

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535.33

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРАХ ИЗЛУЧЕНИЯ  
И ПОГЛОЩЕНИЯ ГАЗОВ В РЕЗОНАНСНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

И. М. Бетеров, Р. И. Соколовский

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	169
2. Теория тонкой структуры доплеровски уширенной спектральной линии во внешнем электромагнитном поле . . . . .	170
3. Экспериментальные исследования тонкой структуры . . . . .	176
4. Заключение . . . . .	188
Цитированная литература . . . . .	189

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Появление мощных когерентных источников света в оптическом диапазоне позволило наблюдать целый ряд нелинейных явлений в спектрах атомных систем. Интерес к подобным явлениям возник уже в радиоспектроскопии, где изучался эффект Штарка в мощных радиочастотных полях <sup>1</sup>. В оптической области спектра сдвиги <sup>2-4</sup> и расщепление <sup>5</sup> атомных уровней наблюдались сравнительно недавно в гигантских полях твердотельных лазеров. Этот вопрос достаточно подробно освещен в обзоре <sup>4</sup> и монографии <sup>6</sup>. Для непосредственного наблюдения штарковского расщепления использовались очень сильные световые поля, в которых величина расщепления <sup>5, 7</sup> значительно превосходила ширины линий. При этих условиях можно считать, что имеет место однородное уширение спектральных линий и ситуация вполне эквивалентна той, которая имеет место в радиоспектроскопии.

Поля газовых лазеров, как правило, слабее. Вызываемые ими штарковские сдвиги сравнимы с естественной шириной линии  $\Gamma$  и в оптическом диапазоне много меньше доплеровской ширины  $k\bar{v}$  ( $\Gamma \ll k\bar{v}$ ), обусловленной тепловым движением атомов. Учет неоднородного уширения спектральных линий становится принципиальным. Любопытно, что эффект Штарка не маскируется движением атомов и весьма своеобразно проявляется в спектрах излучения и поглощения газов.

Одной из причин этого является образование неравновесного распределения атомов по скоростям в поле плоской монохроматической волны. Последнее можно представить как сумму (разность) максвелловского и бейннетовского распределений атомов по скоростям <sup>8, 9</sup>:

$$w_B(v) \propto (\pi^{1/2}\bar{v})^{-3} e^{-v^2/\bar{v}^2} \Gamma_B/\pi [(\omega - \omega_{mn} - kv)^2 + \Gamma_B^2], \quad (1.1)$$

где  $\omega$ ,  $k$  — частота и волновой вектор сильного поля,  $\omega_{mn}$  — частота атомного перехода, резонансного поля,  $\bar{v} = (2kT/M)^{1/2}$ ,  $\Gamma_B = \Gamma(1 + \kappa)^{1/2}$ ,

$\Gamma$  — естественная ширина линии,  $\kappa$  — параметр насыщения<sup>9</sup>. Распределение (1.1), наложенное на максвелловский контур, в литературе известно под названием *провалов (пучков) Беннета*. Образование неравновесного распределения является следствием эффекта насыщения в сильном поле<sup>10</sup>. Максимум насыщения достигается для атомов, у которых расстройка  $\Omega = \omega - \omega_{mn}$  поля от атомного резонанса  $\omega_{mn}$  компенсируется доплеровским сдвигом (см. (1.1)). Таким образом, в поле монохроматической волны появляется эффективный атомный пучок с распределением по скоростям (1.1), который удобно назвать *беннетовским пучком*.

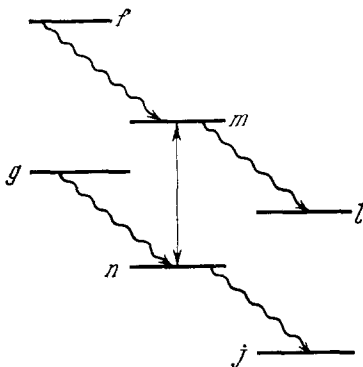


Рис. 1. Схема рассматриваемых переходов.

Возникновение беннетовского пучка и его взаимодействие с сильным полем приводит к образованию тонкой структуры на доплеровском контуре линии. Характерные параметры тонкой структуры определяются релаксационными константами комбинирующих уровней. Наблюдаемые нелинейные эффекты могут быть использованы для определения оптических параметров вещества, обычно скрытых доплеровским уширением. Этот новый круг оптических явлений сейчас принято относить к нелинейной спектроскопии, позволившей сравнительно просто и с чрезвычайно высокой точностью измерить харак-

теристики вещества, недоступные методам линейной спектроскопии. С этими же явлениями связаны такие практически важные вопросы, как создание оптических эталонов частоты и преобразование частот в оптическом диапазоне.

Наиболее простая ситуация возникает при исследовании спектра излучения или поглощения на переходе, смежном с переходом, комбинирующим с сильным полем. Возможные переходы изображены на рис. 1 волнистыми линиями. Именно этот случай стал объектом большинства экспериментальных и теоретических исследований.

В настоящей статье делается попытка систематизировать экспериментальный материал и изложить основные результаты теории нелинейных эффектов в трехуровневой системе. В гл. 2 рассматривается теория тонкой структуры доплеровски уширенной спектральной линии во внешнем электромагнитном поле, представляющем собой плоскую монохроматическую волну. В гл. 3 изложены результаты экспериментов по наблюдению тонкой структуры профиля доплеровски уширенной линии в спектрах спонтанного, вынужденного излучения и поглощения.

## 2. ТЕОРИЯ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ДОПЛЕРОВСКИ УШИРЕННОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

При рассмотрении резонансных нелинейных явлений в атомных спектрах газовых систем можно исходить из двух точек зрения, если положить в основу либо термы невозмущенного атома, либо уровни энергии системы атом — поле. В первом случае наблюдаемые нелинейные явления интерпретируются как многофотонные переходы<sup>11</sup> между уровнями энергии невозмущенного атома. Во втором случае в основу кладутся однофотонные переходы между энергетическими уровнями системы атом — сильное поле. Второй подход не ограничен рамками теории возмущений

по энергии взаимодействия атома с сильным полем, и мы будем его придерживаться.

Интерпретация резонансных явлений основана на теории эффекта Штарка в поле электромагнитной волны <sup>1-5, 12</sup>. Рассмотрим уравнение Шрёдингера для атома в классическом поле с учетом спонтанной релаксации, описываемой оператором  $\hat{\gamma}$  <sup>13-15</sup>:

$$i\hbar [(\partial/\partial t + \hat{\gamma})] \Psi = (\mathcal{H}_0 - \mathbf{D}\mathbf{E}) \Psi; \quad (2.1)$$

здесь  $\mathcal{H}_0$  — гамильтониан атома,  $\mathbf{D}$  — оператор дипольного момента,  $\mathbf{E}$  — напряженность электромагнитного поля. В энергетическом представлении оператор  $\hat{\gamma}$  диагонален, причем  $\langle n | \hat{\gamma} | n \rangle = \gamma_n/2$ , где  $\gamma_n$  — естественная ширина уровня. Предполагается, что все частоты атомных переходов различны.

Поместим атомную систему в электромагнитное поле, состоящее из двух плоских монохроматических волн с частотами  $\omega_0$  и  $\omega_\mu$ , волновые векторы которых параллельны,

$$\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}\mathbf{r}) + \mathbf{E}_\mu \cos(\omega_\mu t - \mathbf{k}_\mu \mathbf{r}). \quad (2.2)$$

Будем считать, что поле с частотой  $\omega_0$  резонансно переходу  $m \rightarrow n$  между двумя возбужденными состояниями и его напряженность достаточна для появления нелинейных эффектов. Поле с частотой  $\omega_\mu$  резонансно одному из смежных переходов, изображенных на рис. 1 волнистыми линиями. Выберем в качестве такого перехода, например, переход  $g \rightarrow n$ . Напряженность поля  $\mathbf{E}_\mu$  полагается настолько малой, что можно пренебречь нелинейными эффектами и ограничиться в расчетах первым порядком теории возмущений.

В резонансном приближении из уравнения (2.1) нетрудно получить в представлении Дирака <sup>16</sup> систему уравнений, связывающую амплитуды вероятности  $C_m, C_n, C_g$  найти атом в состояниях  $m, n, g$  соответственно:

$$\left. \begin{aligned} dC_m/dt &= -(\gamma_m/2) C_m - iV e^{-i\Omega t} C_n, \\ dC_n/dt &= -(\gamma_n/2) C_n - iV^* e^{i\Omega t} C_m - iV_\mu^* e^{i\Omega_\mu t} C_g, \\ dC_g/dt &= -(\gamma_g/2) C_g - iV_\mu e^{-i\Omega_\mu t} C_n; \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

здесь

$V = -\mathbf{D}^{mn} \mathbf{E}_0 / 2\hbar$ ,  $V_\mu = -\mathbf{D}^{gn} \mathbf{E}_\mu / 2\hbar$ ,  $\Omega = \omega_0 - \omega_{mn}$ ,  $\Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{gn}$ ,  $\mathbf{D}^{mn}$  — матричный элемент дипольного момента перехода  $m \rightarrow n$ ,  $\mathbf{D}^{gn}$  — перехода  $g \rightarrow n$ .

Предположим, что в начальный момент  $t_0$  атом был возбужден на один из рассматриваемых уровней. Энергия, поглощаемая (излучаемая) атомом в единицу времени на частоте  $\omega_\mu$ , равна среднему значению от оператора  $e\nabla \mathbf{E}$ . В резонансном приближении

$$d\mathcal{E}/dt = -2\hbar\omega_\mu \operatorname{Re}(iV_\mu e^{-i\Omega_\mu t} C_n C_g^*). \quad (2.4)$$

Если атом попал на уровень  $g$ , в момент времени  $t > t_0$  можно считать

$$C_g(t) = e^{-\gamma_g(t-t_0)/2}, \quad (2.5)$$

и вычисление энергии, теряемой атомом в единицу времени, сведется к решению первых двух уравнений системы (2.3). При  $V_\mu = 0$  эти уравнения описывают изменение во времени атомных амплитуд двухуровневой системы в гармоническом поле. Решение такой задачи хорошо известно <sup>9, 12</sup>. Под влиянием сильного поля атомная система совершает переходы между уровнями  $m$  и  $n$ . В результате амплитуда  $C_n$  испытывает гармонические

колебания с частотами

$$\Omega_{1,2} = -\{\Omega + i\Gamma \mp [(\Omega - i\gamma)^2 + 4|V|^2]^{1/2}\}/2, \quad (2.6)$$

где  $\Gamma = (\gamma_m + \gamma_n)/2$ ,  $\gamma = (\gamma_n - \gamma_m)/2$ .

