

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

621.378.325+535.33

**МЕТОД ПЕРЕСЕЧЕНИЯ УРОВНЕЙ И ПОСЛЕДНИЕ  
ДОСТИЖЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ  
ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ****В. Н. Григорьева, Э. И. Иванов, Н. И. Калитевский**

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	149
2. Современный уровень исследований методом пересечения уровней . . . . .	150
3. Лазерная спектроскопия высокого разрешения . . . . .	156
а) Лазерное возбуждение атомного пучка (156). б) Спектроскопия насыщенного поглощения (158). в) Лазерная спектроскопия двухфотонного возбуждения (162).	
4. Заключение . . . . .	166
Цитированная литература . . . . .	167

## 1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени методы интерференции атомных состояний получили широкое развитие<sup>1</sup>, причем для определения атомных и ядерных параметров наиболее часто используется метод пересечения уровней. Этот метод позволяет измерять весьма малые расщепления атомных состояний, разрешение которых невозможно методами классической спектроскопии<sup>2</sup>. Это связано с тем, что интерференционные явления определяются характеристиками излучающего состояния и их наблюдение не лимитируется доплеровскими уширением, обычно ограничивающим возможность спектроскопического разрешения двух близких по длине волн спектральных линий. Но, с другой стороны, в силу тех же причин метод не позволяет исследовать явления, связанные с контуром линии, как, например, беннетовские провалы, а также определять изотопические сдвиги.

Таким образом, методы оптической спектроскопии были более универсальны, но менее точны, чем метод пересечения уровней. Однако за последнее время в лазерной спектроскопии получили развитие специальные приемы (двухфотонное возбуждение, насыщающая спектроскопия), при использовании которых предел разрешения определяется (так же как в методе пересечения) не доплеровской, а естественной шириной спектральной линии. Это позволило в некоторых случаях добиться очень высокого разрешения спектральных компонент и исследовать явления, протекающие «под крышей» доплеровской линии. В силу этого представляется интересным сравнение метода пересечения уровней и современных методов лазерной спектроскопии, дополняющих друг друга при решении некоторых задач атомной физики и базирующихся на существенно различных физических явлениях. Рассмотрение возможностей метода

пересечения уровней проводится главным образом на примере работ, выполненных за последние годы в лаборатории когерентной оптики Физического института Ленинградского университета. В обзоре последних достижений лазерной спектроскопии использованы оригинальные статьи, а также сообщения, сделанные несколькими исследовательскими группами на IV Международной конференции по атомной физике (Гейдельберг, 1974 г.)<sup>3</sup>. При этом основное внимание уделено не теоретическому исследованию физических явлений, подробно описанному в монографиях<sup>1, 4</sup> и обзорах<sup>5, 6</sup>, а рассмотрению спектроскопических приложений.

## 2. СОВРЕМЕННЫЙ УРОВЕНЬ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕТОДОМ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ УРОВНЕЙ

Напомним кратко идею метода. Действие внешнего магнитного (электрического) поля приводит к снятию вырождения уровня по магнитным подуровням, что при условии когерентного возбуждения состояний сопровождается деполяризацией флуоресценции — эффектом Ханле (явление пересечения в нулевом поле). При наличии сверхтонкой (тонкой) структуры внешние поля приводят не только к снятию вырождения при  $H = 0$ , но и к появлению новых случаев вырождения состояний, сопровождающихся интерференционными явлениями.

Ширины сигналов Ханле и пересечений содержат информацию о времени когерентности состояний (в предельном случае равно времени радиационного распада) и зависят также в магнитном поле от  $g$ -факторов Ланде, а в электрическом — от константы Штарка  $\beta_j$ , определяющих расщепление магнитных подуровней. Уширение сигнала с увеличением давления газа (исследуемого или буферного) дает возможность оценить сечения атомных столкновений, приводящих к дополнительной деполяризации излучения. Значения магнитных полей, при которых происходят пересечения уровней, определяются константами сверхтонкой структуры (СТС) — магнитодипольного ( $A$ ) и электрического квадрупольного ( $B$ ) взаимодействий, а также множителями Ланде. Положение пересечений в электрическом поле зависит, кроме  $A$  и  $B$ , от константы  $\beta_j$ . Таким образом, анализ сигналов пересечений позволяет определить значения констант  $A$  и  $B$  (при известных  $g_j$  и  $g_I$ ), константу Штарка  $\beta_j$ , а также время жизни  $\tau$  и сечения деполяризующих столкновений. Детальное исследование случайных и систематических ошибок метода доказало возможность проведения этих определений с высокой точностью<sup>7</sup>. Указанные выше константы сравнительно легко определяются для состояний с широким по сравнению с естественной шириной расщеплением сверхтонких подуровней. В случае узкой СТС пересечения в ненулевых полях оказываются не разрешенными, в результате экспериментальный сигнал имеет сложную форму и для определения положений и ширин сигналов пересечений следует проводить разложение суммарного контура на составляющие, что сопряжено с трудностями и может привести к дополнительным ошибкам.

Наиболее корректным способом обработки сложных сигналов пересечений является сравнение экспериментальных результатов с квантовомеханическим расчетом, учитывающим изменение энергий зеемановских подуровней, амплитуд вероятностей переходов и изменение когерентности в зависимости от приложенных внешних полей. Этот способ с успехом применяется в нашей лаборатории.

Подробное описание приложения метода пересечения уровней для определения атомных констант проводилось в обзоре<sup>2</sup> на примерах атомов натрия и цезия. В настоящем сообщении мы рассмотрим определение атомных констант рубидия методом пересечения уровней при одновре-

менном действии внешних магнитного и электрического полей. Этот вопрос не затрагивался в цитированном выше обзоре.

Как уже говорилось, расщепление уровней в электрическом поле зависит от константы Штарка  $\beta_j$ , и анализ вида сигналов пересечений позволяет определять ее величину. Однако пересечение уровней в этом случае наступает при больших напряженностях полей, создание которых сопряжено с определенными экспериментальными трудностями. Кроме того, интерпретация экспериментальных результатов затруднительна: под действием электрического поля происходит не только расщепление уровней, но и смещение центра тяжести терма, а следовательно, и сдвиг линии поглощения относительно линии облучения, вследствие чего наблюдаемая на эксперименте зависимость интенсивности от электрического поля обусловлена не только интерференционными эффектами, но и изменением поглощения возбуждающего света.

Поэтому в работах <sup>8, 9</sup> определение константы Штарка терма  $6^2P_{3/2}$  рубидия проводилось при одновременном действии на атомы параллельных электрического и магнитного полей. Уже сравнительно малые напряженности электрического поля (2—3 кВ/см) приводят к существенному изменению вида интерференционных сигналов: происходит не только сдвиг сигналов пересечений в шкале магнитного поля, но и деформация всей кривой деполаризации. Интерференционные сигналы расположены на фоне монотонно возрастающей с магнитным полем подложки, возникающей из-за зависимости вероятностей переходов, а следовательно, и некогерентно рассеянной части интенсивности, от магнитного поля. Электрическое поле вносит добавочное изменение вероятностей переходов, зависящее от  $\beta_j$ , и таким образом, вся кривая оказывается чувствительной к значению константы Штарка.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В работе использовались резонансные ячейки с внутренними электродами, служившими для создания электрического поля. Ячейка помещалась в центр катушек Гельмгольца, создававших контролируемое магнитное поле. Составляющие лабораторного поля компенсировались дополнительными катушками. Направление облучения, наблюдения и внешних полей в опытах по изучению флуоресценции рубидия были взаимно перпендикулярны. Источником света служила безэлектродная лампа (типа Белла — Блюма). Возбуждение осуществлялось линейно поляризованным светом, когерентно заселявшим магнитные подуровни с  $\Delta m_F = \pm 2$ . Интерференционные сигналы при такой геометрии эксперимента имеют лоренцову форму. Свет флуоресценции проходил через вращающийся поляризатор, регистрировался фотоумножителем, и переменная составляющая фототока, пропорциональная разности интенсивностей света двух ортогональных поляризаций, детектировалась синхронным детектором.

