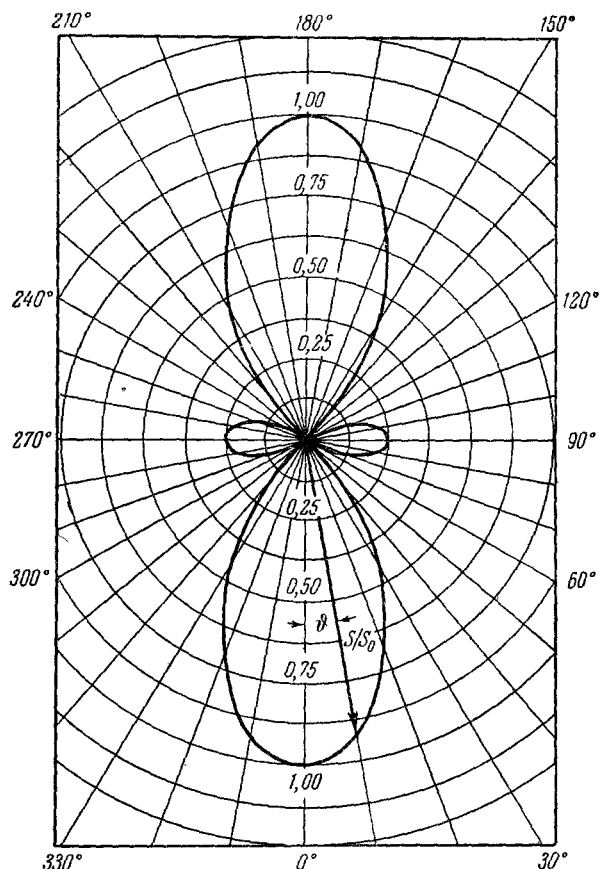


Рис. 14. Зависимость величины сигнала  $S/S_0$  от угла  $\vartheta$  между направлением ориентирующего луча света и внешним магнитным полем <sup>46</sup>.

заметное изменение величины сигнала. Измеряя резонансную частоту, согласно (92), можно найти напряженность магнитного поля.

На рис. 15 изображена описанная в работе <sup>46</sup> блок-схема лабораторного макета гелиевого магнетометра, предназначенного для установки на самолете или ракете. Генератор  $G$ , питающий гелиевую лампу  $L$  и поглощающую камеру  $PK$ , создает в них высокую концентрацию ортогогелия и вызывает свечение. Два источника постоянного поля  $B1$  и  $B2$  создают в пространстве поглощающей камеры поле, величину и направление которого можно произвольным образом изменять и, таким образом, имитировать земное магнитное поле. Весь прибор помещен в контейнер, экранирующий внешнее магнитное поле.

Параллельно источнику  $B2$  подключен выход генератора прямоугольных импульсов  $ГПИ$ , который управляется звуковым генератором



Генератор (мазер), основанный на оптическом перекачивании, следует отнести к числу наиболее перспективных, так как в этом случае можно получить наибольший избыток атомов на верхнем энергетическом подуровне.

В работах <sup>49</sup> сообщается об исследованиях, имеющих целью установить, в какой мере явление оптической ориентации атомов может быть

использовано для осуществления атомного стандарта частоты. В качестве рабочего вещества изучены  $\text{Na}^{23}$ ,  $\text{Rb}^{87}$  и  $\text{Cs}^{133}$ .

Для того чтобы получить эталон частоты высокой точности, необходимо выполнение по меньшей мере трех условий: 1) частота переходов, используемых для стандартов, должна быть весьма стабильной и не зависеть от электрических и магнитных полей, давления, температуры и т. д.; 2) ширина резонансной линии должна быть по возможности малой; 3) отношение сигнала к шуму — достаточно высоким.

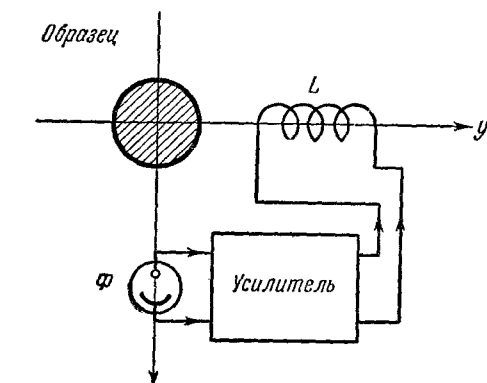


Рис. 16. Блок-схема генератора, основанного на оптическом перекачивании атомов.

Авторам работы удалось подобрать такие смеси буферных газов (см. § 3), которые, сводя к минимуму уширение линии за счет эффекта Доплера, в то же время при изменении давления буферного газа практически не приводят к сдвигу резонансной частоты. Ширина линии, например, для  $\text{Rb}^{87}$  в таких условиях оказалась примерно равной 70  $\text{гц}$ , что позволило осуществлять измерения частоты с высокой точностью.

## VII. ОРИЕНТАЦИЯ ЗА СЧЕТ ОБМЕННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

### 1. Влияние столкновений на степень ориентации атомов

Методом оптического перекачивания можно ориентировать магнитные моменты, принадлежащие системе частиц, для которой падающее световое излучение не является резонансным. В этом случае ориентация осуществляется путем спинового обмена электронов, атомов или атомных ядер с оптически ориентированными атомами паров щелочного металла.