Когда  $V_\mu \neq 0$ , в правой части уравнений появляется член, описывающий возбуждение состояния  $n$  при радиационном переходе из состояния  $g$  с излучением кванта  $\hbar\omega_\mu$ . Максимальное значение  $C_n$  и соответствен-

но максимальное значение излучаемой энергии (2.4) достигается, когда  $-\Omega_\mu$  в резонансе с одной из частот  $\Omega_{1,2}$ . Спектроскопическая интерпретация этого явления чрезвычайно прозрачна. Взаимодействие приводит к расщеплению уровней системы атом—сильное поле на два подуровня (эффект Штарка в резонансном поле<sup>1, 4</sup>) с энергиями

$$E_n + \hbar\Omega_1, \quad E_n + \hbar\Omega_2. \quad (2.7)$$

Резонансы соответствуют частотам  $(E_g - E_n - \hbar\Omega_1)/\hbar$  и  $(E_g - E_n - \hbar\Omega_2)/\hbar$  переходов, изображенных на рис. 2 волнистыми линиями.

Сказанное непосредственно видно из выражения для средней мощности

излучения ансамбля атомов при постоянной во времени накачке  $Q_g$  атомов на уровень  $g$ :

$$\frac{d\bar{\mathcal{E}}}{dt} = 2\hbar\omega_\mu |V_\mu|^2 N_g \operatorname{Re} \left[ \frac{(\gamma_m/2) - i(\Omega + \Omega_1)}{\Omega_2 - \Omega_1} \frac{1}{\Omega_\mu + \Omega_1 - i(\gamma_g/2)} + (1 \leftrightarrow 2) \right]; \quad (2.8)$$

здесь  $N_g = Q_g/\gamma_g$ ; круглые скобки  $(1 \leftrightarrow 2)$  означают, что второе слагаемое в (2.8) получается из первого заменой индексов 1 на 2 и обратно.

Расщепление (2.7), (2.8) впервые наблюдалось в радиодиапазоне и подробно изучено в монографии<sup>1</sup>. В оптической области спектра для непосредственного наблюдения расщепления в газах или парах металлов необходимо, чтобы величина расщепления превосходила доплеровскую ширину линии ( $|V| \gg kv$ ,  $\bar{v} = (2kT/M)^{1/2}$ ). Экспериментальные работы<sup>2-5, 7</sup>, посвященные изучению эффекта Штарка в гигантских полях рубинового лазера, не оставляют никаких сомнений в существовании расщепления уровней. Тем не менее вопрос о структуре расщепления в таких полях и об ее связи с пространственно-частотными характеристиками лазерного излучения в настоящее время, по-видимому, остается открытым<sup>17-19</sup>.

В полях газовых лазеров штарковские сдвиги уровней сравнимы или меньше  $\Gamma$  ( $|V| \ll \Gamma$ ). Из-за теплового движения структура расщепления своя для каждого атома ансамбля, так как в силу принципа Доплера в системе координат, неподвижной относительно атома, частоты поля (2.2) меняются соответственно на  $\omega_0 - kv$  и  $\omega_\mu - k_\mu v$ , где  $v$  — скорость атома. Мощность излучения ансамбля получается из формулы (2.8) усреднением по максвелловскому распределению атомов по скоростям:

$$\frac{d\bar{\mathcal{E}}}{dt} = 2\hbar\omega_\mu |V_\mu|^2 N_g \operatorname{Re} \left\{ \int d^3\mathbf{v} (V/\pi\bar{v})^{-3} e^{-v^2/\bar{v}^2} \times \right. \\ \left. \times \left[ i(\Omega_\mu - k_\mu v) + \Gamma_{ng} + \frac{|V|^2}{\Gamma_{gm} + i(\Omega_\mu - k_\mu v - \Omega + kv)} \right]^{-1} \right\}, \quad (2.9)$$

где  $\Gamma_{ng} = (\gamma_n + \gamma_g)/2$ ,  $\Gamma_{gm} = (\gamma_m + \gamma_g)/2$ ,  $\bar{v} = (2kT/M)^{1/2}$ .

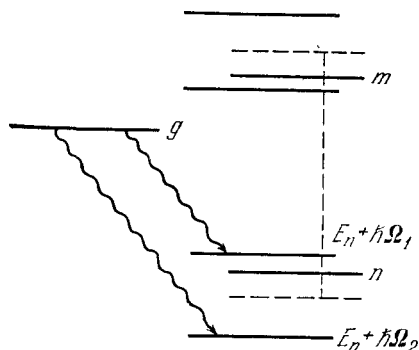


Рис. 2. Структура термов в сильном монохроматическом поле.

Подынтегральное выражение в формуле (2.9) пропорционально энергии, излучаемой атомами, движущимися с определенной скоростью, в единицу времени. Для однонаправленных волн ( $\mathbf{k}\mathbf{k}_\mu > 0$ ), как функция  $\eta = \mathbf{k}_\mu \mathbf{v}$ , оно имеет, вообще говоря, два максимума. При соответствующих скоростях частота излучения оказывается в резонансе с одним из переходов, изображенных на рис. 2 волнистыми линиями. Наиболее ясно это видно из формулы, которая получается из (2.9), если ограничиться первым порядком теории возмущений по  $|V|^2$ :

$$\frac{d\bar{\mathcal{E}}}{dt} = 2\hbar\omega_g |V_\mu|^2 N_g (\sqrt{\pi}\bar{v})^{-3} \int d^3\mathbf{v} e^{-v^2/\bar{v}^2} \left\{ \left( 1 + \frac{k-k_\mu}{k} \frac{k_\mu}{k} \frac{|V|^2}{z^2} \right) \times \right. \\ \left. \times \frac{\Gamma_{ng}}{(\Omega_\mu - \eta)^2 + \Gamma_{ng}^2} + \left( \frac{k-k_\mu}{k} \right)^2 \frac{|V|^2}{z^2} \frac{\Gamma_{gm}}{[\Omega_\mu - \Omega - (k_\mu - k) \frac{k_\mu}{k} \eta]^2 + \Gamma_{gm}^2} \right\}; \quad (2.10)$$

здесь  $z = \Omega_\mu - (k_\mu/k)\Omega$ ,  $\Gamma_h = (k_\mu/k)\Gamma_{gm} + [1 - (k_\mu/k)]\Gamma_{ng}$  и предполагается, что  $|z| \gg \Gamma_h$ .

Проанализируем формулу (2.10). Имеются две группы частиц, дающих основной вклад в энергию излучения. С ростом  $|V|^2$  число частиц первой группы при  $k < k_\mu$  уменьшается, но на столько же возрастает число частиц второй группы ( $k\bar{v} \gg \Gamma_{ng}$ ,  $\Gamma_{gm}$ ). Суммарная мощность излучения не меняется и эффект расщепления не проявляется. Если  $k > k_\mu$ , с ростом  $|V|^2$  увеличиваются обе группы частиц. Изменением  $\omega_\mu$  можно добиться слияния максимумов их распределений по скоростям. В этом случае излучаемая мощность должна уменьшиться. Соответственно на контуре линии перехода  $g-n$  появляется тонкая структура в виде провала, обусловленная расщеплением уровня  $n$ .

Чтобы найти форму провала, нужно провести в формуле (2.9) усреднение по скоростям для параллельных  $k$  и  $k_\mu$ . В результате для излучаемой мощности получится следующая формула ( $k\bar{v} \gg \Gamma$ ,  $|V|$ ,  $\mathbf{k}_\mu \mathbf{k} > 0$ ):

$$d\bar{\mathcal{E}}/dt = 2\hbar\omega_\mu |V_\mu|^2 N_g (\pi^{1/2}/k_\mu\bar{v}) e^{-(\Omega_\mu)^2/(k_\mu\bar{v})^2} \text{Re} [1 - 2\kappa_p \theta(k - k_\mu) J_1(\Omega_\mu)], \quad (2.11)$$

где

$$\left. \begin{aligned} J_1(\Omega_\mu) &= \Gamma_k^2/2w(\xi) [(\xi/2) + w(\xi)], \quad w(\xi) = [(\xi/2)^2 + \kappa_p \Gamma_k^2]^{1/2}, \\ \xi &= \Gamma_k + iz, \quad \kappa_p = (k - k_\mu) k^{-1} (k_\mu/k) |V|^2/\Gamma_k^2. \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

В предельном случае  $\kappa_p \ll 1$

$$J_1(\Omega_\mu) \approx \Gamma_k^2/[\Gamma_k + i(\Omega_\mu - (k_\mu/k)\Omega)]^2. \quad (2.13)$$

В этом приближении форма провала на доплеровском контуре линии была впервые найдена в работах <sup>21</sup>, <sup>22</sup> и в более общей модели релаксации в работе <sup>23</sup>. Экспериментально описанное явление впервые наблюдалось в работе <sup>22</sup>.

Параметр  $\kappa_p$  (см. (2.12)) можно принять за параметр «насыщения» эффекта расщепления. На рис. 3 изображены графики функции  $\text{Re } J_1(\Omega_\mu)$

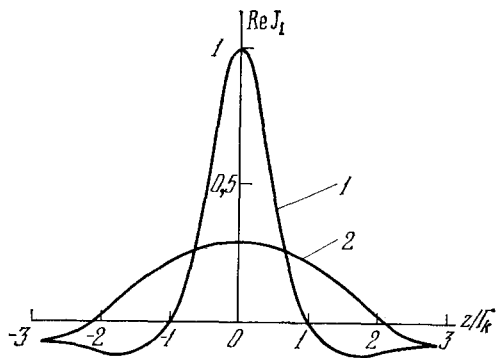


Рис. 3. Графики функции  $\text{Re } J_1(\Omega_\mu)$  при параметрах  $\kappa_p = 0$  (кривая 1) и 1 (2).

для  $\kappa_p = 0$  и 1. Из сравнения кривых видно, что с ростом поля тонкая структура, связанная с расщеплением уровней, расплывается.

Обратимся к рассмотрению особенностей взаимодействия с полем (2.2) атомов, первоначально возбужденных на уровень  $m$  или  $n$ . Для слабого поля на частоте  $\omega_\mu$  во втором уравнении системы (2.3) можно пренебречь членом, содержащим амплитуду  $C_g$ . Эволюция амплитуд  $C_m, C_n$  во времени теперь будет определяться только сильным полем, которое приводит к колебаниям<sup>12</sup> с частотами (2.6). Поглощение энергии на частоте  $\omega_\mu$  происходит одновременно с переходом атома с уровня  $n$  на уровень  $g$ . Максимумы поглощаемой энергии (см. последнее уравнение системы (2.3)) соответствуют резонансам  $-\Omega_\mu = \Omega_{1,2}$  и интерпретируются как переходы, изображенные на рис. 2 волнистыми линиями.