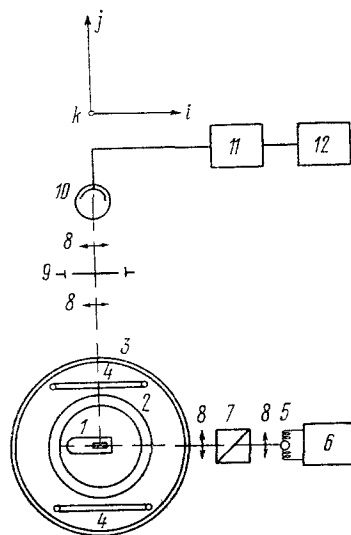


Рис. 1. Блок-схема установки для наблюдения сигналов пересечений в магнитном и электрическом полях.

1 — резонансная ячейка с внутренними электродами, 2 — катушки Гельмгольца, 3, 4 — компенсационные катушки, 5 — рубидиевая лампа типа Белла — Блюма, 6 — высокочастотный генератор, 7 — поляризационная призма, 8 — линзы, 9 — вращающийся поляризатор, 10 — ФЭУ, 11 — синхронный детектор; 12 — самописец.

Кривые деполяризации (при фиксированном значении электрического поля) записывались по точкам при различных значениях магнитного поля (рис. 2). Константа  $\beta_j$  определялась сравнением экспериментальных и расчетных сигналов (значения  $A = 8,16 \pm 0,01$  МГц,  $B = 8,20 \pm 0,10$  МГц,  $\tau = 97 \pm 3$  нсек находились из анализа сигналов пересечений в магнитном поле<sup>10</sup>). Расчет теоретических кривых осуществлялся на ЭВМ, причем учитывалось присутствие в возбуждающем свете

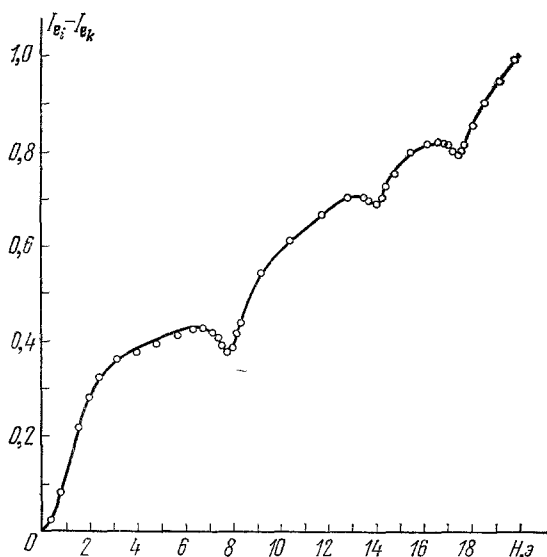


Рис. 2. Экспериментальная кривая (кружки), полученная при напряженности электрического поля 2,125 кВ/см, и наилучшим образом ее описывающая теоретическая, рассчитанная при  $A = 8,16$  МГц,  $B = 8,20$  МГц,  $\tau = 97$  нсек и  $\beta_j = 0,260$  МГц/(кВ/см)<sup>2</sup>.

двух сверхтонких компонент различной интенсивности (основное состояние  $5^2S_{1/2}\text{Rb}^{85}$  расщеплено на 3036 МГц). При вариации значений константы Штарка  $\beta_j$  по минимуму отклонения расчетной кривой от экспериментальной подбиралась теоретическая кривая (а следовательно, и значение  $\beta_j$ ), наилучшим образом описывающая данную экспериментальную. Найденное из 12 экспериментальных кривых значение  $\beta_j$  оказалось равным  $0,260 \pm \pm 0,007$  МГц/(кВ/см)<sup>2</sup>. Указанная ошибка характеризует воспроизводимость экспериментальных результатов и иллюстрирует высказанное выше утверждение о высокой точности метода пересечения уровней. Систематическая ошибка, возникающая при определении константы Штарка таким методом, связана

в основном с ошибкой в значении напряженности электрического поля 2,2% (последняя складывается из ошибок в определении прикладываемого напряжения 0,5%, расстояния между электродами 0,1% и влияния неоднородности электрического поля 0,5% и равна 2,2% вследствие квадратичности эффекта по напряженности электрического поля), с нелинейностью системы регистрации 1%, с точностью градуировки 0,17% и неоднородностью магнитного поля 0,07%, с погрешностями юстировки 0,12% и составляет в результате около 4% или 0,01 МГц/(кВ/см)<sup>2</sup>.

До недавнего времени методом пересечения уровней у атомов щелочных металлов исследовались лишь первые  $^2P$ -состояния. Это объясняется тем, что лишь эти состояния можно непосредственно и достаточно эффективно заселить с помощью оптического возбуждения, так как вероятность переходов между  $^2S$  —  $^2P$ -состояниями быстро уменьшается с ростом энергии  $P$ -уровня и обычные источники оптического возбуждения уже не являются достаточно эффективными. В отдельных случаях<sup>11</sup> заселение  $^2S$ - и  $^2D$ -состояний проводилось каскадными переходами с  $^2P$ -состояний, но этот механизм создания заселенностей  $^2S$ - и  $^2D$ -уровней ограничен самыми низкими состояниями. Существуют единичные эксперименты, в которых высоколежащие состояния исследовались при возбуждении электронным пучком<sup>12</sup>. Применение последнего, однако, осложнено рядом технических трудностей, а также плохой избирательностью воз-

буждения. Совпадение линии гелия  $\lambda = 388,865 \text{ нм}$  с одной из сверхтонких компонент Cs-переход  $8^2P_{1/2} - 6^2S_{1/2}$  ( $F = 4$ ) использовалось в работе <sup>13</sup> для заселения состояния  $8^2P_{1/2}$  Cs светом гелиевой лампы и наблюдения на нем сигнала пересечения в нулевом поле.

Для возбуждения некоторых высоколежащих атомных состояний можно использовать очень эффективное возбуждение лазерным светом. Так, например, деполаризация спонтанного излучения с некоторых уровней Ne, возбужденных лазерным светом, использовалась в нашей лаборатории для определения времени жизни этих высоколежащих уровней. Ниже будут также описаны эксперименты по возбуждению уровней кадмия светом импульсного лазера, генерирующего на парах этого металла. Но вопрос о корректности таких измерений требует более подробного рассмотрения, к которому мы и переходим.

Первые наблюдения деполаризации спонтанного излучения газового лазера в продольном магнитном поле были описаны в трех независимых работах <sup>14-16</sup>. В экспериментах определялись ширины сигналов Ханле при фиксированных параметрах среды и мощности лазерного излучения. Анализ сигналов с целью определения времен жизни и сечений деполаризующих соударений, однако, затруднен. Дело в том, что для получения достаточной величины интерференционного сигнала необходимо использовать лазерное излучение сравнительно большой интенсивности. В силу этого возникают сложные нелинейные процессы, проявляющиеся, в частности, в том, что в сигнале пересечения в спонтанном излучении с одного уровня присутствуют характеристики другого состояния, связанного с исследуемым вынужденным излучением. Определенную роль также играет перенос когерентности с других уровней, связанных с исследуемым спонтанными переходами.

Из-за наличия сравнительно мощного лазерного излучения приближение слабого поля, описываемое вторым порядком теории возмущений, не вполне справедливо и поэтому теоретическое описание сигналов проводилось с точностью до членов четвертого порядка. В большинстве случаев такое описание приводит к удовлетворительному согласию эксперимента и теории, хотя некоторые наблюдаемые эффекты не нашли пока полного объяснения <sup>17</sup>.