Впервые эксперименты по оптической ориентации тепловых электронов были произведены Демельтом <sup>50, 51</sup>. Электроны ориентировались посредством таких обменных столкновений с оптически ориентированными атомами натрия, при которых имеет место передача углового момента атомов электронам. По достижении динамического равновесия между процессами оптического перекачивания и тепловой релаксации в системе находится определенное количество ориентированных электронов. В присутствии радиочастотного поля частоты, близкой к частоте ларморовой прецессии электронов во внешнем магнитном поле, степень ориентации электронов уменьшается за счет резонансных переходов. При этом число атомов натрия, отдающих свой момент электронам, возрастает, что приводит к уменьшению степени ориентации атомов натрия. При приближении частоты к резонансной интенсивность света, проходящего через погло-

щающую камеру, уменьшается. Таким образом, оптическим методом можно обнаруживать радиочастотный резонанс свободных электронов.

Элементарная теория явления может быть развита при упрощающих задачу предположениях. Пренебрегая распределением по скоростям, будем считать, что скорости электронов  $\langle v \rangle_2$  одинаковы и равны

$$\langle v \rangle_2 = \left( \frac{m}{3kT_e} \right)^{1/2}, \quad (94)$$

где  $T_e$  — электронная температура. Атомы по отношению к электронам будем считать покоящимися. Обозначим через  $N_+$  и  $N_-$  и соответственно через  $n_+$  и  $n_-$  числа атомов и электронов, магнитные моменты которых направлены по полю (+) или против поля (−). При этом

$$N_+ + N_- = N, \quad n_+ + n_- = n. \quad (95)$$

Процесс оптического перекачивания атомов в отсутствие свободных электронов описывается уравнением (7). Так как свет свободными электронами не поглощается, релаксация каким-либо образом ориентированных электронов подчиняется уравнению

$$\frac{du}{dt} = -\frac{u}{T_e}, \quad (96)$$

где  $T_e$  — время релаксации свободных электронов, связанное с шириной линии поглощения при магнитном резонансе простым соотношением:  $\Delta\nu_e T_e = 1$ , а  $u = (n_+ - n_-)/n$  — параметр ориентации электронов.

Изменение числа ориентированных по полю атомов и электронов только за счет взаимных столкновений можно описать при помощи уравнений

$$\frac{dN_+}{dt} = \sigma_c \langle v \rangle_2 \{n_+ N_- - n_- N_+\}, \quad (97)$$

$$\frac{dn_+}{dt} = \sigma_c \langle v \rangle_2 \{N_+ n_- - N_- n_+\}, \quad (98)$$

где  $\sigma_c$  — эффективное сечение столкновения электронов с атомами. Заметив, что, согласно (95),

$$\frac{dV}{dt} = \frac{2}{N} \frac{dN_+}{dt}, \quad \frac{du}{dt} = \frac{2}{n} \frac{dn_+}{dt}, \quad (99)$$

находим систему уравнений

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{\theta} (u - V), \quad \frac{dV}{dt} = \frac{1}{\theta} (V - u), \quad (100)$$

описывающих изменение ориентации атомов и электронов со временем под влиянием столкновений. Здесь

$$n\theta = N\theta = \frac{1}{\sigma_c \langle v \rangle_2}. \quad (101)$$

Сопоставив сказанное выше, получим систему уравнений, учитывающих обменные столкновения электронов с атомами в условиях тепловой релаксации и оптического перекачивания:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{T^*} (V^* - V) + \frac{1}{\theta} (u - V), \quad \frac{du}{dt} = -\frac{u}{T_e} + \frac{1}{\theta} (V - u). \quad (102)$$

Полагая  $dV/dt = du/dt = 0$ , находим стационарное значение параметра ориентации атомов с учетом столкновений их с электронами:

$$V^s = \frac{V^*}{1 + \frac{\theta}{T_e} \frac{T_1^*}{\theta}} \quad (103)$$

в отсутствие радиочастотного поля. Исключив  $\Phi$  при помощи (101), последнее выражение можно привести к виду

$$V^s = V^* \frac{\theta/N + T_e/n}{(T_1^* + \theta)/N + T_e/n}. \quad (104)$$

Если электронную систему насытить при помощи магнитного резонанса, то  $u = 0$ . Тогда, согласно первому уравнению (102) и условию (101),

$$\bar{V}^s = \frac{V^*}{1 + T_1^*/\theta} = \frac{V^*}{1 + n\sigma_c \langle v \rangle_2 T_1^*}. \quad (105)$$

Таким образом, в результате столкновений атомов с электронами степень ориентации атомов должна уменьшаться. Это уменьшение зависит от концентрации электронов  $n$  и величины эффективного сечения столкновения  $\sigma_c$ , а также электронной температуры.

Теоретическая оценка величины  $\sigma_c$  дает для  $\text{Na}^{23}$  значение порядка  $10^{-14} \text{ см}^2$ . В экспериментах Демельта было  $\tau = 2 \cdot 10^{-2} \text{ сек}$ ,  $n = 1,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$ . Легко видеть, что в этом случае  $n\sigma_c \langle v \rangle_2 T_1^* \approx n\sigma_c \langle v \rangle_2 \tau \approx 1$ . Поэтому влияние свободных электронов на степень ориентации даже при небольших концентрациях атомов оказывается легко обнаружимым.