Мощность, поглощаемая отдельным атомом, испытывает колебания с разностной частотой  $\Omega_1 - \Omega_2$ . Биеения интенсивности связаны с когерентным возбуждением подуровней (2.7) и могут быть выделены при модуляции возбуждения<sup>24-26</sup>.

Из ансамбля атомов с максвелловским распределением по скоростям с сильным полем взаимодействуют только те атомы, для которых расстройка  $\Omega = \omega_0 - \omega_{mn}$  компенсируется сдвигом частоты из-за эффекта Доплера ( $\Omega = kv$ ). Как известно<sup>8</sup>, под влиянием вынужденных переходов происходит перераспределение частиц на уровнях  $m, n$ . Образуется беннетовский пучок с распределением по скоростям (1.1).

Усреднение по максвелловскому распределению выражения (2.4) для поглощаемой в единицу времени энергии при  $k\bar{v} \gg \max(\Gamma_B, \Gamma_{ng}, \Gamma_{gm})$  сведется к усреднению по беннетовскому распределению, т. е. к усреднению по группе атомов, наиболее активно взаимодействующих с полем. Если предполагать, что накачка  $Q_l$  на уровни  $l = m, n, g$  не зависит от времени, из уравнений (2.3) и формулы (2.4) довольно просто найти следующее выражение для поглощаемой (излучаемой) в единицу времени энергии<sup>27, 28</sup> ( $k < k_\mu$ ):

$$\frac{d\bar{\mathcal{E}}^\pm}{dt} = 2\hbar\omega_\mu |V_\mu|^2 \frac{\pi^{1/2}}{k_\mu \bar{v}} e^{-\Omega_\mu^2/(k_\mu \bar{v})^2} \operatorname{Re} \left\{ N_g - N_n - \right. \\ \left. - (N_m - N_n) \frac{k_\mu}{k} \frac{2|V|^2}{(1+\kappa)^{1/2}} \frac{[(\Gamma_\pm + iz)/\gamma_n] + \{[1 \pm (1+\kappa)^{1/2}]/2\}}{(\Gamma_0 + iz)(\Gamma_\pm + iz) + |V|^2} \right\}; \quad (2.14)$$

знаки «+» и «-» в формуле (2.14) соответствуют  $k_\mu$ , направленному вдоль и против  $k$ ,  $N_l = Q_l/\gamma_l$  ( $l = m, n, g$ ),

$$\Gamma_0 = \Gamma_{ng} + (k_\mu/k) \Gamma_B, \quad \Gamma_\pm = \Gamma_{gm} + [(k_\mu/k) \mp 1] \Gamma_B, \quad (2.15) \\ z = \Omega_\mu \mp (k_\mu/k) \Omega.$$

Формула (2.14) имеет такую же структуру, что и аналогичное выражение для неподвижного атома<sup>1</sup>, резонансная частота которого пересчитана на максимум распределения Беннета с ширинами  $\Gamma_\pm, \Gamma_0$  вместо  $\Gamma_{gm}, \Gamma_{ng}$  (модель «эффективного» неподвижного атома<sup>28</sup>). Изменение ширин понять легко. Для неподвижного атома в пределе  $V \rightarrow 0$  ширины переходов, изображенных на рис. 2 волнистыми линиями, равны  $\Gamma_{gm}, \Gamma_{ng}$ . При усреднении по распределению (1.1)  $\Gamma_0, \Gamma_\pm$  должны складываться из  $\Gamma_{ng}, \Gamma_{gm}$  и ширины распределения (1.1) по скоростям  $\delta v = \Gamma_B/k$ , пересчитанного на соответствующие частотные сдвиги:

$$\Gamma_0 = \Gamma_{ng} + k_\mu \delta v = \Gamma_{ng} + (k_\mu/k) \Gamma_B$$

и (см., например, (2.9))

$$\Gamma_\pm = \Gamma_{gm} + (k_\mu \mp k) \delta v = \Gamma_{gm} + [(k_\mu/k) \mp 1] \Gamma_B.$$

Таким образом, анизотропия ширин «эффективного» неподвижного атома является просто проявлением эффекта Доплера.

Из формулы (2.14) видно, что уже в первом исчезающем порядке теории возмущений по сильному полю на доплеровском контуре линии перехода  $g \rightarrow n$  появляется тонкая структура<sup>29</sup>. При наблюдении вдоль  $\mathbf{k}$  (рис. 4) это — пикок (провал) лоренцевой формы с шириной  $\Gamma_{\pm}$  и максимумом (минимумом) на частоте  $\Omega_{\mu} = (k_{\mu}/k) \Omega$ . При наблюдении в обратном направлении также возникает пикок (провал) лоренцевой формы, но уже с шириной  $\Gamma_0$  и максимумом (минимумом) на частоте  $\Omega_{\mu} = -(k_{\mu}/k) \Omega$ . Центры пичков (провалов) смещены относительно центра линии из-за

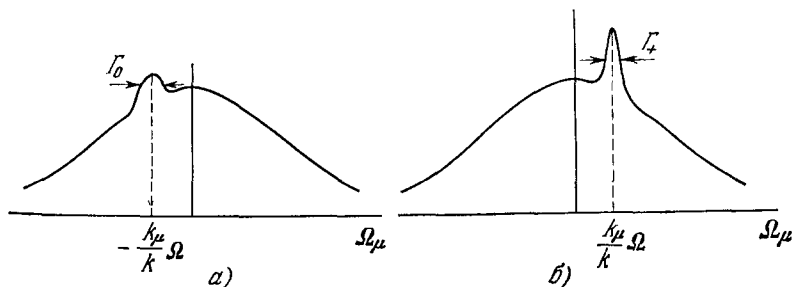


Рис. 4. Пички, возникающие на доплеровском контуре линии излучения перехода  $g \rightarrow n$  в направлении, обратном направлению распространения сильного поля (а) и в направлении распространения сильного поля (б).

Для каскадных переходов  $m \rightarrow n \rightarrow j$  рис. а) и б) меняются местами.

эффекта Доплера. Это — излучение или поглощение атомов, движущихся вдоль  $\mathbf{k}$  с распределением по скоростям (1.1) (беннетовский пучок)\*).

С ростом напряженности сильного поля растет ширина беннетовского распределения (1.1), а следовательно, и ширины «эффективного» атома. В приближении спонтанной релаксации и  $\gamma_{mn} \ll \gamma_m$  ( $\gamma_{mn}$  — коэффициент Эйнштейна перехода  $m \rightarrow n$ ) пшарковского расщепления тонкой структуры не происходит<sup>27</sup>. Имеет место только возрастание ширин пичков (провалов) по закону  $(\gamma_g/2) + [(k_{\mu}/k) \Gamma \mp (\gamma_n/2)] (1 + \kappa)^{1/2}$ , начиная с минимальных значений ( $\kappa = 0$ )  $\Gamma_{\pm} = \Gamma_{gm} + [(k_{\mu}/k) - 1] \Gamma$  и  $\Gamma_0 = \Gamma_{ng} + (k_{\mu}/k) \Gamma$ .

При  $k_{\mu} \approx k$  и  $\gamma_g, \gamma_m \ll \gamma_n$  ширины пичков или провалов, возникающих на доплеровском контуре линии при наблюдении вдоль и против направления распространения сильного поля, резко различаются. Минимальная ширина особенно  $\Gamma_{\pm}$  оказывается меньше естественной ширины  $\Gamma_{ng}$  перехода  $g \rightarrow n$ . Компенсация доплеровских сдвигов в этом случае<sup>31</sup> полностью аналогична компенсации их при рэлеевском рассеянии вперед<sup>32</sup>.

Впервые рассмотренная тонкая структура доплеровски уширенной линии была предсказана теоретически для спонтанного излучения в работе<sup>29</sup> и экспериментально наблюдалась Холт<sup>30</sup>.

Формула (2.15) выведена в предположении, что  $k_{\mu} > k$ . При обратном соотношении длин волновых векторов ( $k_{\mu} < k$ ) для однонаправленных волн ( $\mathbf{k}_{\mu} \mathbf{k} > 0$ ) на пикок (провал) лоренцевой формы в окрестности частоты  $\Omega_{\mu} = (k_{\mu}/k) \Omega$  накладывается тонкая структура (2.11), обусловленная расщеплением уровней (2.7). В этом случае в первом исчезающем

\*) В рамках теории возмущений второго порядка пикок на частоте  $\Omega_{\mu} = k_{\mu} \Omega / k$  соответствует двухквантовому переходу  $m \rightarrow g$ <sup>30</sup>. Минимальная ширина пичка достигается при компенсации доплеровских сдвигов ( $k_{\mu} \approx k$ ) и оказывается равной полусумме ширин уровней  $\gamma_m$  и  $\gamma_g$ .

порядке теории возмущений по сильному полю (см., впрочем, <sup>20</sup>)

$$\frac{d\bar{\mathcal{E}}}{dt} = 2\hbar\omega_\mu |V_\mu|^2 \frac{\pi^{1/2}}{k_\mu v} e^{-\Omega_\mu^2/(k_\mu v)^2} \left[ N_g - N_n - (N_m - N_n) \frac{2|V|^2}{\gamma_n \Gamma_k} \varepsilon \frac{k_u}{k} I(z) \right],$$

где

$$\begin{aligned} I(z) &= (\varepsilon^{-1} - 1) [\Gamma_k^2/(\Gamma_k^2 + z^2)] + 2 [\Gamma_k^2/(\Gamma_k^2 + z^2)]^2, \\ \varepsilon &= [(N_g - N_n)/(N_m - N_n)] (k - k_\mu) \gamma_n / k \Gamma_k, \\ \Gamma_k &= (k_\mu/k) \Gamma_{gm} + [1 - (k_\mu/k)] \Gamma_{ng}. \end{aligned}$$

Теперь форма особенности на доплеровском контуре линии перехода  $g \rightarrow n$  определяется функцией  $I(z)$ . Графики этой функции приведены на рис. 5. Их анализ показывает, что форма особенности существенно

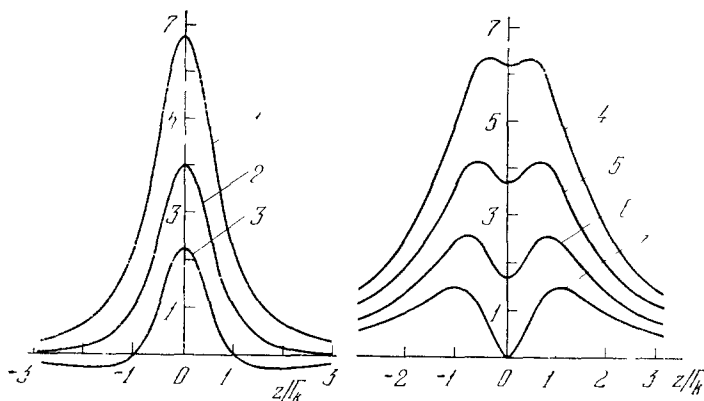


Рис. 5. Графики функции  $\tilde{I}(z) = \{[(\xi/\varepsilon) - 1]^2 + 4\}^{1/2} I(z)$  для значения параметра  $\xi/\varepsilon = 2$  (кривая 1), 1 (2) и 0 (3) и функции  $\tilde{I}(z) = -\{[(\xi/\varepsilon) - 1]^2 + 4\}^{1/2} I(z)$  для значений параметра  $\xi/\varepsilon = -2,5$  (4),  $-2$  (5),  $-1,5$  (6) и  $-1$  (7).