В нашей лаборатории метод был применен для исследования спонтанного излучения неон-гелиевых лазеров, генерирующих в видимой  $0,63 \text{ мкм}$  и инфракрасной областях спектра  $1,15$  и  $3,39 \text{ мкм}$  <sup>18, 19</sup>. На исследуемую часть разряда накладывалось аксиальное магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца. Спонтанное излучение, имеющее поляризацию, перпендикулярную к магнитному полю, наблюдалось через стенку разрядной трубки. Заданная спектральная линия выделялась монохроматором. Для регистрации сигнала пересечения, составляющего малую долю от всего падающего на фотоприемник света, генерация модулировалась низкой частотой и при помощи синхронного детектирования регистрировалась лишь переменная составляющая фототока. Ширина зарегистрированных сигналов при их экстраполяции к нулевому давлению и нулевой мощности поля позволяла измерить время жизни и сечения деполаризующих соударений соответствующих уровней. На рис. 3

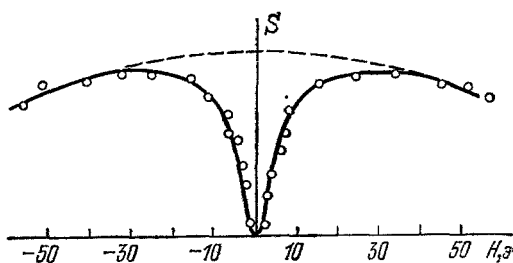


Рис. 3. Зависимость интенсивности линии  $359,3 \text{ нм}$  от напряженности магнитного поля.

приводится в качестве примера сигнал пересечения с уровня  $3p_4$  неона на фоне доплеровской ширины, которая в инфракрасной области спектра относительно невелика. Экстраполяцией ширины сигналов Ханле к нулевому давлению удалось получить данные о временах жизни и сечениях деполаризующих соударений практически для всех генерирующих уровней  $Ne^2$ .

В последнее время эффект пересечения уровней в нулевом поле удалось наблюдать в импульсном лазере на парах металла <sup>20, 21</sup>. Для постановки эксперимента была собрана установка, состоящая из лазера на парах кадмия, оптической кюветы, с которой велось наблюдение, и системы выделения и регистрации сигналов пересечения.

Лазер на парах кадмия имел ряд сильных импульсных генераций в послесвечении (1,912; 1,648; 1,398 и 1,433  $\mu m$ ). Длительность генерации, измеренная на половине высоты, равнялась 50—70  $\mu sec$ . Задержка переднего фронта генерации относительно импульса тока составляла 40—50  $\mu sec$ . Для выделения какой-либо одной генерации в резонатор с активной средой помещалась кварцевая призма. Спонтанное излучение наблюдалось через боковые стенки кюветы в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В кювете поддерживался непрерывный разряд на парах кадмия и буферного газа. Интерференционный сигнал составлял величину от  $5 \cdot 10^{-5}$  до  $5 \cdot 10^{-3}$  от значения полной интенсивности наблюдаемой линии. Скважность следования импульсов равнялась 40. Наблюдение этих малых изменений интенсивности было осуществлено с помощью методики регистрации, в основе которой лежит амплитудно-кодовое преобразование сигнала с последующим накоплением. Все результаты обрабатывались на ЭВМ.

Теоретическое описание полученных результатов проводилось так же, как и в случае непрерывного лазера в приближении четвертого порядка теории возмущений, учитывающего нелинейные эффекты, связанные с большой величиной лазерного поля, что в данном случае особенно важно, так как в импульсном лазере имеет место кратковременное, но очень сильное возбуждение. В силу этого все охарактеризованные выше эффекты здесь выявлялись в полной мере. Так, например, для иллюстрации упомянувшегося выше эффекта перемешивания между двумя взаимодействующими уровнями приводятся результаты измерения сигнала пересечения на переходе  $5^3D_3 - 5^3P_2$  кадмия на рис. 4.

Результаты расчета сигнала пересечения с точностью до членов четвертого порядка по полю показывают, что данную кривую можно разложить на два лоренцевских контура с ширинами, обусловленными временами герцевской когерентности верхнего и нижнего лазерных уровней генерации 1,648  $\mu m$ . Разложение суммарного контура на две составляющие с ширинами  $\gamma_a$  и  $\gamma_b$  позволяет определить времена жизни и сечения деполаризующих соударений уровней  $5^3D_3$  и  $4^3F_{2,3,4}$  кадмия. Последние находятся в хорошем согласии с литературными данными, полученными другими методами, что доказывает корректность сделанных в работе приближений и проведенных экстраполяций <sup>21</sup>.

В перечисленных случаях исследовались высоковозбужденные состояния, являющиеся лазерными уровнями, и число их, конечно, ограничено. Перспективными представляются исследования выстраивания атомов в разряде <sup>22, 23</sup>, в которых эффект Ханле может быть изучен для многих высоколежащих уровней, но в данном обзоре мы не имеем возможности подробно охарактеризовать эту технику, предложенную Чайкой <sup>24</sup> и получившую развитие в последние годы. Очевидно, что круг исследуемых состояний значительно расширится, если использовать источники возбуждения с управляемой частотой, способные оптически заселить любой

рассматриваемый уровень. Таким источником является лазер с перестраиваемой частотой.

К настоящему времени появился ряд работ<sup>(25, 26)</sup>, в которых с помощью лазера на красителях осуществляется двухступенчатое возбуждение высоколежащих  $S$ -,  $D$ -,  $F$ -уровней атомов Cs и Rb и на них наблюдаются сигналы пересечений и двойного резонанса. Эксперимент состоит в следующем: рассеивающая ячейка с щелочным металлом помещается в магнитное поле. На первой ступени возбуждения резонансный свет от мощной лампы, поджигаемой ВЧ генератором, падает на ячейку в направлении магнитного поля и возбуждает атом в первое  $^2P$ -состояние. Затем атомы переводятся в высоколежащие  $^2S$ - и  $^2D$ -состояния с помощью лазерного

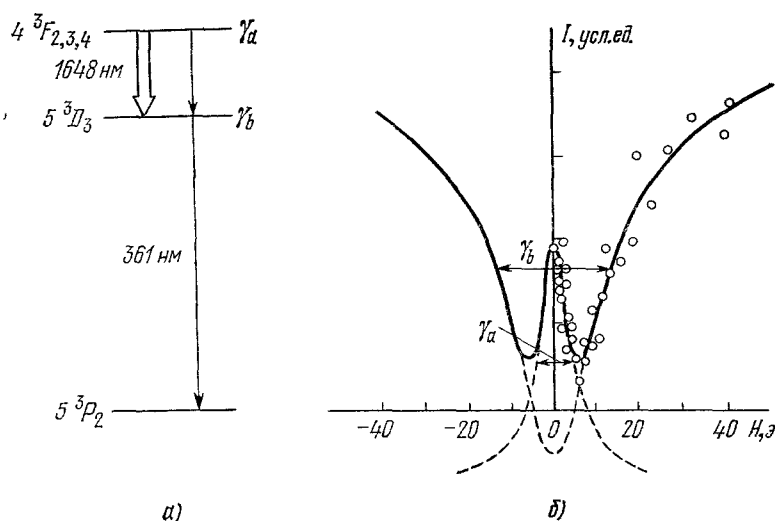


Рис. 4. Схема уровней кадмия (а), экспериментальный сигнал пересечения (кружки) и разложение контура на две составляющие на переходе  $5^3D_3 - 5^3P_2$  (б).

излучения, перпендикулярного к внешнему полю и настроенного на частоту того или иного перехода. Последовательность  $^2D$ -состояний с главными квантовыми числами от 8 до 14,  $^2S_{1/2}$ -состояний с  $n = 9, 10, 11$  Cs и  $^2D$ -состояний с  $n = 6, 7, 8$ ,  $^2S_{1/2}$ -состояний с  $n = 8, 9$  Rb<sup>87</sup> удалось заселить, используя лазеры на красителях родамин 6G и родамин 110, накачиваемые аргоновым лазером. Интересно отметить, что в двухступенчатом процессе возбуждения пленение излучения на резонансном переходе играет положительную роль — увеличивает заселенность первого возбужденного состояния.