## 2. Определение эффективных сечений столкновений

В качестве меры сигнала оптической ориентации атомов при электронном резонансе, регистрируемого фотоэлектрическим устройством, Демельт принимает выражение<sup>51</sup>

$$S = \frac{V^s - \bar{V}^s}{V^*}, \quad (106)$$

которое, согласно (103) и (105), принимает вид

$$S = \frac{T_e}{\Phi} \frac{T_1^*}{\theta} \frac{1}{1 + T_1^*/\theta} \frac{1}{1 + \frac{T_e}{\Phi} + \frac{T_1^*}{\theta}}. \quad (107)$$

Величина  $S$  может быть определена экспериментально. В экспериментах Демельта с  $\text{Na}^{23}$  было найдено, что  $S \approx 0,1$ . Согласно (107) и (101),

$$S < \frac{T_e}{\Phi} \frac{T_1^*}{\theta} = T_e T_1^* n \sigma_c^2 \langle v \rangle_2^2. \quad (108)$$

Полагая  $N = 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , находим, воспользовавшись приведенными выше данными, что  $\sigma_c > 2,3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ , что находится в прекрасном согласии с теоретическим значением.

Измеряя четыре частоты переходов  $\Delta m_F = \pm 1$  между подуровнями  $F = 2$  сверхтонкой структуры  $\text{Na}^{23}$  и частоту прецессии свободных электронов при резонансе  $\nu_s$ , можно определить отношение факторов Ланде  $g_J/g_s = \gamma_J/\gamma_s$  щелочного атома и свободного электрона, если известно отношение  $g_J/g_s$  (см. формулу (90)). Для  $\text{Na}^{23}$  Демельтом экспериментально найдено отношение

$$\frac{g_J}{g_s} = 1,000026 \pm 0,00003. \quad (109)$$

Заметим, что другие известные методы определения  $g$ -фактора свободного электрона<sup>52</sup> имеют точность не более  $5 \cdot 10^{-3}$ . Измерения с точностью до  $3 \cdot 10^{-5}$  оказываются достаточными для дальнейшей экспериментальной проверки теоретического значения отношения

$$\frac{\mu_s}{\mu_0} = 1 + \frac{e^2}{hc} + \text{чл. высш. порядка}$$

с учетом релятивистских поправок. По-видимому, точность измерения отношения  $g_I/g_s$  может быть повышена еще на один-два порядка.

Как видно из (109), фактор Ланде атома натрия в основном состоянии очень близок к фактору Ланде свободного электрона. В работе <sup>81</sup> описанный метод был применен для измерения отношения факторов Ланде свободного электрона и электрона в атоме водорода.

Методика Демельта впоследствии использовалась для ориентации атомов калия <sup>53</sup> и рубидия <sup>54</sup> посредством столкновений с атомами  $\text{Na}^{23}$ . Радиочастотный резонанс на зеемановских подуровнях калия и рубидия наблюдался по изменению интенсивности резонансного излучения  $\text{Na}^{23}$ , проходящего через поглощающую камеру. Измерение формы сигнала позволило оценить нижний предел эффективных сечений для обменных столкновений атомов этих элементов с оптически ориентированными атомами натрия.

В работе <sup>55</sup> были получены ориентированные столкновениями с атомами  $\text{Na}^{23}$  атомы  $\text{N}^{14}$  и  $\text{N}^{15}$  и были измерены постоянные сверхтонкого расщепления  $a(14)$  и  $a(15)$  в нулевом поле. Определяя отношение  $g$ -факторов  $\text{N}^{14}$  и  $\text{N}^{15}$  методом двойного электронного и ядерного резонанса, авторы нашли величину сверхтонкой аномалии

$$\Delta = \frac{a(15)/a(14)}{g(15)/g(14)} - 1 = 0,000983 \pm 0,000017.$$

## VIII. ИЗУЧЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Изучение релаксационных процессов в системе газовых атомов, ориентированных оптическим методом, позволяет выяснить многие детали этих процессов, недоступные наблюдению другими методами.

Метод оптического перекачивания позволяет достигнуть высокой степени ориентации атомов даже при температурах 100 — 200°С. При применении других методов для достижения такой степени ориентации необходимы весьма низкие, гелиевые температуры. В условиях эксперимента атомы щелочного металла находятся в газобразном состоянии, и поэтому взаимодействие между ними определяется в основном парными столкновениями. Механизм релаксационных процессов в этом случае оказывается более простым, чем в конденсированных средах. Времена релаксации исследуемых атомов можно варьировать в широких пределах, изменяя давление и состав буферных газов:

### 1. Измерение времен релаксации атомов в стационарном режиме

Как видно из таблицы IV, вероятность  $\beta$  поглощения света на атом в единицу времени для натрия лежит между двумя крайними возможными значениями:

$$\frac{3,63}{T_1} \leq \beta \leq \frac{7}{T_1}.$$

С другой стороны, вероятность поглощения света спектральной плотности  $J_\nu(z)$ , проходящего через поглощающую камеру в направлении оси  $z$ , пропорциональна выражению

$$- \frac{1}{N} \frac{d}{dz} \int_0^\infty J_\nu(z) d\nu.$$

Поэтому можно положить

$$\frac{d}{dz} \int_0^{\infty} J_{\nu}(z) d\nu = -N \frac{\eta}{T_1}, \quad (110)$$

где  $\eta$  — безразмерная константа. Интегрирование этого уравнения определяет полное поглощение света в камере длиной  $l$  при поперечном сечении в  $1 \text{ см}^2$ :

$$\int_0^{\infty} J_{\nu}(0) d\nu - \int_0^{\infty} J_{\nu}(z) d\nu = N \frac{\eta}{T_1} l. \quad (111)$$

Соотношение (111) позволяет измерять время продольной релаксации в стационарном режиме по измерению поглощения света в газе.