зависит от отношения разности населенностей  $N_g - N_n$  к  $N_m - N_n$ . Изменение формы линии определяется одной причиной только в предельных случаях  $1/\varepsilon = \pm \infty$  либо  $1/\varepsilon = 0$ .

При изложении теории тонкой структуры доплеровски уширенной спектральной линии предполагалось, что релаксация атомной системы определяется только спонтанными процессами и каскадным заселением уровня  $n$  с уровня  $m$  можно пренебречь ( $\gamma_{mn} \ll \gamma_m$ ). Обобщению теории, когда столкновения и каскадные процессы играют роль, посвящены работы <sup>28, 33-35</sup>. Там показано, что тонкая структура линии, обусловленная внешним полем, весьма чувствительна к этим процессам, и ее исследование позволяет судить о характере столкновений. В работе <sup>35</sup> рассматривалось влияние эффекта отдачи излучающего атома на форму тонкой структуры. Особенности нелинейных явлений в стоячей волне проанализированы в работе <sup>36</sup>. Ряд работ <sup>37, 38</sup> посвящен интерпретации рассмотренных нелинейных явлений.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

Интерес к использованию беннетовских пучков для целей спектроскопии высокой разрешающей силы возник сравнительно давно <sup>39, 40</sup>. Однако лишь через пять лет после работы Беннета <sup>8</sup> появились публикации о первых экспериментах, в которых прямо было доказано существование



провалов Беннета в распределении атомов по скоростям и как результат — возникновение тонкой структуры в линии излучения.

В экспериментах, проведенных Беннетом, Чеботаевым и Кнутсенем<sup>41</sup>, исследовалась форма линии спонтанного излучения на переходе  $3s_2 - 2p_4$  ( $m = l$ ) неона ( $\lambda = 0,63$  мкм) в присутствии поля на смежном переходе  $3s_2 - 3p_4$  ( $m = n$ ) ( $\lambda = 3,39$  мкм). Схема эксперимента приведена на рис. 6. Короткий одномодовый He — Ne-лазер, излучающий на

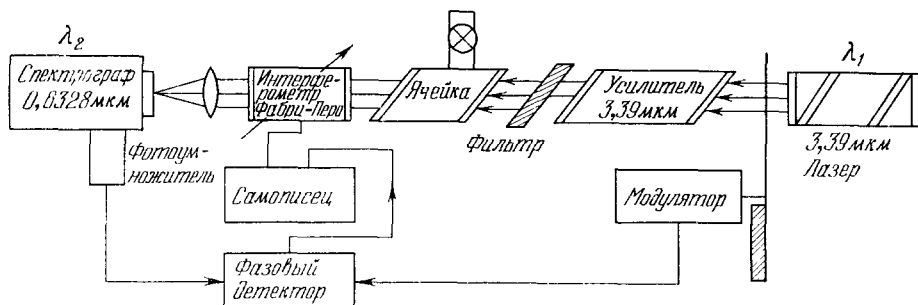


Рис. 6. Схема эксперимента по исследованию формы линии спонтанного излучения на переходе  $3s_2 - 2p_4$  неона в присутствии поля на смежном переходе  $3s_2 - 3p_4$ <sup>41</sup>.

$3,39$  мкм, настраивался на центр линии усиления. Выходное излучение, представлявшее бегущую волну, модулировалось с частотой  $30$  гц и усиливалось в He — Ne-разряде до уровня около  $100$  мквт. Модулированное излучение затем проходило через фильтр на  $3,39$  мкм, который отсекал излучение на  $0,63$  мкм, в ячейку взаимодействия, которая возбуждалась высокочастотным разрядом в смеси He — Ne. Видимый свет с длиной волны  $0,63$  мкм, испускаемый спонтанно, анализировался с помощью сканируемого интерферометра Фабри — Перо. Электрический сигнал с фотомножителя подавался на фазочувствительный приемник, который использовал частоту модуляции как опорную. Сигнал с выхода фазочувствительного детектора, содержащий информацию о спонтанном излучении  $0,63$  мкм в поле излучения  $3,39$  мкм, регистрировался с помощью двухкоординатного самописца и записывался как функция частоты.

Типичные результаты эксперимента приведены на рис. 7. Верхняя запись представляет спектр излучения  $0,63$  мкм в случае, когда лазер с излучением  $3,39$  мкм перекрывался, и является не чем иным, как доплеровски уширенной линией спонтанного излучения He — Ne-разряда на линии  $0,63$  мкм Ne. Нижний трек представляет провал в линии спонтанного излучения, обусловленный действием поля излучения  $3,39$  мкм. Записи двух порядков были выполнены с целью иллюстрации воспроизводимости результатов и частотной калибровки горизонтальной развертки самописца.

Полученные кривые были использованы авторами для определения лоренцевой ширины на переходах  $3s_2 - 3p_4$  и  $3s_2 - 2p_4$  Ne и уширения

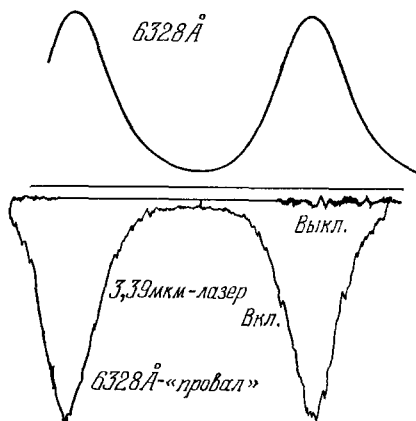


Рис. 7. Запись формы линии спонтанного излучения  $0,63$  мкм.

их в зависимости от давления He и Ne. В указанном эксперименте вследствие большой однородной ширины линии 3,39 мкм спектральная ширина структуры, возникающей во внешнем поле, оказалась довольно большой. Тем не менее в этой работе с несомненностью было доказано существование провалов Беннета в распределении атомов по скоростям<sup>8</sup>.

В работах<sup>42, 43</sup> исследовалось спонтанное излучение из резонатора, наблюдаемое вдоль оси распространения излучения лазера. Кордовер и др.<sup>42</sup> впервые продемонстрировали приложение эффекта насыщения для сверхточных измерений изотопических сдвигов двух оптических переходов в неоне. Они получили полное разрешение изотопической структуры, скрытой в обычных условиях доплеровским уширением.

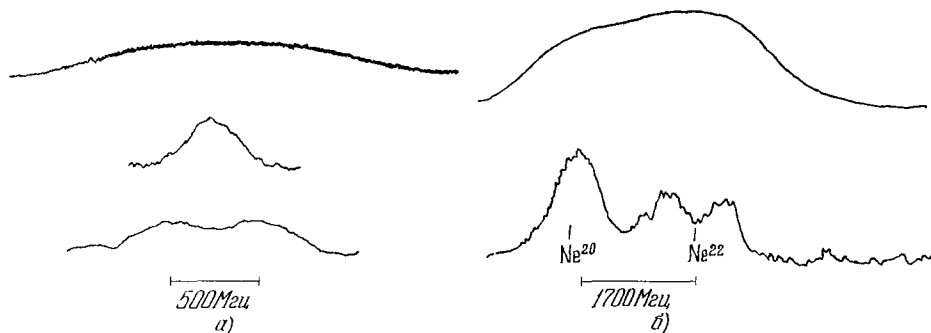


Рис. 8. Запись формы линии спонтанного излучения 0,6096 мкм (переход  $2p_4 - 1s_4$  Ne) из резонатора He — Ne-лазера с длиной волны 1,15 мкм для изотопа  $Ne^{20}$  (a) и смеси изотопов  $Ne^{20}$  и  $Ne^{22}$  (б).

В этом эксперименте использовался короткий одномодовый He — Ne-лазер, излучающий длину волны  $\lambda = 1,15$  мкм (переход  $2p_4 - 2s_2$  Ne). Спонтанное излучение на линии 0,6096 мкм ( $2p_4 - 1s_4$ ), которая начинается с нижнего лазерного уровня, наблюдалось через одно из зеркал, которое пропускало в области 0,6 мкм. Спектр спонтанного излучения анализировался с помощью пневматически перестраиваемого интерферометра Фабри — Перо и регистрировался фотоумножителем с диафрагмой для селекции мод.

На рис. 8 представлен спектр спонтанного излучения с уровня  $2p_4$ , наблюдавшийся вдоль оси лазера. Верхняя запись на рис. 8, a соответствует обычному доплеровски уширенному контуру линии спонтанного излучения на линии 0,6096 мкм для изотопа  $Ne^{20}$ . Ниже приведена запись тонкой структуры, возникающей в присутствии поля на линии 1,15 мкм, причем средняя запись соответствует настройке частоты генерации на центр линии усиления, а нижняя — отстройке частоты генерации от центра линии. Расщепление тонкой структуры линии спонтанного излучения на две компоненты можно легко понять, если учесть, что электромагнитное поле в резонаторе Фабри — Перо является стоячей волной. Последняя может быть представлена как суперпозиция двух бегущих волн с одинаковой частотой. Каждая из волн рождает свой беннетовский пучок. При наблюдении излучения вдоль оси резонатора ( $|\Omega| \gg \Gamma$ ) один пучок бежит на наблюдателя, другой удаляется в противоположном направлении (см. формулу (1.4)). Когда  $\Omega = 0$ , максимумы беннетовских пучков совпадают и пикеты на доплеровском контуре сливаются.