Все  $^2D_{3/2}$ -состояния исследовались методом пересечения уровней и были определены или оценены значения констант СТС. На рис. 5 представлена запись сигналов пересечений Rb<sup>87</sup> на состояниях  $6^2D_{3/2}$   $7^2D_{3/2}$ . Значения  $A$  и  $B$ , найденные из положения сигналов, оказались равными:

$$6^2D_{3/2} - |A| = 7,72(20) \text{ МГц}, \quad |B| = 0,6(4) \text{ МГц} \quad (B/A > 0),$$

$$7^2D_{3/2} - |A| = 4,55(15) \text{ МГц}, \quad |B| = 0,36(18) \text{ МГц} \quad (B/A > 0).$$

Можно предполагать, что при дальнейшем развитии такой методики исследования высоколежащих уровней окажется возможным реализовать

высокую точность определения атомных констант, характерную для описанных выше приложений метода пересечения уровней. Следует подчерк-

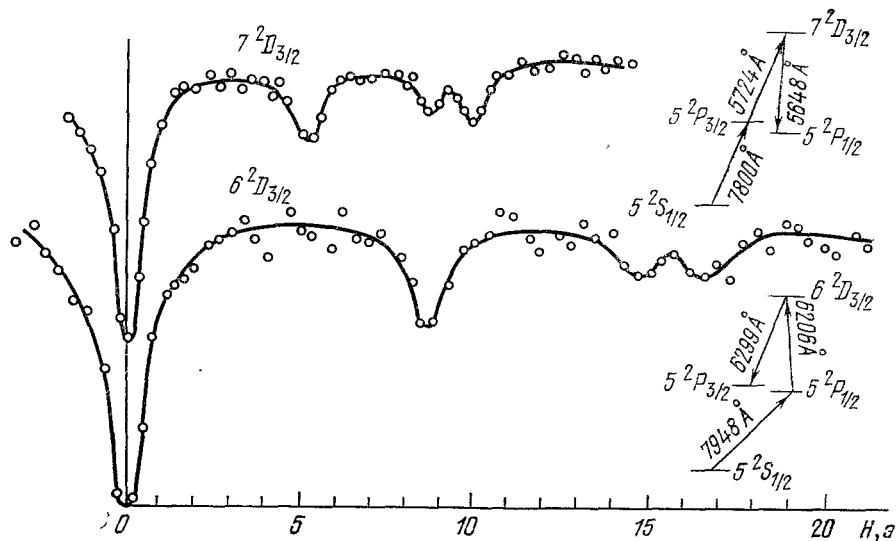


Рис. 5. Сигналы пересечений уровней на  $6\ 2D_{3/2}$ - и  $7\ 2D_{3/2}$ -состояниях  $\text{Rb}^{87}$ .

нуть, что при исследовании атомных уровней методом пересечения не играют большой роли требования к ширине возбуждающей линии перестраиваемого лазера.

### 3. ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Термин лазерная спектроскопия часто применяется к описанию весьма разнообразных явлений. В этом обзоре под лазерной спектроскопией будем понимать совокупность методов исследования спектров атомов, молекул и конденсированных сред с применением лазерного излучения. Главное внимание будет уделено лазерной спектроскопии атомов.

Как уже указывалось, наиболее значительным препятствием на пути экспериментального решения задач оптической спектроскопии является доплеровское уширение спектральных линий, ограничивающее разрешающую способность традиционных методов, в которых тем или иным способом исследуются контуры спектральных линий, т. е. зависимость мощности излучения (либо поглощения) от частоты.

Обсуждаемые ниже методы лазерной спектроскопии высокого разрешения стоят близко к классической спектроскопии, поскольку в них обычно исследуются контуры спектральных линий, но предел разрешения определяется не доплеровским уширением, а естественной шириной спектральной линии. Высокое разрешение достигается за счет того, что осуществляются такие условия эксперимента, когда в образовании наблюдаемых эффектов принимают участие лишь атомы, имеющие определенную проекцию скорости на выделенное направление.

#### а) Лазерное возбуждение атомного пучка

Наиболее близким к традиционным оптическим методам является лазерное возбуждение атомного пучка<sup>27</sup> (рис. 6). Отличие этого метода от классического состоит лишь в том, что флуоресценция атомов пучка возбуждается перестраиваемым по частоте практически монохроматиче-



ским (порядка  $7 \text{ МГц}$ ) лазерным излучением. В результате использования узкого управляемого по частоте источника возбуждения отпадает необходимость применения в канале наблюдения интерферометра Фабри — Перо. Регистрируемым сигналом при этом является интегральная мощность флуоресценции в зависимости от частоты. В этом случае имеют место наиболее простые условия при наблюдении как спектра поглощения, так и флуоресценции и реализуется простая линейная зависимость

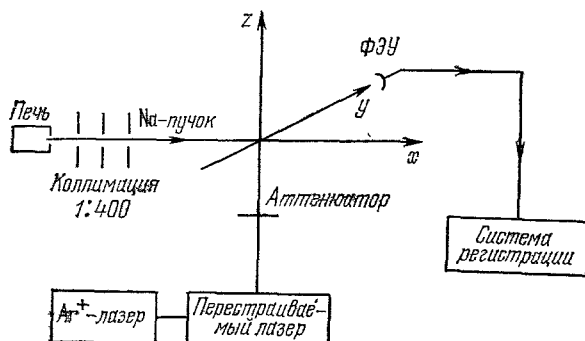


Рис. 6. Блок-схема эксперимента по возбуждению атомного пучка лазерным излучением.

величины сигнала от мощности лазерного излучения. При малых мощностях лазера наблюдаемая ширина линий близка к естественной. Отсутствуют также сдвиги давлением. Применение этой методики для решения

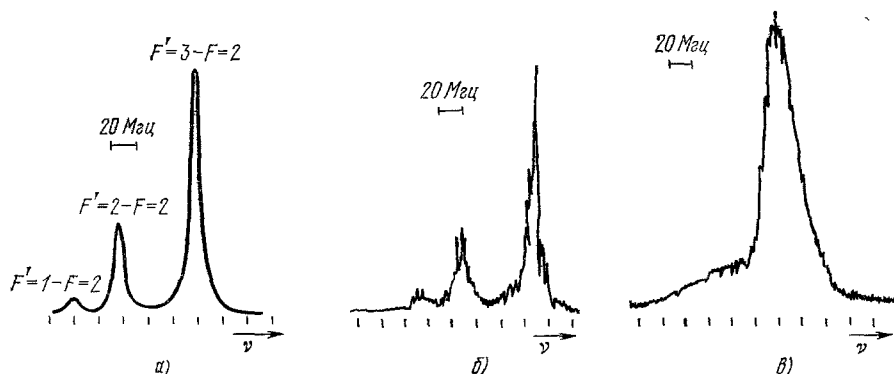


Рис. 7. Свертхонкая структура  $D_2$ -линии  $\text{Na } 3^2P_{3/2} - 3^2S_{1/2} (F=2)$ , рассчитанная для естественной ширины линии (а), экспериментальные записи при низких интенсивностях лазерного излучения (б) и при интенсивности возбуждающего излучения порядка нескольких  $\text{мвт/мм}^2$  (в).

спектроскопических задач облегчается тем, что при малой мощности лазера интенсивность исследуемых линий пропорциональна силам осциллятора. Это важно подчеркнуть, так как в рассматриваемых ниже нелинейных методиках (насыщенное и двухфотонное поглощение) интенсивности пропорциональны квадратам сил осцилляторов. Однако при использовании этого метода имеются свои трудности: так, например, при оптической регистрации сигнала требуется высокая степень коллимации пучков, а ограничение мощности лазерного излучения приводит к трудностям регистрации.

В качестве примера высокого разрешения, достигаемого таким методом, на рис. 7 приводится структура терма  $3^2P_{3/2}$  Na на переходе  $3^2P_{3/2} -$

—  $3^2S_{1/2}$  ( $F = 2$ ). Ширина экспериментальных линий составляет около  $15 \text{ МГц}$  (рис. 7, б). Рис. 7, в иллюстрирует действие эффекта оптической накачки при увеличении мощности лазерного излучения. Подробное рассмотрение метода атомных пучков при лазерном возбуждении имеется в обзоре <sup>28</sup>.