## 2. Измерение времен релаксации в переходном режиме

В работе<sup>56</sup> предложен метод измерения времени продольной релаксации  $T_1$  в переходном режиме, пригодный для измерения сравнительно больших времен релаксации.

В процессе установления равновесной ориентации атомов интенсивность проходящего через поглощающую камеру света увеличивается от  $J_0$  до  $J_0 + \Delta J$ . Если после этого быстро изменить направление магнитного поля  $H_0$  на обратное так, что населенности зеемановских подуровней останутся неизменными, то интенсивность света упадет до  $J_0 - \Delta J$  и вновь начнет расти с постоянной времени  $T_1^*$  под действием релаксации и оптического перекачивания.

Как следует из (8), эффективное время релаксации  $T_1^*$  простым образом связано с продольным временем релаксации

$$T_1^* = \frac{T_1}{1 + T_1/\tau_z} = \frac{T_1}{1 + \alpha_z J_z T_1}, \quad (112)$$

где  $\alpha_z$  зависит от вероятностей переходов. Измерения при различных значениях  $J_z$  позволяют, таким образом, определить  $T_1$ .

Эксперимент был проведен на парах  $\text{Na}^{23}$  в атмосфере аргона при различных давлениях (3 и 40 см рт. ст.). Релаксация за счет столкновений с однородными атомами не играла существенной роли благодаря очень низкому парциальному давлению паров  $\text{Na}^{23}$  ( $\sim 10^{-7}$  мм рт. ст.). В этих условиях время релаксации достигало 0,21 сек при давлении аргона 3 см рт. ст. и 0,02 сек при 40 см рт. ст., что позволяло наблюдать необычайно узкую линию поглощения. Ориентация атомов производилась двумя  $D$ -линиями натрия.

Время релаксации оказалось не зависящим от температуры и давления паров натрия и линейно зависящим от давления аргона.

В работе<sup>18</sup> предложен метод, позволяющий непосредственно измерять время  $T_1$ . По достижении равновесной ориентации падающий на поглощающую камеру свет прерывается и спустя некоторое время  $\Delta t$  вновь включается. В период «темноты» населенности подуровней приближаются к термически равновесным, с постоянной времени  $T_1$ . Включение света застает в системе определенную степень ориентации, которую можно определять по интенсивности проходящего света в момент включения. Изменяя длительность периода темноты, можно построить кривую тепловой релаксации как огибающую сигналов при различных  $\Delta t$  (рис. 17).

Такой метод был применен в работе<sup>18</sup> для измерения времен релаксации в рубидии, ориентированном циркулярно-поляризованным  $\sigma^+$ -излу-

чением. Изменение сигнала в результате процесса тепловой релаксации достигало 12%. Полученные кривые зависимости времени релаксации от давления буферного газа, от сорта газа и формы поглощающей камеры, приведены в § 3 на рис. 4.

В работе<sup>57</sup> измерялось как продольное  $T_1$ , так и поперечное  $T_2$  времена релаксации в ориентированных парах ртути  $\text{Hg}^{199}$  ( $I=1/2$ ) в основном состоянии  $6^1S_0$ . В отличие от<sup>18</sup>, измерялась интенсивность рассеянного света в направлении, перпендикулярном к постоянному магнитному полю.

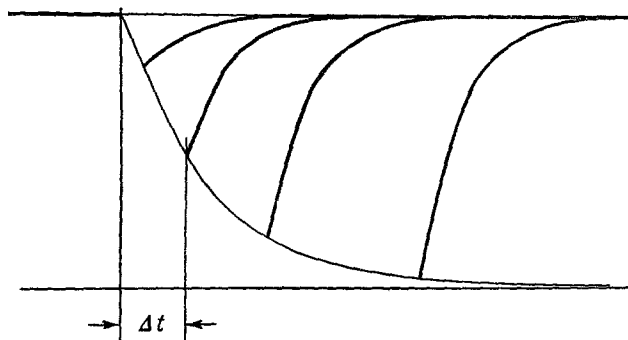


Рис. 17. Схема, иллюстрирующая метод определения продольного времени релаксации<sup>18</sup>.

В момент включения циркулярно-поляризованного излучения  $\sigma^+(\lambda=2537\text{\AA})$  еще не ориентированные пары сильно рассеивают свет. По мере роста степени ориентации интенсивность этого света  $J_s$  убывает и при достижении равновесной ориентации в парах становится равной  $J_1$ . Изменение интенсивности света от  $J_s$  до  $J_1$  обнаруживает экспоненциальный ход с характеристическим временем  $T_1^*=1,2$  сек. Если  $T_1$  — продольное время релаксации, а  $1/T_p$  — средняя вероятность поглощения фотона атомом, то

$$\frac{1}{T_1^*} = \frac{1}{T_1} + \frac{2}{3T_p}. \quad (113)$$

Из измерений, аналогичных описанному выше, было найдено, что  $T_1=2$  сек, откуда следует, что и  $T_p=2$  сек.