Наблюдаемая тонкая структура в линии спонтанного излучения (рис. 8, a) была использована для определения изотопических сдвигов линий 1,15 и 0,6096 мкм Ne. Измерения были выполнены с использованием He — Ne-лазера с наполнением смесью изотопов  $Ne^{22}$  и  $Ne^{20}$  в отно-

нении 3 : 2. Из-за доплеровского уширения изотопические компоненты для линий 1,15 и 0,6096  $\mu\text{м}$  обычно не разрешаются (см. верхнюю кривую на рис. 8, б). Спонтанное излучение во внешнем поле наблюдалось в условиях, когда частота генерации совпадала с частотой перехода  $2s_2 - 2p_4$  для изотопа  $\text{Ne}^{20}$ . Поэтому тонкая структура для изотопа  $\text{Ne}^{20}$  имела вид одного узкого пика. В то же время изотопический сдвиг для линии 1,15  $\mu\text{м}$  привел к тому, что для изотопа  $\text{Ne}^{22}$  частота генерации оказалась отстроенной от центральной частоты перехода на величину изотопического сдвига. Из-за расстройки тонкая структура расщепилась (нижняя запись на рис. 8, б). В результате запись на рис. 8 содержит информацию об изотопических сдвигах двух переходов  $2s_2 - 2p_4$  и  $2p_4 - 1s_4$   $\text{Ne}$ . Измеренный изотопический сдвиг на линии 0,6  $\mu\text{м}$  оказался равным  $1706 \pm 30 \text{ Мгц}$ , а для линии 1,15  $\mu\text{м}$  он  $257 \pm 8 \text{ Мгц}$ , причем частота для  $\text{Ne}^{20}$  смещена в красную область спектра.

Эксперимент, почти полностью совпадающий с работой <sup>42</sup>, но без измерения изотопических сдвигов, был независимо поставлен в работе <sup>43</sup>. Там была использована та же система переходов, и лишь в схеме эксперимента были незначительные отличия.

В рассмотренных экспериментах для интерпретации тонкой структуры линии, возникающей в присутствии поля генерации газового лазера, был привлечен только эффект образования неравновесного распределения по скоростям в монохроматическом поле (беннетовские пучки). Первое строгое рассмотрение формы линии спонтанного испускания газа в присутствии монохроматического оптического поля на смежном переходе было проведено в работе <sup>29</sup>. Там впервые было указано на анизотропию тонкой структуры линии спонтанного излучения при наблюдении вдоль и против направления распространения сильного поля (см. рис. 4).

Первое качественное экспериментальное подтверждение теории <sup>29</sup> было получено в работе Хольт <sup>30</sup>. Она исследовала тонкую структуру спонтанного излучения в той же системе переходов, что и в работах <sup>42</sup>, <sup>43</sup>. Усовершенствованием методики регистрации тонкой структуры удалось повысить отношение сигнала к шуму и наблюдать асимметрию линии излучения в присутствии поля стоячей волны.

Точность эксперимента ограничивалась дробовыми шумами, дрейфом частоты лазера и разрешением интерферометра Фабри — Перо. Малая амплитуда сигнала была связана с тем, что для обеспечения одночастотного режима генерации лазер работал вблизи порога. Кроме того, необходимо было использовать спонтанное излучение в очень малом телесном угле вдоль оси лазера. Так, отклонение от оси на 0,025  $\text{рад}$  приводило к уширению пиков на  $17 \pm 4 \text{ Мгц}$ . Поскольку лазер должен был отстраиваться от центра линии усиления, чтобы получить разделение пиков, он не стабилизировался. Дрейф частоты лазера накладывал нижний предел на скорость сканирования интерферометра Фабри — Перо. Скорость сканирования была 6  $\text{мин/порядок}$ . Для данных, которые использовались в анализе, частота лазера изменялась не более чем на 5  $\text{Мгц}$  за один порядок. Аппаратурная ширина, обусловленная системой интерферометр Фабри — Перо — монохроматор, равнялась  $95 \pm 10 \text{ Мгц}$  и была измерена с помощью лазера с длиной волн излучения 0,63  $\mu\text{м}$ . База интерферометра имела длину 6,6  $\text{см}$  для того, чтобы получить достаточно большой спектральный интервал (2275  $\text{Мгц}$ ).

На рис. 9 показаны типичные записи спектра спонтанного излучения, полученные Хольт. Несколько порядков интерферометра приведены для того, чтобы показать, что различие в амплитудах пиков не вызвано дрейфом частоты лазера. Рис. 9, а соответствует расстройке  $\Omega = 160 \text{ Мгц}$ , а рис 9, б —  $\Omega = -170 \text{ Мгц}$  при отсчете от центра лэмбовского провала.

Внутри ошибок измерений каждый пик описывается лоренцевым контуром. Это означает, что и тонкая структура, обусловленная внешним полем, имеет лоренцеву форму, поскольку аппаратная функция интерферометра является дисперсионной кривой. Интересующая нас ширина тонкой структуры может быть получена простым вычитанием из измеряемой ширины пика аппаратной ширины интерферометра.

В отличие от экспериментов <sup>42, 43</sup>, наблюдаемая в работе <sup>30</sup> тонкая структура на контуре спонтанного излучения, возникающая в поле стоячей волны, асимметрична, причем знак асимметрии зависит от знака расстройки  $\Omega$  частоты по отношению к центру линии усиления. Изменение

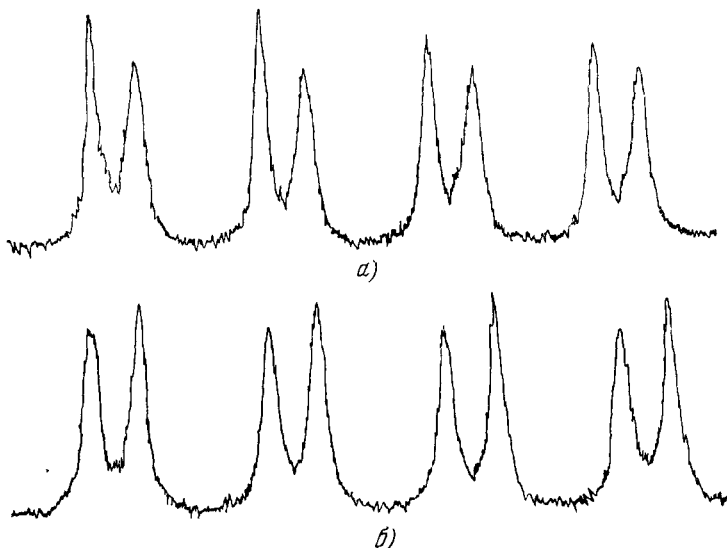


Рис. 9. Экспериментальное подтверждение асимметрии линии спонтанного излучения из резонатора газового лазера <sup>30</sup>.

знака расстройки  $\Omega$  приводит к изменению характера асимметрии. Нетрудно убедиться, что возникновение асимметрии связано именно с зависимостью формы линии спонтанного излучения от направления наблюдения (см. рис. 4). Эксперимент показывает, что в случае каскадной схемы переходов  $m \rightarrow n \rightarrow j$  тонкая структура линии, обусловленная волной, распространяющейся от наблюдателя, более резка, чем та, которая связана с волной, распространяющейся в направлении наблюдения. Такой характер спонтанного излучения в присутствии внешнего монохроматического поля на смежном переходе полностью совпадает с предсказаниями теории <sup>29</sup>. Измеренная разность амплитуд пиков оказалась равной  $14 \pm 2\%$ , а разность измеренных ширин  $15 \pm 4\%$ . Эксперимент Хольт качественно подтвердил предсказания теории. Правда, анализ ширин пиков и попытка определить константы релаксации переходов и уровней привели даже к отрицательному значению ширины одного из уровней. Скорее всего это было связано с влиянием столкновений, которые не учитывались в теориях <sup>29, 30</sup>.

Первые эксперименты по исследованию формы линии вынужденного излучения в присутствии сильного поля на смежном переходе <sup>22, 44</sup> также продемонстрировали определенное расхождение существующей теории с экспериментом, хотя и в них с несомненностью было подтверждено наличие анизотропии линии излучения. В этих экспериментах использовались переходы  $2s_2 - 2p_4$  ( $\lambda = 1,15$  мкм) и  $3s_2 - 2p_4$  ( $\lambda = 0,63$  мкм) Ne с общим



внешнюю поглощающую ячейку. Эта ячейка помещалась внутрь резонатора, который был образован интерференционными зеркалами (коэффициент отражения 98,5) на длину волны  $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$  с максимально возможным пропусканием ( $\sim 80\%$ ) на длину волны внешнего поля, что позволяло не учитывать отражение от зеркала и с достаточно высокой точностью рассматривать поле накачки как бегущую волну. Расстояние между зеркалами было равно  $20 \text{ см}$ , т. е.  $c/2L = 750 \text{ Мгц}$ . Внешняя поглощающая

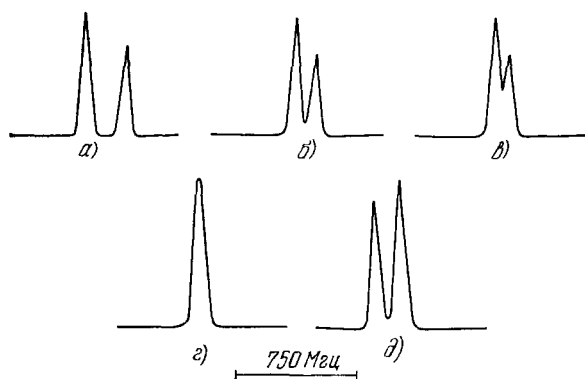


Рис. 12. Форма линии генерации трехуровневого газового лазера.

$\Omega \text{ (Мгц)} \approx -194 \text{ (a)}, -100 \text{ (б)}, -67 \text{ (в)}, 0 \text{ (г)} \text{ и } 119 \text{ (д)}$ .

ячейка представляла разрядную трубку с длиной разрядного участка  $11 \text{ см}$  и диаметром  $2 \text{ мм}$  и заполнялась  $\text{Ne}^{20}$ . Поляризации поля накачки и генерации были линейными и совпадали по углу. Для устранения связи между резонаторами использовался либо поляризационный фильтр, либо небольшая расстройка оптических осей резонаторов. Согласование полей производилось исходя из требования максимального совпадения волновых фронтов и пучков, хотя полное согласование вследствие различных волновых чисел было невозможно. Индикация излучения на линии  $1,15 \text{ мкм}$  производилась с использованием германиевых фотодиодов. Излучение внешнего поля, прошедшее через резонатор трехуровневого лазера, отфильтровывалось с помощью инфракрасного светофильтра ИКС-1. Сигнал с фотодетектора подавался на осциллограф или самописец. Горизонтальная развертка осуществлялась тем же пилообразным или синусоидальным напряжением, которое подавалось на пьезокерамический элемент, с помощью чего осуществлялась перестройка длины резонатора трехуровневого лазера. Наблюдалась зависимость мощности генерации от частоты, обусловленная внешним полем.