### б) Спектроскопия насыщенного поглощения

Кратко остановимся на физической идее спектроскопии насыщенного поглощения. Подробное теоретическое рассмотрение этой проблемы можно найти в обзорных работах <sup>4, 5</sup>.

В экспериментах по спектроскопии насыщенного поглощения используются два световых потока, один из которых является насыщающим и «приготавливает» ансамбль атомов с определенной проекцией скорости на направление светового поля, а второй — пробным анализирующим этот ансамбль.

Рассмотрение эффекта удобно начать с процессов, протекающих в лазере. Стоячая волна лазерного поля в резонаторе может быть представлена в виде суммы двух бегущих в противоположных направлениях волн одной и той же частоты. Если контур линии усиления рабочего вещества является неоднородным (доплеровски уширенным вследствие движения атомов), то лишь те атомы резонансно взаимодействуют с лазерным полем, скорости которых удовлетворяют равенству  $\omega_p = \omega_0 [1 - (nv/c)]$ , где  $\omega_p$  — собственная частота резонатора,  $\omega_0$  — частота атомного перехода,  $n$  — нормаль к фронту лазерной волны (рис. 8, а).

При этом одна волна, бегущая в направлении оси  $z$ , взаимодействует с атомами, имеющими отрицательные проекции скорости  $v_z$ , а другая — с положительными. Таким образом, лазерное поле взаимодействует с двумя группами атомов, характеризуемыми разными знаками  $v_z$ , и выжигает две «дырки» — провалы Беннетта в контуре линии усиления (рис. 8, б), симметрично расположенные относительно ее центра <sup>29</sup>. Очевидно, что на нижнем уровне лазерного перехода образуется избыток атомов с этими значениями  $v_z$  — возникают так называемые «ушки» в распределении атомов по скоростям (рис. 8, в). При настройке частоты резонатора на центр линии усиления обе волны взаимодействуют с одними и теми же атомами, у которых  $v_z = 0$  —

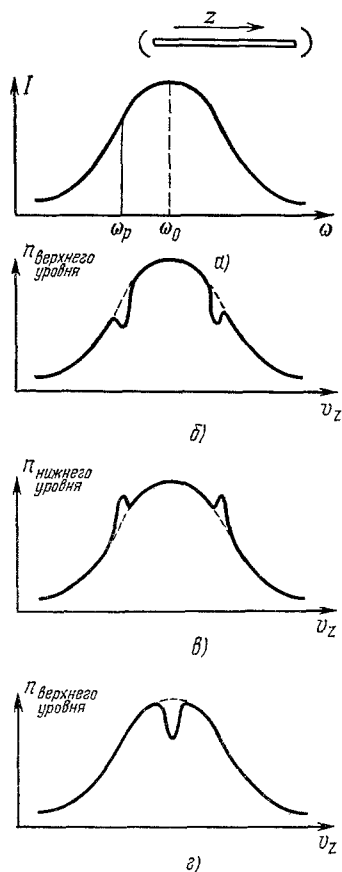


Рис. 8. Схема образования резонансов насыщения в лазере.

два беннеттовских провала вырождаются в один, находящийся в центре контура линии (рис. 8, в). Ширина этого провала определяется естественной шириной линии на данном переходе (в общем случае уширенной столкновениями и действием мощности), которая может быть на несколько порядков меньше доплеровской.

Детальные экспериментальные исследования беннеттовских провалов проводились в работах <sup>30-32</sup>, спустя несколько лет после их описания

и предложений использовать в качестве метода спектроскопии высокого разрешения<sup>33, 34</sup>. В работе<sup>32</sup> исследовалось спонтанное излучение с верхнего лазерного уровня  $3s_2$  на длине волны  $6328 \text{ \AA}$  (генерация имела место на переходе  $3s_2 - 3p_4 - \lambda = 3,39 \text{ мкм}$ ) и в контуре наблюдался беннеттовский провал в центре линии. В работах<sup>30, 31</sup> анализировали спонтанное излучение с нижнего лазерного уровня  $2p_4$  (генерация имела место на переходе  $2s_2 - 2p_4 - \lambda = 1,15 \text{ мкм}$ ) — на фоне доплеровски уширенной линии наблюдались «ушки», причем в<sup>31</sup> впервые использовались резонансы насыщения для определения изотопического сдвига линий Ne. Более тщательная регистрация структуры линий в работе<sup>35</sup> позволила

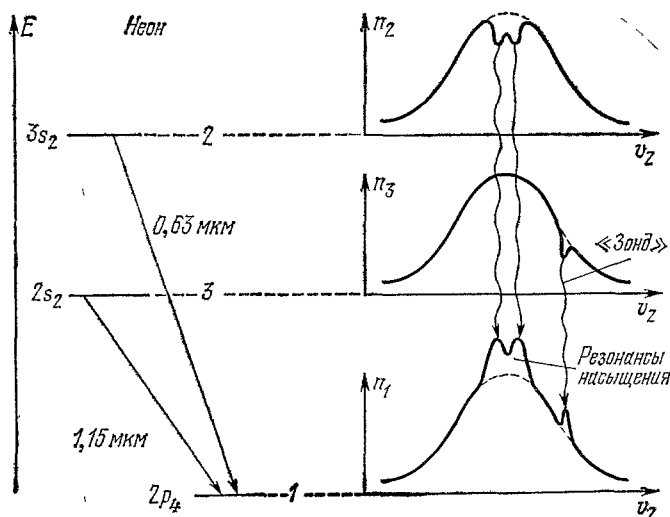


Рис. 9. Связанные переходы Ne и схема «зондирования» резонансов насыщения.

обнаружить асимметрию резонансов насыщения, связанную с корреляцией вынужденного и спонтанно излученного фотонов.

Во всех этих экспериментах запись контуров линий проводилась с помощью интерферометра Фабри — Перо — анализировалось спонтанное излучение, распространяющееся вдоль лазерного луча или под малым углом к нему. Развитием этих исследований являются работы<sup>36-38</sup>. Длинный одночастотный Ne — Ne-лазер, генерирующий на  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  (насыщающее поле), просвечивался излучением  $1,15 \text{ мкм}$  (анализирующее излучение) от перестраиваемого по частоте короткого Ne — Ne-лазера. Сильное насыщающее поле ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ) приводило к образованию «ушек» (рис. 9) в распределении по скоростям атомов Ne в состоянии  $2p_4$ , следствием чего было уменьшение усиления слабого пробного излучения ( $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$ ). Регистрировалась интенсивность прошедшего инфракрасного излучения в зависимости от его частоты, которая отражала форму беннеттовских провалов.

Применение поглощающих ячеек позволило использовать разряд при низких давлениях и тем самым исключить уширение резонансов давлением. При введении поглощающей ячейки внутрь резонатора в распределении выходной мощности лазера по частоте обнаруживается узкий пик, причины образования которого аналогичны причинам образования лэмбовского провала. Впервые экспериментально такой резонанс наблюдался в работах<sup>39, 40</sup>, в которых использовался Ne — Ne-лазер на  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  и поглощающая ячейка с  $\text{Ne}^{20}$ . В зависимости от условий опыта

ширина пика составляла  $\approx 15-35$  Мгц. В работе <sup>41</sup> ширина резонанса порядка 0,1—0,3 Мгц наблюдалась при помещении поглощающей ячейки, наполненной метаном, в резонатор He—Ne-лазера, генерирующего на 3,39 мкм. В работе <sup>42</sup> было предложено использовать резонансы насыщения для автостабилизации лазерной частоты и была получена <sup>43</sup> более высокая стабильность и воспроизводимость частоты, чем при обычно практикуемой стабилизации лазерной частоты по лэмбовскому провалу.