Измерения поперечного времени  $T_2$  производились в присутствии радиочастотного поля с частотой, близкой к частоте ларморовой прецессии атомов ртути в магнитном поле  $H_0$ . Радиочастотное поле производило синусоидальную модуляцию населенности на нижнем, наиболее поглощающем уровне, т. е. вызывало нутацию ядерных спинов. В результате неоднородности локального поля происходила расфазировка спинов. Интенсивность рассеянного света, изменяясь с частотой  $1/2\sqrt{\gamma^2\hbar^2 + (\omega - \omega_L)^2}$ , приближалась к  $J_s$  с характеристическим временем  $T_2$ <sup>58</sup>.

### 3. Изучение времен релаксации в оптически возбужденных состояниях

В работах<sup>59,61</sup> исследовалось возбужденное состояние различных изотопов ртути. Произведено измерение времени жизни  $T_{\text{возб.}}$  атомов ртути в возбужденном состоянии, а также формы и ширины линий магнитного резонанса на зеемановских подуровнях этого состояния. Аналогичные измерения проводились в работе<sup>62</sup> на подуровнях Cd и Zn. Ранее было обнаружено<sup>34</sup>,

что  $T_{\text{возб.}}$  парадоксальным образом растет при увеличении давления паров ртути в поглощающей камере и зависит от ее геометрии. При уменьшении давления оно приближается к времени жизни изолированного атома.

Теоретическое объяснение наблюдавшейся зависимости  $T_{\text{возб.}}$  от давления дано в работе <sup>60</sup>, где показывается, что она обусловлена многократной когерентной диффузией фотонов в парах ртути. Действительно, многократное рассеяние фотонов резонансной частоты растет с давлением, что приводит к увеличению эффективного времени жизни атомов в возбужденном состоянии. Это подтверждается характером зависимости  $T_{\text{возб.}}$  от геометрии камеры и аномально большой деполяризацией рассеянного света.

## IX. ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКАЧИВАНИЕ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

### 1. Особенности оптического перекачивания в твердых телах

Оптическое перекачивание в твердых телах можно осуществить на парамагнитных ионах, обладающих в электрическом поле кристаллической решетки дискретным энергетическим спектром <sup>63</sup>. Для получения обнаружимого оптического перекачивания необходимо, чтобы тепловое время релаксации ионов на магнитных подуровнях было по крайней мере порядка времени цикла оптического перекачивания или больше его. Поэтому для проведения успешных экспериментов необходимо прежде всего подобрать подходящие вещества.

Структура основного состояния парамагнитных ионов в различных кристаллических полях на протяжении последних лет с успехом изучалась методом парамагнитного резонанса. Для отдельных случаев развита теория оптического спектра ионов <sup>75</sup>. Изучение оптических спектров поглощения и флуоресценции ионов в кристаллической решетке обнаруживает для ряда ионов, наряду с полосами поглощения, существование очень узких линий <sup>28,76</sup>. Очень узкие линии поглощения наблюдаются, например, на ионах редкоземельных элементов  $\text{Eu}^{++}$  <sup>69</sup> и  $\text{Cr}^{+++}$  <sup>76</sup>, а также на подвергнутой облучению фосфорах, содержащих, например, ионы лития.

Анализ возможности оптической ориентации ионов в твердых телах проделан в работе <sup>74</sup>. Оптическое перекачивание удалось вначале осуществить на ионах  $\text{Eu}^{++}$  в  $\text{CaF}_2$  и  $\text{SrCl}_2$ , а затем в синтетическом рубине ( $\text{Cr}^{+++}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) <sup>78,79,81</sup>.

Обнаружение перекачивания может быть произведено как по изменению интенсивности проходящего через кристалл света при одновременном действии радиочастотного поля резонансной частоты, так и по изменению интенсивности и характера поляризации света флуоресценции. Сравнительно высокая концентрация ионов в твердом теле при изменении достаточно сильных магнитных полей позволяет непосредственно обнаруживать парамагнитный резонанс на ионах. По-видимому, возможно наблюдать изменения в населенностях магнитных подуровней по наблюдению оптического явления Фарадея.

Техника двойного — оптического и радиочастотного — резонанса может быть применена для исследования спектров парамагнитных ионов в кристаллических решетках. В частности, появляется возможность изучать радиочастотный резонанс на парамагнитных ионах в возбужденном состоянии, что недоступно другим методам.

При осуществлении оптического перекачивания в твердых телах следует различать случаи быстрого и медленного установления термического равновесия. В первом случае больцмановское распределение населенностей в возбужденном состоянии достигается, прежде чем ион успевает излучить

квант света. При этом разность населенностей определяется тепловой релаксацией. В случае медленного протекания релаксационных процессов разность населенностей устанавливается в процессе оптического перекачивания аналогично тому, как это имеет место в газах.