На рис. 12 приведена экспериментально наблюдаемая запись формы линии генерации при фиксированных расстройках частоты внешнего поля относительно центра линии поглощения. Проведенные измерения ширины области генерации при двукратном превышении усиления над порогом показали, что ширина линии усиления при давлении  $p_{\text{Ne}} = 0,3 \text{ мм рт. ст.}$  равна  $2\Gamma_0 = 75 \pm 5 \text{ Мгц}$ , что на порядок меньше доплеровской ширины  $k_{\mu}\bar{v} = 800 \text{ Мгц}$  при  $400^\circ\text{К}$ . В то же время, несмотря на заметную амплитудную асимметрию при  $|\Omega| > \Gamma$ , измеренные аналогичным образом ширины областей генерации в пределах ошибок измерений оказались равными. Расчет из известных радиационных констант давал ширины  $2\Gamma_0 = 49,4 \text{ Мгц}$ ,  $2\Gamma_+ = 40,2 \text{ Мгц}$  с отличием примерно на  $20\%$ . Экстраполированное к нулевому давлению значение оказалось равным  $2\Gamma_0 \approx 2\Gamma_+ \approx 59 \pm 5 \text{ Мгц}$ . Экстраполяция к нулевому значению поля не проводилась вследствие больших ошибок измерений при слабых полях.

Форма линии генерации совпадает с формой линии ненасыщенного усиления лишь в случае, если параметр насыщения в поле не зависит от частоты. Поскольку строгая теория трехуровневого лазера к тому времени отсутствовала, на основании формы линии генерации можно было высказывать лишь качественные соображения о форме линии ненасыщенного усиления.

ячейка представляла разрядную трубку с длиной разрядного участка  $11 \text{ см}$  и диаметром  $2 \text{ мм}$  и заполнялась  $\text{Ne}^{20}$ . Поляризации поля накачки и генерации были линейными и совпадали по углу. Для устранения связи между резонаторами использовался либо поляризационный фильтр, либо небольшая расстройка оптических осей резонаторов. Согласование полей производилось исходя из требования максимального совпадения волновых

При использовании тех же переходов, но с другой схемой эксперимента и в менее чистых условиях (разряд в смеси газов He и Ne) Ханш

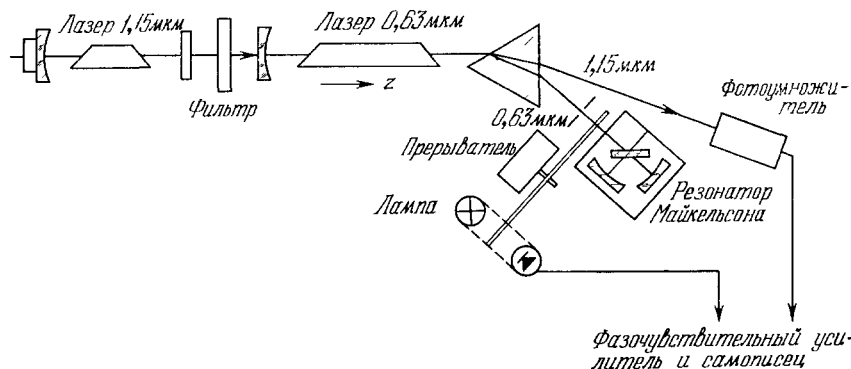


Рис. 13. Схема эксперимента для наблюдения эффекта насыщения усиления.

и Тошек (см. <sup>22</sup>) наблюдали не только асимметрию формы линии вынужденного излучения в поле стоячей волны при  $|\Omega| > \Gamma$ , но и различие в ширинах линий, соответствующих различным направлениям распространения нелинейно взаимодействующих волн слабого и сильного поля.

Эксперимент по исследованию взаимодействия связанных лазерных переходов проводился с целью изучения упругих столкновительных процессов <sup>48</sup> и состоял в следующем. Выходное излучение короткого одночастотного He — Ne-лазера с длиной волны 1,15 мкм пропусклось через длинный (1,5 м) одночастотный He — Ne-лазер длиной волны 0,63 мкм, в котором была осуществлена селекция типов колебаний с использованием интерферометра Майкельсона типа <sup>49</sup> (рис. 13). Чтобы обеспечить разделение пучков с разными волновыми числами, в резонатор лазера с 0,63 мкм была введена кварцевая призма. Поле с 0,63 мкм модулировалось с помощью механического прерывателя. Следовательно, в отличие от выше описанного эксперимента <sup>44</sup>, на обоих переходах было усиление, а присутствие сильного поля при 0,63 мкм приводило к уменьшению коэффициента усиления слабого поля для 1,15 мкм. В данном случае сильное поле имело вид стоячей волны, а слабое — бегущей волны.

Интерпретация наблюдаемых явлений в точности совпадает со случаем спонтанного излучения из резонатора газового лазера <sup>30, 42, 43</sup>, но теперь исследуется не спонтанное излучение, а форма линии вынужденного излучения с помощью слабого пробного сигнала.

На рис. 14 приведена экспериментально наблюдавшаяся запись формы линии усиления слабого поля при 1,15 мкм в присутствии сильного

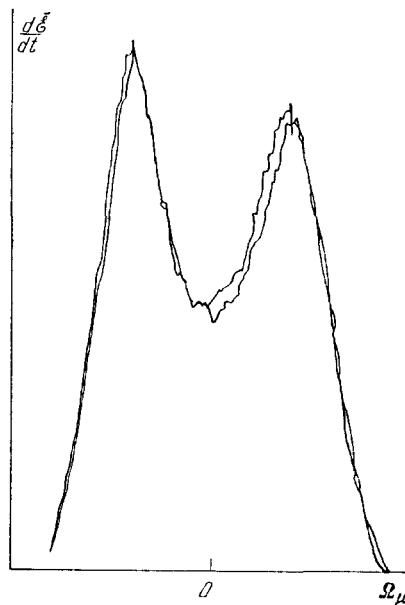


Рис. 14. Форма линии вынужденного излучения на линии 1,15 мкм в присутствии поля стоячей волны с 0,63 мкм.

поля излучения  $0,63 \text{ мкм}$ . Левый пучок соответствует взаимодействию однонаправленных волн, правый — разнонаправленных волн. Поскольку

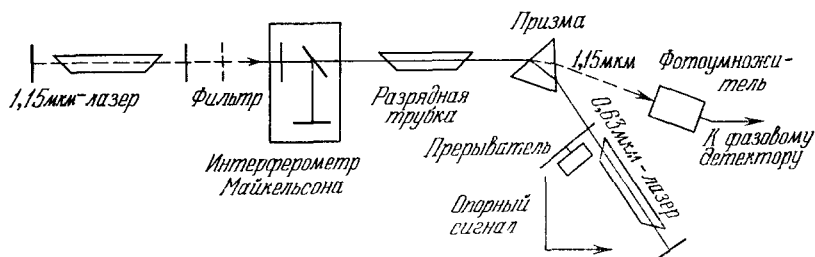


Рис. 15. Схема эксперимента для наблюдения эффекта расщепления.

уровни  $2s_2$  и  $3s_2$  оптически связаны с основным состоянием  $1s_0$  неона, асимметрия должна быть относительно мала ( $\sim 20\%$ ) и дополнительно уменьшаться при увеличении полного давления. В эксперименте наблюдалась относительно большая асимметрия, которая не согласовывалась с результатами работы <sup>44</sup> и представлениями, развитыми к тому времени в теоретических работах. Тем не менее полное сужение линии излучения было мало и количественно не согласовывалось с расчетами из известных релаксационных констант переходов.

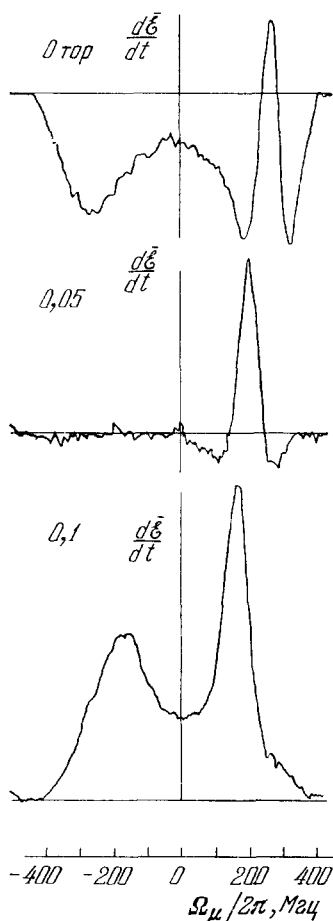


Рис. 16. Эффект расщепления<sup>22</sup>. Слева у кривых указано давление гелия.

Многие неясные вопросы получили объяснение после того, как экспериментально был обнаружен эффект, интерпретированный авторами как проявление динамического эффекта Штарка <sup>22</sup>. Это явление существенно, когда частота сильного поля больше частоты слабого ( $k > k_{\mu}$ ) и направления распространения их совпадают (см. формулы (2.11), (2.13)). В этом случае изменение формы линии излучения имеет место даже в тех случаях, когда сильное поле не поглощается ( $N_m = N_n$ ).

Для того чтобы наблюдать этот эффект, в работе <sup>22</sup> была модифицирована схема эксперимента. В резонатор лазера с излучением  $0,63 \text{ мкм}$  была дополнительно введена разрядная ячейка (рис. 15). Подбором парциальных и полных давлений He и Ne, а также тока разряда можно было осуществить режим, в котором коэффициент поглощения сильного поля был равен нулю. Через эту ячейку и проходил слабый зондирующий сигнал с длиной волны  $1,15 \text{ мкм}$ .

На рис. 16 приведены три записи спектров слабого пробного сигнала излучения  $1,15 \text{ мкм}$ , обусловленного полем стоячей волны  $0,63 \text{ мкм}$  при отстройке сильного поля от центральной частоты перехода. Структура справа и слева соответствует нелинейному взаимодействию соответственно параллельно и встречно бегу-



пих волн. На линии  $1,15 \text{ мкм}$  во всем диапазоне давлений Не имеет место усиление, в то время как разность населенностей на переходе  $3s_2 - 2p_4$  изменяет знак, причем верхняя запись соответствует поглощению, а нижняя запись — усилению.