В экспериментах подобного рода круг решаемых задач ограничен лазерными средами. Использование перестраиваемых по частоте лазеров позволило существенно расширить исследования по спектроскопии насыщенного поглощения. В работе <sup>44</sup> авторы изучали структуру резонансных линий Na  $\lambda_1 = 5896$  Å и  $\lambda_2 = 5890$  Å спектроскопией насыщенного поглощения (в иностранной литературе эту технику часто называют методом

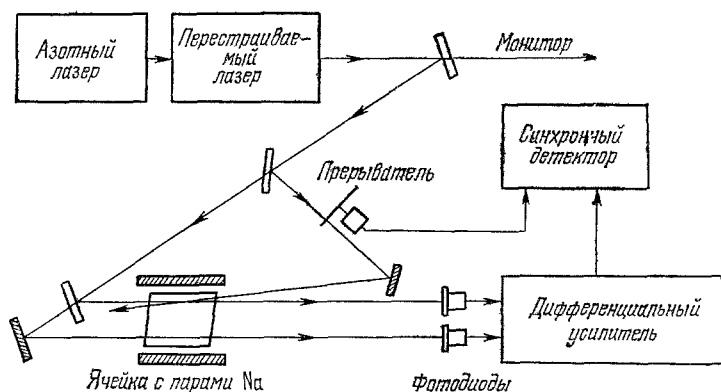


Рис. 10. Схема эксперимента для изучения сверхтонкой структуры натрия спектроскопией насыщенного поглощения.

лэмбовского провала) с помощью импульсного перестраиваемого лазера на красителе. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 10. Два световых потока, насыщающий и пробный, одинаковой частоты, но существенно разной интенсивности (0,5 и 50 мвт) распространяются в противоположных направлениях через ячейку с парами Na. Регистрируется изменение поглощения слабого пробного луча, вызванное наличием сильного, насыщающего. Резонанс насыщения<sup>1</sup> наблюдается лишь в том случае, если пробный и насыщающий потоки взаимодействуют с одними и теми же атомами, движущимися перпендикулярно к световым лучам, т. е. в том случае, если частота лазера настроена на центр атомного перехода.

В эксперименте использовался лазер на смеси родамин 6G и родамин В в отношении 20 : 1, накачиваемый азотным лазером. С помощью пьезоэлектрического интерферометра Фабри — Перо уменьшалась ширина лазерного излучения от 300 до 7 Мгц. Длительность лазерного импульса составляла 30 нсек с частотой повторения 100 импульсов в секунду.

При детектировании интенсивность пробного луча сравнивалась с интенсивностью второго пробного луча, который проходил такой же путь через натриевую ячейку, что и первый, но не пересекал насыщающего потока. Это позволяло исключить флуктуацию амплитуды лазерного поля.

На рис. 11 представлена СТ структура D-линий натрия. Расщепление близких компонент соответствует СТ структуре  $3^2P_{1/2}$  — 192 Мгц, а расщепление 1772 Мгц — СТ расщеплению основного  $3^2S_{1/2}$ -состояния. Как видно из рисунка, в эксперименте регистрируются дополнительные компо-

ненты, расположенные как раз посередине между компонентами СТ структуры, имеющими общий уровень. Они возникают вследствие того, что существуют атомы с определенной проекцией скорости, для которых насыщающая волна является резонансной для одной из сверхтонких компонент, а пробная для другой. Дополнительный сигнал между компонентами, имеющими общий верхний уровень, оказывается отрицательного знака, что связано с существованием оптической накачки, приводящей к заселению СТ компоненты основного состояния и вследствие этого добавочному поглощению пробного луча. Измеренная в этом опыте ширина компонент составляет в лучшем случае  $40 \pm 4$  МГц. Это значит, что спектральные линии заметно уширены (естественная ширина не превышает 10 МГц)

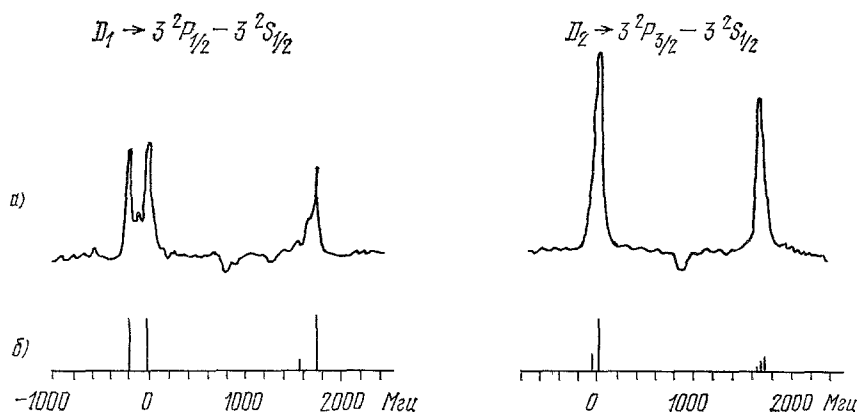


Рис. 11. Экспериментальная запись сигналов насыщенного поглощения  $3^2P_{3/2}$ - и  $3^2P_{1/2}$ -состояний Na (а) и теоретическая структура линий (б).

из-за непараллельности насыщающего и пробного пучков, а также вследствие конечной ширины лазерной линии. По этой причине, как видно из рис. 11, сверхтонкую структуру состояния  $3^2P_{3/2}$  авторам разрешить не удалось. Интересно отметить, что при исследовании зависимости ширины резонансов насыщения от времени задержки пробного пучка при наличии буферного газа в ячейке удалось наблюдать влияние изменения скоростей вследствие соударений на ширины резонанса. Важно то, что в экспериментах такого типа можно разделить действие соударений, приводящих к изменению скоростей, от уширяющих соударений.

Возможности спектроскопии насыщенного поглощения ярко продемонстрированы в работах<sup>45, 46</sup>, в которых авторам удалось разрешить компоненты тонкой структуры красной бальмеровской  $H_\alpha$ -линии водорода и  $D_\alpha$ -линии дейтерия и с невиданной для оптических измерений точностью определить лэмбовский сдвиг (рис. 12). В этом же эксперименте была определена константа Ридберга с точностью на порядок более высокой, чем в прежних опытах, а также получены новые точные значения изотопического сдвига между  $H_\alpha$  и  $D_\alpha$ . Сигналы резонансов насыщения — компоненты тонкой структуры линий водорода и дейтерия детектировались так же, как в описанном выше эксперименте по наблюдению СТ компонент линий Na. Отличие состояло лишь в том, что в рабочей ячейке создавался разряд постоянного тока, в котором происходило возбуждение атомов водорода и дейтерия в состояние с  $n = 2$  и техникой спектроскопии насыщенного поглощения регистрировалось поглощение с этого уровня. Запись компонент тонкой структуры  $D_\alpha$  линии представлена на рис. 12, в, где отчетливо виден и отлично разрешенный лэмбовский

Таблица I

	$H_{\alpha}$	$D_{\alpha}$
Лэмбовский сдвиг	1052,7 (1,7) Мгц	
Длина волны в вакууме $3D_{5/2} - 2P_{3/2}$	15233,07021 (9) см <sup>-1</sup>	15237,21538 (8) см <sup>-1</sup>
Изотопический сдвиг	4,14517 (12) см <sup>-1</sup>	
Константа Ридберга	109737,3130 (6) см <sup>-1</sup>	109737,3150 (6) см <sup>-1</sup>
	109737,3143 (10) см <sup>-1</sup>	

сдвиг. Определение константы Ридберга проводилось по наиболее сильной компоненте — переход  $3D_{5/2} - 2P_{3/2}$ . Для определения длины ее волны прецизионно с помощью стабилизированного интерферометра Фабри —

Перо измерялась длина волны перестраиваемого лазера. Приводимые в табл. I данные характеризуют высокую точность измерений, которая может быть достигнута применением спектроскопии насыщенного поглощения.