Схема установки для наблюдения оптического перекачивания в рубине <sup>68,70</sup> изображена на рис. 18. Оптический спектр рубина хорошо

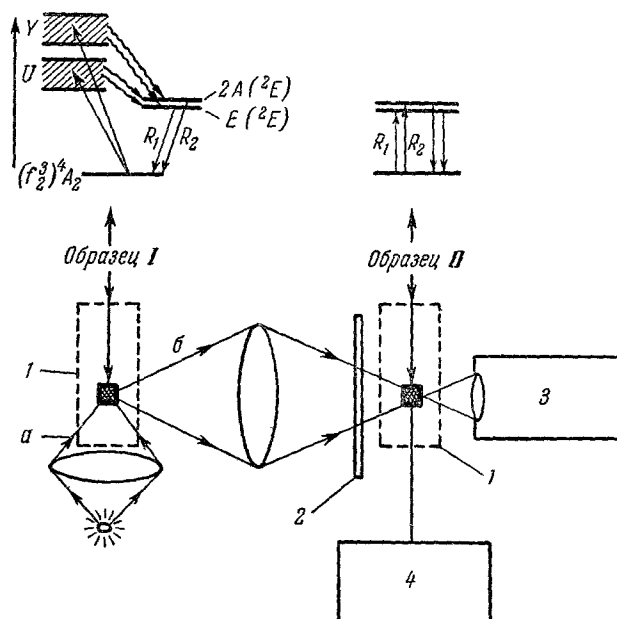


Рис. 18. Схема установки для наблюдения оптического перекачивания в рубине <sup>68</sup>

изучен <sup>64, 65, 66, 67</sup>. Образец I, играющий роль источника излучения, облучается световым пучком a от вольфрамовой лампы. Свет флуоресценции b направляется на образец II через поляризатор 2. Облучаемый образец находится в микроволновом резонаторе, составляющем часть радиоспектрометра 4. Оба образца помещены в термостаты 1 и 2, в которых поддерживается температура 2° К, что обеспечивает малую ширину ( $0,6 \text{ см}^{-1}$ ) линий поглощения.

Оптические переходы нарушают распределение атомов между подуровнями основного состояния, что обнаруживается по наблюдению парамагнитного резонанса. Наблюдая сигнал после фотоумножителя 3, можно следить за изменением интенсивности проходящего через образец света. Изменение сигнала при выключении радиочастотного поля достигает одного процента.

Оптический спектр рубина состоит из двух острых линий  $R_1$  и  $R_2$ , на которых наблюдается эффект Зеемана. R-линии появляются как линии флуоресценции после поглощения света ионами  $\text{Cr}^{+++}$  в двух широких полосах, обозначенных на рис. 18 буквами Y и U. Релаксация из возбужденных состояний на узкие уровни  ${}^2E$  не сопровождается излучением. Переход в основное состояние  ${}^4A_2$  характеризуется временем жизни порядка нескольких миллисекунд. Детально этот источник света описан в работе <sup>78</sup>. Частота R-линий зависит от температуры.

Освещение образца II светом от источника I приводит к уменьшению населенности основного состояния и увеличению населенностей возбужденных подуровней.

## 2. Метод селективной реабсорбции

На рис. 19 изображен участок энергетического спектра ионов  $\text{Cr}^{+++}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в магнитном поле при низкой температуре. Радиочастотное поле переводит ионы с нижнего подуровня  $a$  возбужденного состояния на верхний  $b$ . При переходе с верхнего подуровня  $b$  основного состояния испускаются две  $\sigma$ -линии  $\delta$  и  $\beta$ , соответственно поляризованные по правому и левому кругам. Их интенсивности

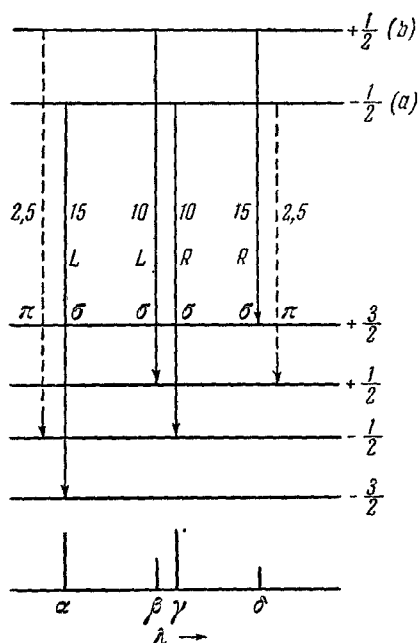


Рис. 19. Энергетический спектр ионов  $\text{Cr}^{+++}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  <sup>64</sup>.

относятся как 3 : 2. Аналогичное положение имеет место при переходах с нижнего подуровня  $a$  возбужденного состояния. Поэтому интенсивность циркулярно-поляризованной флуоресценции не зависит от распределения населенностей в возбужденном состоянии, и магнитный резонанс на этих подуровнях не скажется на интенсивности флуоресценции.

При высоких температурах зеемановские подуровни основного состояния одинаково населены. Резонансная реабсорбция флуоресценции в этом случае не изменяет положения. Однако при низких температурах ситуация существенно изменяется, так как в этом случае больцмановский фактор будет велик, и населенности подуровней  $-1/2$  и  $-3/2$  основного состояния будут значительно больше населенностей подуровней  $1/2$  и  $3/2$ . Поэтому излучение флуоресценции, возникающее при переходах с подуровня  $b$  ( $\beta$  и  $\delta$ ), будет слабее поглощаться, чем излучение, возникающее с подуровня  $a$  ( $\alpha$  и  $\beta$ ). Индуцируя радиочастотные переходы между  $a$  и  $b$ , можно уве-

личить интенсивность флуоресценции и тем самым обнаружить радиочастотный резонанс в возбужденном состоянии <sup>67</sup>.