Тонкая структура, наблюдаемая в случае, когда разность населенностей равна нулю, показывает, что изменение спектральной вероятности перехода вследствие штарковского расщепления уровней (см. (2.11)) не исчезает при максвелловском распределении по скоростям, что находится в согласии с предсказаниями теории.

\* \* \*

Важным этапом в постановке экспериментов явился переход от исследований формы линии спонтанного и вынужденного излучения активной среды газовых лазеров к прямым исследованиям формы линии спонтанного<sup>50</sup> и вынужденного<sup>51-53</sup> излучения во внешних поглощающих ячейках. Это позволило значительно расширить диапазон исследуемых давлений

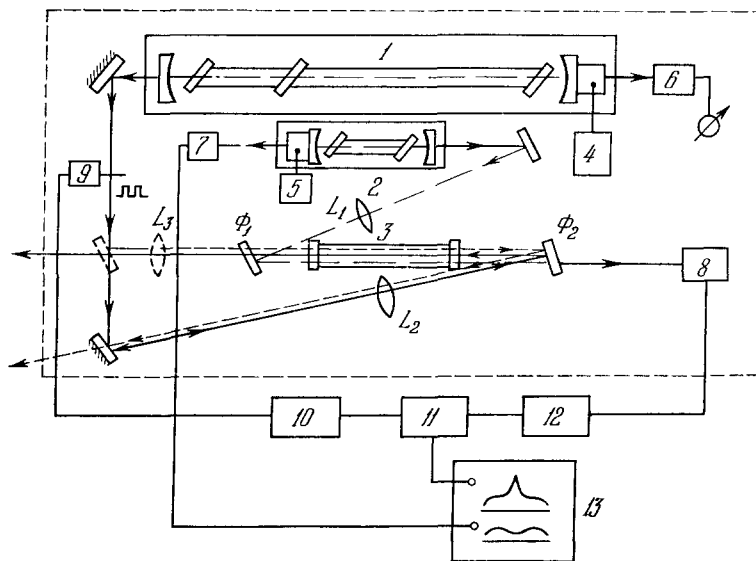


Рис. 17. Схема эксперимента для наблюдения анизотропии тонкой структуры линии вынужденного излучения.

1 — He — Ne-лазер с  $\lambda = 1,52 \text{ мкм}$  (сильное поле), 2 — He — Ne-лазер с  $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$  (слабое поле), 3 — разрядная ячейка, 4, 5 — блоки управления пьезокерамикой, 6 — 8 — фотодиоды, 7 — механический модулятор, 10 — звуковой генератор, 11 — фазочувствительный детектор, 12 — избирательный усилитель, 13 — самописец.

и прямо изучать зависимость формы линии от направления наблюдения. В работах<sup>50-54</sup> основное внимание было обращено не на подтверждение факта существования анизотропии линии излучения, а уже на спектроскопический аспект, т. е. на те возможности, которые открывают эти эффекты для решения основных спектроскопических задач.

В работах<sup>51-53</sup> детально исследовалась форма линии вынужденного излучения на линии  $1,15 \text{ мкм}$  (переход  $2s_2 - 2p_4$  Ne) в присутствии сильного монохроматического поля бегущей волны  $1,52 \text{ мкм}$  (переход  $2s_2 - 2p_1$  Ne). На этих переходах можно было ожидать возникновения тонкой структуры с характерной шириной, сравнимой и даже меньше естественной ширины перехода  $2s_2 - 2p_4$ . Схема экспериментальной установки, использованной в работах<sup>51-53</sup>, приведена на рис. 17. Внешнее монохро-

матическое поле с  $\lambda = 1,52$  мкм создавалось мощным He — Ne-лазером, в котором селекция типов колебаний была проведена с помощью поглощающей ячейки с разрядом в неоне. Излучение лазера направлялось в разрядную трубку, которая наполнялась чистым изотопом  $\text{Ne}^{20}$ . Для измерения формы линии поглощения или усиления на переходе  $2s_2 - 2p_4$  в эту же ячейку вводилось слабое поле с  $\lambda = 1,15$  мкм от короткого сканируемого одномодового He — Ne-лазера либо в том же направлении, что и сильное поле (ход лучей в этом случае обозначен штриховой линией), либо в противоположном. Оптическая система обеспечивала согласование волновых фронтов обоих пучков в поглощающей ячейке. Механический прерыватель модулировал сильное поле (с 1,52 мкм) и был синхронизован с фазовым детектором. Интерференционный светофильтр пропускал на

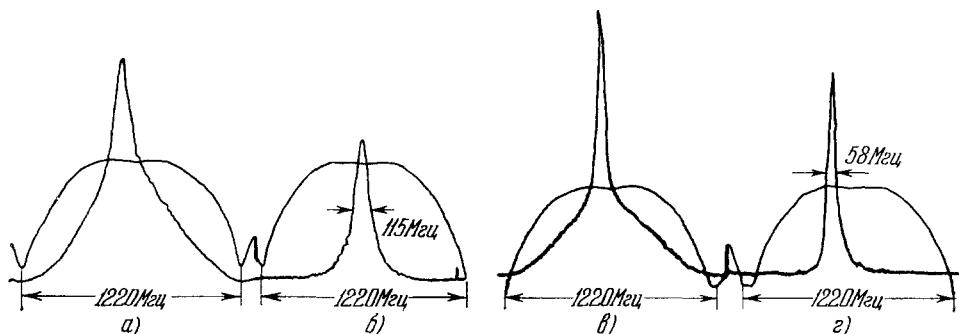


Рис. 18. Запись формы линии вынужденного излучения с  $\lambda = 1,15$  мкм ( $2s_2 - 2p_4$ ) в Ne в присутствии сильного поля на смежном переходе  $2s_2 - 2p_1$  с  $\lambda = 1,52$  мкм.

фотодиод только излучение с  $\lambda = 1,15$  мкм. Частота излучения слабого поля медленно сканировалась. Переменная составляющая сигнала с выхода фотодиода подавалась через избирательный усилитель и синхронный детектор на один из каналов самописца. Второй канал самописца регистрировал изменение амплитуды слабого поля при сканировании его частоты. Переменный сигнал на выходе синхронного детектора пропорционален величине слабого поля. Поэтому ясно, что отношение первой спектрограммы самописца ко второй пропорционально переменной части коэффициента поглощения на линии  $\lambda = 1,15$  мкм Ne, причем эта часть обусловлена сильным внешним полем с  $\lambda = 1,52$  мкм. Достигнутое отношение сигнала к шуму составило 20 дб.

Наблюдавшаяся запись формы линии излучения приведена на рис. 18 для случая противоположно бегущих волн (рис. 18, а, б) и для случая параллельно распространяющихся волн (рис. 18, в, г) слабого и сильного поля. Форма линии усиления имеет довольно сложную форму и представляет собой узкий пик на фоне значительно широкой «подкладки». Для параллельно бегущих волн ( $\mathbf{k}_\mu \mathbf{k} > 0$ ) пик значительно (примерно в два раза) уже (рис. 18, в, г), чем для встречно бегущих волн ( $\mathbf{k} \mathbf{k}_\mu < 0$ ) (рис. 18, а, б). Широкая часть обусловлена диффузией возбужденных  $2s_2$ -атомов в пространстве скоростей, имеет гауссовскую форму с шириной, равной доплеровской ширине линии, и вызвана пленением резонансного излучения на переходе  $2s_2 - 1s_0$  (630 Å), а также столкновениями типа резонансного обмена при диполь-дипольном взаимодействии<sup>52, 53</sup>. На рис. 18, б, г приведены записи с компенсацией широкой «подкладки», для чего ток разряда в поглощающей ячейке модулировался в противофазе с модуляцией сильного поля.

Вычисленные с использованием измеренных в различных экспериментах радиационных констант уровней  $2s$  и  $2p$  ширины пиков для этой

системы переходов оказались равными  $2\Gamma_+ = 30,8 \text{ Мгц}$  (рис. 19, а) и  $2\Gamma_0 = 82,6 \text{ Мгц}$  (рис. 19, б). Было впервые проведено сравнение результатов эксперимента с теоретическими расчетами. С этой целью были детально исследованы уширение давлением и полевое уширение (рис. 19, 20).

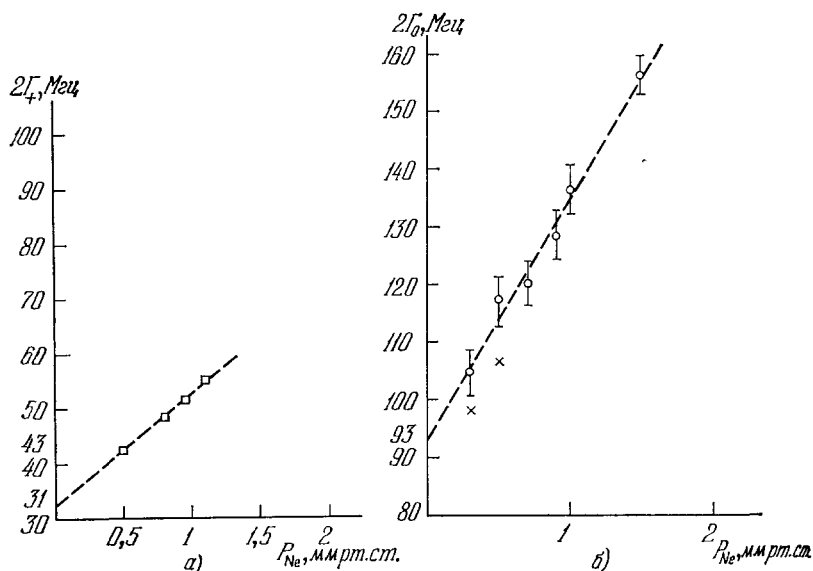


Рис. 19. Зависимость ширины тонкой структуры от давления при  $k_\mu k < 0$  (а) и  $k_\mu k > 0$  (б).

Экстраполированные к нулевому значению поля и нулевому давлению ширины оказались равными  $2\Gamma_0 = 86 \pm 3 \text{ Мгц}$  и  $2\Gamma_+ = 31,5 \pm 2 \text{ Мгц}$ . Полученные значения были в хорошем согласии с расчетными, что позволило авторам<sup>52</sup> сделать вывод о количественном подтверждении теории.