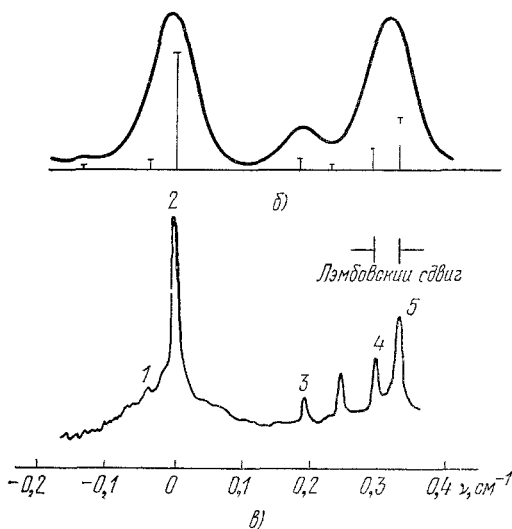
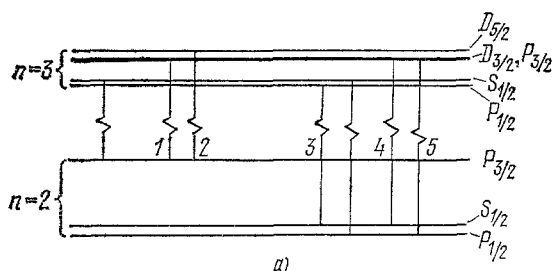


Рис. 12. Тонкая структура  $D_{\alpha}$ -линии дейтерия (а),  $D_{\alpha}$ -линии от охлажденного разряда дейтерия и тонкая структура линии с относительными вероятностями переходов <sup>53</sup> (б) и сигналы насыщенного поглощения — тонкая структура линии (в).

#### в) Лазерная спектроскопия двухфотонного возбуждения

Метод двухфотонного возбуждения, предложенный в 1970 г. Чеботаевым <sup>47</sup>, является, пожалуй, наиболее перспективным методом лазерной спектроскопии высокого разрешения. Для уяснения идеи этого чрезвычайно изящного метода обсудим следующий мысленный эксперимент. Пусть в резонансной ячейке К, изображенной на рис. 13, а, содержатся пары атомов А. Пусть в энергетической схеме атома А (рис. 13, б) уровень 1 является основным, а переходы  $2 \rightarrow 1$  и  $3 \rightarrow 2$  разрешены правилами отбора для электрического дипольного излучения. Тогда, очевидно, электрический дипольный переход  $3 \rightarrow 1$  запрещен. Осве-

тим ячейку К двумя встречными пучками, полученными от лазера, частота  $\omega_L$  излучения которого меняется в окрестности  $\omega_0/2$  ( $\omega_0$  — частота запрещенного перехода  $3 \rightarrow 1$ ). Если мощность лазерного излучения достаточно велика и если угловые моменты уровней 1 и 3 одинаковы или

отличаются на 2, можно ожидать, что часть атомов  $A$  за счет двухфотонного поглощения будет переведена из состояния 1 в состояние 2. Мерой интенсивности этого нелинейного эффекта может служить, например, мощность последующего спонтанного излучения на переходе  $3 \rightarrow 2$ .

Обсудим теперь ожидаемый вид зависимости мощности спонтанного излучения на этом переходе от частоты  $\omega_{\text{л}}$ . Примем во внимание сначала подансамбль  $A_0$  атомов, имеющих близкую к нулю проекцию  $v_z$  скорости теплового движения на направление возбуждающего света. Ясно, что вкладом этого подансамбля в наблюдаемую зависимость явится лоренцевская кривая шириной  $\gamma_3$ , где  $\gamma_3 = 1/\tau_3$ , а  $\tau_3$  — время распада уровня 3 по всем каналам. Максимум этой кривой придется на частоту резонанса

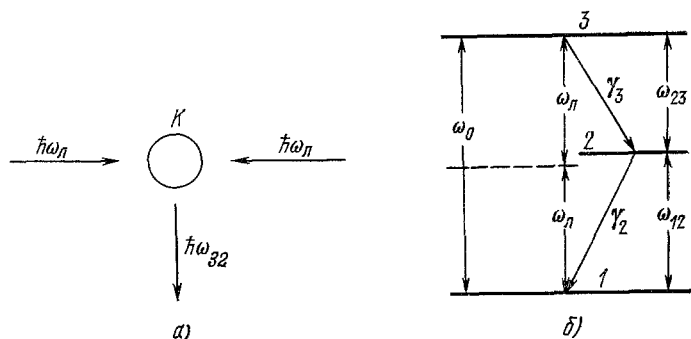


Рис. 13. К идее метода двухфотонного возбуждения.

двухфотонного поглощения  $\omega_{\text{л}} = \omega_0/2$ . Теперь примем во внимание остальные атомы ансамбля. Проследим детально за любым атомом, имеющим отличную от нуля проекцию скорости  $v_z$ . Это удобно сделать в системе отсчета, движущейся со скоростью  $v_z$  вдоль оси  $z$  лабораторной системы (направление оси  $z$  лабораторной системы выберем таким, чтобы  $v_z \geq 0$ ). В этой системе энергетическая схема атома  $A$  совпадает с изображенной на рис. 13, б, так как всегда можно считать, что среднеквадратичная скорость  $u$  теплового движения значительно меньше скорости света  $c$ . Пусть лазер «настроен на двухфотонный резонанс» с подансамблем  $A_0$ . Тогда в выбранной системе отсчета пучок, «догоняющий» выбранный нами атом, имеет частоту  $(1/2)\omega_0[1 - v_z/c]$ , а «встречный» пучок — частоту  $(1/2)\omega_0[1 + (v_z/c)]$ . Сумма энергий двух фотонов, взятых из встречных пучков, равна при этом  $\hbar\omega_0$  и, следовательно, выбранный нами атом также участвует в «резонансном двухфотонном поглощении», а с ним (ввиду произвольности  $v_z$ ) и все остальные. Нарушение же резонанса для неподвижных ( $v_z = 0$ ) атомов является нарушением резонанса и для всех остальных. Следовательно, можно ожидать, что зависимость мощности спонтанного излучения на переходе  $3 \rightarrow 2$  от частоты  $\omega_{\text{л}}$  при двухфотонном поглощении из встречных пучков будет иметь лоренцевскую форму с шириной  $\gamma_3$ .

Теперь учтем возможность двухфотонного поглощения из одного пучка. В этом процессе излучение, настроенное на двухфотонный резонанс подансамблем  $A_0$ , слабо поглощается движущимися атомами, так как  $2(1/2)\hbar\omega_0[1 \pm (v_z/c)] \neq \hbar\omega_0$ . Наоборот, излучение, расстроенное от двухфотонного резонанса с неподвижными атомами, резонансно поглощается теми атомами, проекция скорости  $v_z$  которых удовлетворяет соотношению  $v_z = \pm c(2\omega_{\text{л}} - \omega_0)/2\omega_{\text{л}} > 0$ . Знак «—» соответствует здесь «встречному» пучку, «+» — догоняющему. Отсюда ясно, что узкий лоренцевский пик

двухфотонного поглощения из встречных пучков должен наблюдаться на фоне доплеровски уширенного контура поглощения из одного пучка.