В противоположность обычному методу двойного резонанса в газах, когда можно обнаружить резонанс по изменению интенсивности либо линейно-, либо циркулярно-поляризованного света, метод селективной реабсорбции не позволяет использовать линейно-поляризованный свет. Последнее следует из того, что реабсорбция линейно-поляризованной флуоресценции (рис. 19) не сказывается на интенсивности флуоресценции.

Наблюдаемая ширина линии сигнала при радиочастотном резонансе была 17 гц и сравнима с шириной, полученной при резонансе в возбужденном состоянии. Установлено, что этот сигнал возникает при концентрации ионов  $\text{Cr}^{+++}$  в возбужденном состоянии  $\sim 10^{10}$ . Общее увеличение сигнала флуоресценции, когда зеемановские подуровни возбужденного состояния насыщались, достигало 2,5% от общей интенсивности. Это позволяло непосредственно измерить эффективное время релаксации  $T_1^*$  в возбужденном состоянии. Время  $T_1^*$  определяется как термическими эффектами, так и кросс-релаксацией в основное состояние и эффектами радиационной релаксации.

При изучении насыщения микроволнового сигнала была определена величина  $(M_{ab}H_{rf}/h)^2 T_1^* T_2^* \sim 1$ . Зная времена  $T_1^*$  и  $T_2^*$  (последнее из ширины

линии), можно определить величину матричного элемента магнитного дипольного перехода  $M_{\alpha\delta}$ .

Методом селективной реабсорбции можно детектировать радиочастотный резонанс и в основном состоянии. Эксперименты такого рода проводились в рубине<sup>68</sup>. Изменение интенсивности проходящего света при насыщении радиочастотного резонанса составляло один процент от общей интенсивности.

Используемый в работе<sup>68</sup> метод подобен методу оптического перекачивания в газах. Однако вследствие того, что спектр ионов в кристалле сложнее спектра газовых атомов щелочных металлов, требуется дополнительная работа по идентификации и выделению нужных узких оптических линий.

Оптическое перекачивание в твердых телах легло в основу действия инфракрасных мазеров<sup>79</sup> и квантовых счетчиков излучения<sup>80</sup>.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методы оптического перекачивания атомов, развитые на протяжении истекшего десятилетия, привели к созданию новой большой главы радиоспектроскопии. Существенно расширяя возможности оптических методов изучения вещества, а также электронного и ядерного магнитного резонанса, радиооптические методы уже нашли себе многочисленные научные и технические применения.

На международном совещании по магнитному резонансу в июле 1958 г. в Париже различным применениям методов оптического перекачивания было посвящено около третьей части докладов. В июне 1959 г. в Энн Арборе было созвано первое совещание по применениям оптических методов перекачивания.

Новая перспективная область физики испытывает сейчас период бурного развития.

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Kastler, J. phys. et radium. 11, 255 (1950).
2. J. Brossel, A. Kastler, Compt. rend. 229, 1213 (1949).
3. J. Brossel, P. Sagalyn, F. Bitter, Phys. Rev. 79, 225 (1950).
4. F. Bitter, J. Brossel, Phys. Rev. 85, 1051 (1952).
5. J. Brossel, A. Kastler, J. M. Winter, J. phys. et radium. 13, 668 (1952).
6. J. P. Barrat, J. Brossel, A. Kastler, Compt. rend. 239, 1196 (1954).
7. W. B. Hawkins, Phys. Rev. 98, 478 (1955).
8. W. E. Bell, A. L. Bloom, Phys. Rev. 107, 1559 (1957).
9. W. Franzen, A. G. Emslie, Phys. Rev. 108, 1453 (1957).
10. В. Гейтлер, Квантовая теория излучения, изд. 2, М., ИЛ, 1956.
11. Е. Кондон и Г. Шортли, Теория атомных спектров, М., ИЛ, 1949.
12. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. 105, 1924 (1957).
13. T. L. Skillman, R. L. Bender, J. Geophys. Res. 63, 513 (1958).
14. J. P. Wittke, R. H. Dicke, Phys. Rev. 103, 620 (1956).
15. R. H. Dicke, Phys. Rev. 93, 99 (1954); N. Bloembergen, R. V. Pound, Phys. Rev. 95, 8 (1954).
16. R. H. Dicke, Phys. Rev. 89, 472 (1953).
17. J. Brossel, J. Margerie, A. Kastler, Compt. rend. 241, 865 (1955).
18. W. Franzen, Phys. Rev. 115, 850 (1959).
19. R. W. Wood, L. Dunoier, Philos. Mag. 27, 1018 (1914).
20. R. W. Wood, L. Dunoier, Compt. rend. 158, 1490 (1914).
21. R. W. Wood, L. Dunoier, Radium 11, 119 (1914).
22. R. W. Wood, F. L. Mahler, Phys. Rev. 11, 70 (1918).
23. W. Lochte-Holtgreven, Z. Phys. 47, 362 (1928).
24. R. Seiwert, Ann. Phys. 18, 54 (1956).
25. П. П. Феофилов, Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., Физматгиз, 1959.
26. P. L. Bender, Philos. Doct. Thesis, Department of Physics, Princeton University, 1956.
27. Э. Эндрю, Ядерный магнитный резонанс, М., ИЛ, 1957.