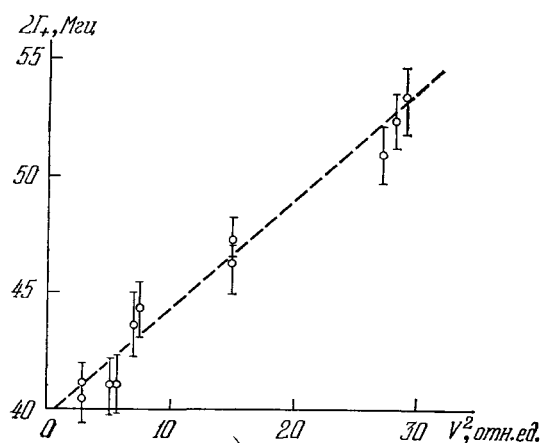


Рис. 20. Зависимость ширины линии от интенсивности внешнего поля.

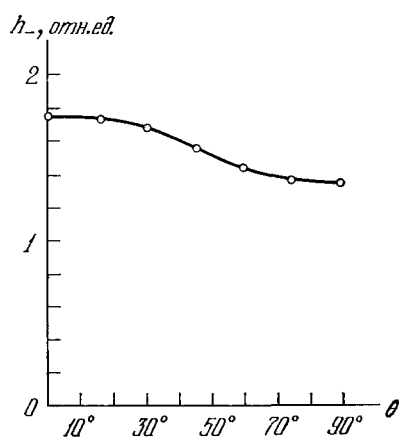


Рис. 21. Поляризационная анизотропия тонкой структуры линии вынужденного излучения.

В этих же экспериментах были проведены исследования поляризации излучения. Они показали, что наблюдаемая резкая структура зависит от вырождения уровней и состояния поляризации полей. Для иллюстрации на рис. 21 приведены результаты измерений степени поляризации

резкой структуры в зависимости от азимутального угла между плоскостями поляризации слабого и сильного поля.

Наблюдаемая максимальная степень поляризации линии рассеяния составляет 25%. Поляризационная анизотропия с достаточно высокой точностью описывается соотношением

$$G_0/G_0 = 1 - (1/4) \sin^2 \theta,$$

где  $G_0$  — коэффициент усиления для совпадающих линейных поляризаций. При использовании циркулярно поляризованного внешнего поля

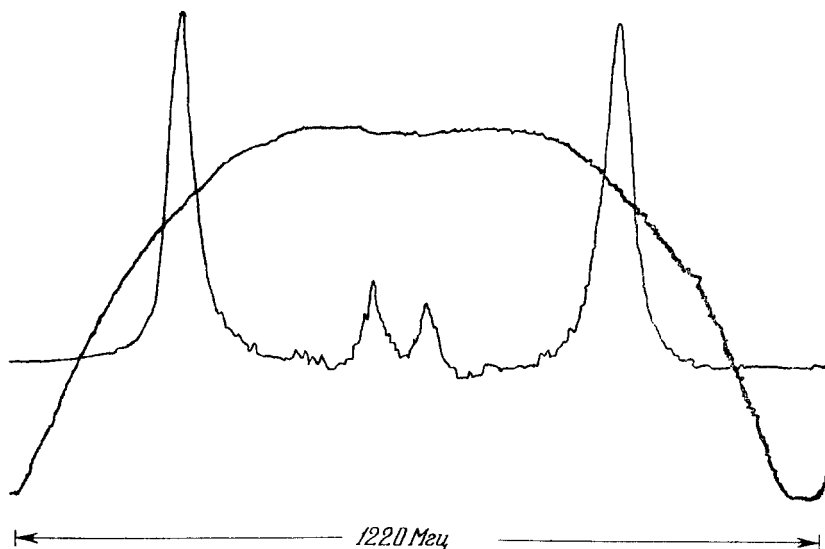


Рис. 22. Эффект Зеемана в трехуровневой системе.

отношение амплитуд для право- и левополяризованных волн слабого поля оказалось равным 1 : 6, что совпадает (в пределах точности измерений) с отношением вероятностей дипольных переходов между магнитными подуровнями на переходе  $J = 1 \rightarrow J = 2$ .

В работе <sup>38</sup> на примере эффекта Зеемана была продемонстрирована эффективность использования тонкой структуры, возникающей в присутствии внешнего монохроматического поля на смежном переходе, при разрешении структуры линии, скрытой в обычных условиях значительным доплеровским уширением. На рис. 22 приведена запись такой структуры. При наложении магнитного поля линия расщепляется уже при сравнительно слабых полях. Наблюдаемая структура была использована <sup>38</sup> для определения  $g$ -факторов уровней  $2s_2$  и  $2p_4$ .

В работе <sup>54</sup> была исследована сверхтонкая структура линий 1,15 и 0,63  $\mu\text{м}$  для нечетного изотопа  $\text{Ne}^{21}$  и измерен электрический квадрупольный момент ядра.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные нелинейные явления, возникающие при взаимодействии монохроматического излучения с атомными системами, могут служить основой новых методов спектроскопии высокого разрешения. В настоящее время возможности эксперимента ограничены набором частот оптических квантовых генераторов. Есть основания надеяться, что создание высокомонохроматических источников излучения с перестраиваемой

частотой полностью снимет это ограничение. При этом использование квантовых генераторов делает реальным получение спектроскопической информации, которая ранее была доступна лишь методам атомных или молекулярных пучков.

Институт физики полупроводников СО АН СССР,  
Новосибирск  
Московский институт стали и сплавов

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ч. Таунс, А. Шавлов, Радиоспектроскопия, М., ИЛ, 1959.
2. Е. Б. Александров, А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, Письма ЖЭТФ 3, 85 (1966).
3. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, сборник «Нелинейная оптика», Новосибирск, «Наука», СО, 1968.
4. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН 93, 71 (1967).
5. А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов, ЖЭТФ 56, 144 (1969).
6. П. А. Апанасевич, Действие лазерного излучения на вещество, Минск, «Наука и техника», 1973.
7. Ю. М. Кирич, Д. П. Ковалев, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский, Письма ЖЭТФ 9, 7 (1969).
8. R. Vennett, Jr., Phys. Rev. 126, 580 (1962).
9. С. Г. Раутиан, Тр. ФИАН СССР 43, 3 (1968).
10. R. Karplus, J. Schwinger, Phys. Rev. 73, 1020 (1948).
11. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН 85, 3 (1965).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963, § 40.
13. В. Б. Борестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М., «Наука», 1968.
14. В. А. Фок, А. В. Тулуб, Вестн. ЛГУ, вып. 16, 7 (1965).
15. С. Г. Раутиан, И. И. Собельман, ЖЭТФ 41, 456 (1961).
16. П. А. М. Диак, Принципы квантовой механики, М., Физматгиз, 1960.
17. Л. Д. Зусман, А. И. Бурштейн, ЖЭТФ 61, 976 (1971).
18. С. Г. Пржибельский, В. А. Ходовой, сборник «Нелинейные процессы в оптике», вып. 2, Новосибирск, «Наука», СО, 1972.
19. П. А. Апанасевич, ЖПС 12, 231 (1970).
20. Р. И. Соколовский, Опт. и спектр. 28, 1033 (1970).
21. T. Hänsch, P. Toschek, Proc. of the Conference on Laser and Opto-electronics (Southampton, March 1969), L., IERE, 1969.
22. T. Hänsch, R. Kell, A. Schabert, Ch. Schmelzer, P. Toschek, Zs. Phys. 226, 293 (1969).
23. А. К. Попов, ЖЭТФ 58, 1623 (1970).
24. Е. Б. Александров, Опт. и спектр. 14, 436 (1963).
25. Е. Б. Александров, В. П. Козлов, ibid. 16, 533, 1068 (1964).
26. Р. И. Соколовский, ibid. 26, 870 (1969).
27. M. S. Feld, A. Javan, Phys. Rev. 177, 450 (1969).
28. Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский, ЖЭТФ 57, 850 (1969).
29. Г. Е. Ноткин, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов, ЖЭТФ 52, 1673 (1967).
30. H. K. Holt, Phys. Rev. Lett. 19, 1275 (1967); 20, 410 (1968).
31. Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов, ЖЭТФ 57, 444 (1969).
32. И. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, М., «Наука», 1965.
33. С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов, ЖЭТФ 56, 227 (1969).
34. А. А. Феоктистов, Канд. диссертация (ФИАН СССР, 1969).
35. Ф. А. Воробьев, Р. И. Соколовский, ЖПС 13, 66 (1970).
36. B. J. Feldman, M. S. Feld, Phys. Rev. A5, 899 (1972).
37. T. Hänsch, P. Toschek, Zs. Phys. 236, 213 (1970).
38. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, В. П. Чеботаев, Препринт ИФП СО АН СССР № 21, Новосибирск, 1971.
39. A. Javan, сборник «Quantum Optics and Electronics», N. Y., Gordon and Breach, 1965, p. 383.
40. J. A. White, J. Opt. Soc. Am. 55, 1436 (1965).

41. W. R. Bennett, Jr., V. P. Chebotayev, J. W. Knutson, 5th Intern. Conference on Physics of Electron and Atomic Collisions. Abstract of Papers, L., «Nauka», 1967.
  42. R. H. Cordover, P. A. Bonczyk, A. Javan, Phys. Rev. Lett. 18, 730 (1967).
  43. W. G. Schweitzer, M. M. Birky, J. A. White, J. Opt. Soc. Am. 57, 1226 (1967).
  44. И. М. Бетеров, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ 9, 216 (1969).
  45. И. М. Бетеров, Канд. диссертация (СО АН СССР, Новосибирск, 1970).
  46. Н. Г. Басов, В. С. Летохов, Препринт ФИАН СССР № 80, Москва, 1969.
  47. V. P. Chebotayev, I. M. Beterov, V. N. Litsyn, IEEE J. Quantum Electron QE-4, 389, 788 (1968).
  48. T. Hänsch, P. Toschek, *ibid.*, p. 467; QE-5, 61 (1969).
  49. P. W. Smith, *ibid.* QE-1, 343 (1965).
  50. С. Н. Атутов, В. С. Кузнецов, С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, Р. Н. Юдин, Тезисы докладов на Всесоюзном симпозиуме по физике газовых ОКГ, Новосибирск, 1969.
  51. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ 10, 296 (1969).
  52. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ 12, 174 (1970).
  53. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, В. П. Чеботаев, Опт. и спектр. 28, 357 (1970); И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, С. Г. Раутиан, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ 58, 1243 (1970).
  54. T. W. Ducas, M. S. Feld, L. W. Ryan, Jr N. Skribanowitz, A. Javan, Phys. Rev. A5, 1036 (1972).
-