28. Ч. Таунс и А. Шавлов, Радиоспектроскопия, М., ИЛ, 1959; Г. Бете и Э. Солпитер, Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, М., Физматгиз, 1960.
29. G. Breit, I. Rabi, Phys. Rev. 38, 2082 (1931); S. Millman, I. Rabi, J. Zacharias, Phys. Rev. 53, 384 (1938).
30. A. Lössche, Kerninduktion, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Brl., VEB, 1957 (готовится русский перевод).
31. T. L. Skillman, Intern. Hydrograph. Rev. 37, 107 (1960).
32. J. Brossel, F. Bitter, Phys. Rev. 86, 308 (1952).
33. J. Brossel, Ann. phys., Paris, 7, 622 (1952).
34. J. E. Blamont, These, Paris, ENS, 1957.
35. J. E. Blamont, Compt. rend. 238, 1487 (1954).
36. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. 103, 1125 (1956).
37. G. Besset, J. Horowitz, A. Messiah, J. M. Winter, J. phys. et radium 15, 251 (1954).
38. H. Salwen, Phys. Rev. 99, 1274 (1955).
39. M. H. Hack, Phys. Rev. 104, 84 (1956).
40. J. M. Winter, Compt. rend. 241, 375; 600 (1955).
41. J. Margerie, J. Brossel, J. M. Winter, Compt. rend. 241, 556 (1955).
42. J. Margerie, J. Brossel, Compt. rend. 241, 373 (1955).
43. A. Kastler, J. Opt. Soc. Amer. 47, 460 (1957).
44. A. Kastler, J. Brossel, B. Cagnac, Compt. rend. 237, 984 (1953).
45. M. Arditi, T. R. Garver, Phys. Rev. 109, 1012 (1958).
46. H. E. Devolt, Electronics 15, 49 (1960).
47. P. Franken, J. Franklin Inst. 267, 184 (1959).
48. F. D. Colegrove, P. A. Franken, Phys. Rev. Lett. 4, 548 (1960).
49. T. R. Garver, J. phys. et radium 19, 872 (1958), M. Arditi, J. phys. et radium 19, 873 (1958).
50. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. 109, 381 (1958).
51. H. G. Dehmelt, J. phys. et radium 19, 866 (1958).
52. H. A. Tolhock, Revs. Mod. Phys. 28, 277 (1956).
53. P. Franken, R. Sands, J. Hobart, Phys. Rev. Lett. 1, 52, 118 (1958).
54. R. Novick, H. E. Peters, Phys. Rev. Lett. 1, 54 (1958).
55. L. W. Anderson, F. M. Pipkin, J. C. Baird, Phys. Rev. 116, 87 (1959).
56. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. 105, 1487 (1957).
57. B. Cagnac, J. Brossel, Compt. rend. 249, 253 (1959).
58. I. Rabi, Phys. Rev. 51, 652 (1937).
59. J. P. Barrat, J. phys. et radium 19, 858 (1958).
60. M. A. Guiochon, J. Blamont, J. Brossel, J. phys. et radium 18, 99 (1957).
61. J. Brossel, Compt. Rend. 243, 1859 (1956).
62. E. Geneux, B. Wanders-Vincenz, Helv. Phys. Acta 33, 185 (1960).
63. J. Brossel, S. Geschwind, A. L. Schawlow, Phys. Rev. Lett. 3, 548 (1959).
64. F. Varsanyi, D. L. Wood, A. L. Schawlow, Phys. Rev. Lett. 3, 544 (1959).
65. S. Sugano, Y. Tanabe, J. Phys. Soc. Jap. 13, 880 (1958).
66. S. Sugano, I. Tsujikawa, J. Phys. Soc. Jap. 13, 899 (1958).
67. S. Geschwind, R. J. Cillins, A. L. Schawlow, Phys. Rev. Lett. 3, 545 (1959).
68. I. Wieder, Phys. Rev. Lett. 3, 468 (1959).
69. H. H. Theissing, P. J. Caplan, F. A. Dieter, N. Rabbiner, Phys. Rev. Lett. 3, 460 (1959).
70. T. H. Maiman, Phys. Rev. Lett. 4, 564 (1960).
71. A. Bloom, J. phys. et radium 19, 881 (1958).
72. M. Packard, R. Varian, Phys. Rev. 93, 941 (1954).
73. P. Sagalyn, Phys. Rev. 94, 885 (1954).
74. J. W. Series, M. J. Taylor, J. phys. radium 19, 901 (1958).
75. W. Low, Paramagnetic Resonance in Solids, Acad. Press., Inc., New York, 1955. (готовится русский перевод).
76. М. А. Ельяшевич, Спектры редких земель, М., Гостехиздат, 1953.
77. S. Ch'en, M. Takeo, Rev. Mod. Phys. 29, 51 (1957), см. перевод: УФН 56, 391 (1958).
78. I. Wieder, Rev. Sci. Instr. 30, 997 (1959).
79. A. L. Schawlow, C. H. Towns, Phys. Rev. 112, 1940 (1958).
80. N. Bloembergen, Phys. Rev. Lett. 2, 84 (1959).
81. L. W. Anderson, F. M. Pipkin, J. C. Baird, Phys. Rev. Lett. 1, 229 (1958).