Изложенные здесь качественные соображения достаточно полно комментируют теоретическую форму контура двухфотонного поглощения, полученную в работе <sup>47</sup> для предельного случая  $\omega_0 u/c \gg \gamma_3$ :

$$\langle P(2\omega_{\text{л}}) \rangle = \frac{|V_{21}|^2 |V_{32}|^2 \hbar \omega_0}{8 \hbar^4 (\omega_{21} - \omega_{\text{л}})^2} \left( \frac{\sqrt{\pi}}{2 K_{\text{л}} u} e^{-\Omega^2 / (2 K_{\text{л}} u)^2} + \frac{2 \gamma_3}{\gamma_3^2 + \Omega^2} \right);$$

здесь  $V_{21}$  и  $V_{32}$  — матричные элементы оператора взаимодействия атома с лазерным полем,  $K_{\text{л}} = \omega_{\text{л}}/c$ ,  $\Omega = |\omega_0 - 2\omega_{\text{л}}|$  — расстройка излучения лазера от двухфотонного резонанса с неподвижными атомами. Формула содержит информацию об условиях, выполнение которых облегчает

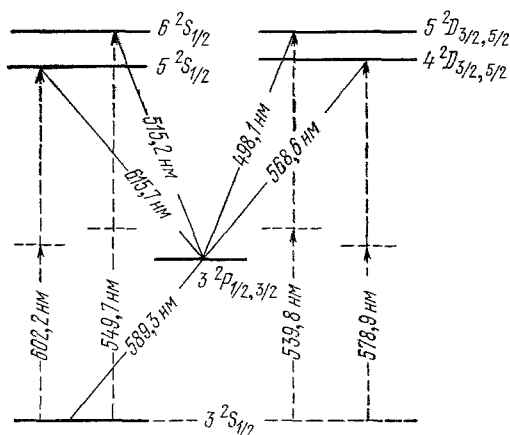


Рис. 14. Термы Na, исследованные в работах <sup>48-51</sup> методом двухфотонного возбуждения.

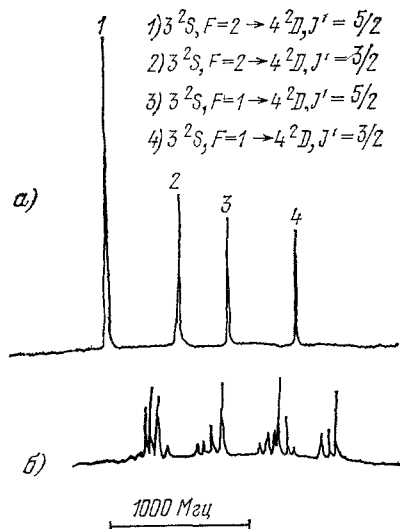


Рис. 15. Структура двухфотонного перехода  $3^2S_{1/2} - 4^2D$  Na 48.

а) В нулевом магнитном поле; б)  $\sigma^+$ -компоненты магнитной структуры в поле 170 гс.

наблюдение обсуждаемого эффекта. Частично эти условия оговорены выше (переходы  $3 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 1$  должны быть разрешены). Здесь отметим, что чем меньше разница между  $\omega_0/2$  и  $\omega_{21}$ , тем меньшая мощность требуется для наблюдения эффекта. Интересно, что контур двухфотонного поглощения выглядит проще, чем сильное доплеровское уширение. В самом деле, отношение высоты лоренцевского пика к высоте гауссовского пьедестала согласно формуле равно  $4K_{\text{л}}u/\sqrt{\pi}\gamma_3$  и растет с ростом среднеквадратичной скорости  $u$  и теплового движения.

В самое последнее время в связи с созданием перестраиваемых лазеров с очень узкой линией и хорошей точностью установки частоты излучения появился ряд экспериментальных работ, иллюстрирующих возможности описанного метода <sup>48-51</sup>. Основные результаты этих исследований были доложены на IV Международной конференции по атомной физике в Гейдельберге <sup>3</sup>. Объектом исследования были пары натрия, возбуждаемые двумя встречными пучками от перестраиваемого лазера на красителях. Использовались как непрерывные, так и импульсные лазеры. Мощность лазерного излучения, необходимая для эксперимента, оказалась не слишком высокой. Так, например, в работе <sup>51</sup> двухфотонное поглощение на пере-



ходе  $3^2S (F=2) \rightarrow 4^2D_{5/2}$  было уверенно зарегистрировано при 30 мвт мощности возбуждающего пучка, собранного на площадку диаметром 40 мм. Детектировались двухфотонное поглощение по мощности спонтанного излучения, сопровождающего распад возбужденного уровня. Регистрируемое спонтанное излучение селективировалось от рассеянного лазерного света обычными стеклянными или интерференционными фильтрами.

На рис. 14 показаны исследованные в этих работах термы Na и указаны длины волн лазерных пучков, обеспечивающих соответствующие двухфотонные резонансы. На рис. 15, а изображена структура двухфотонного

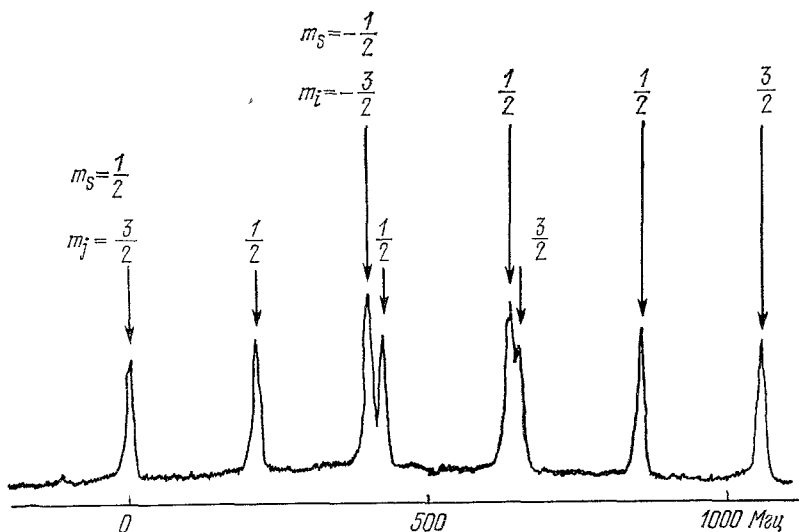


Рис. 16. Структура  $\sigma^+$ -компонент перехода  $3^2S_{1/2} - 4^2D$  в поле 9860 гс <sup>48</sup>.

перехода  $3^2S_{1/2} \rightarrow 4^2D$ , полученная в работе <sup>48</sup>. Ширина полученных пиков составляет примерно 12 Мгц. На рис. 15, б показаны компоненты магнитной структуры этого перехода в магнитном поле 170 гс. Та же структура в поле 9860 гс в увеличенном масштабе дана на рис. 16. Информация, полученная в этих работах, систематизирована в табл. II.

Т а б л и ц а II

Терм Na	Длина волны лазера $\lambda_{\text{л}}, \text{нм}$	Тонкое (D) / сверхтонкое (S) расщепление, Мгц	Константа сверхтонкой структуры A, Мгц
$5^2S_{1/2}$	602,2	$156 \pm 10$	$78 \pm 5$
$6^2S_{1/2}$	549,7	$78 \pm 6$	$39 \pm 3$
$4^2D$	578,9	$1025 \pm 6$ <sup>50</sup> , $1035 \pm 15$ <sup>51</sup>	
$5^2D$	539,8	$618 \pm 12$	

Анализируя результаты этих первых работ, можно видеть ряд достоинств метода двухфотонного возбуждения. Существенным преимуществом метода перед спектроскопией насыщенного поглощения является то, что в образовании узких пиков, лишенных доплеровского уширения, здесь

принимают участие все атомы, а не только те, у которых проекция скорости на направление лазерного пучка равна нулю. Это обстоятельство способствует получению в эксперименте хорошего отношения сигнала к шуму. Наконец, метод двухфотонного возбуждения позволяет исследовать высоколежащие уровни, информация о которых в настоящее время наиболее дефицитна.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интересно сравнить возможность рассмотренных методов. Это сравнение несколько затруднено тем, что информация, полученная методами лазерной спектроскопии, с одной стороны, и методом пересечения с другой, весьма различна. В методе пересечения уровней исследуется определенный атомный уровень, в то время как лазерная спектроскопия имеет дело с переходами между уровнями, что, как указывалось, позволяет определять изотопические сдвиги. Поэтому не будем рассматривать различие этих методов, а остановимся на сравнении сходной информации, получаемой обоими методами. Так, например, метод пересечения уровней позволяет определять константы сверхтонкой структуры  $A$  и  $B$ , а также время жизни исследуемого уровня. Аналогичная информация может быть получена из анализа спектра, записанного методами лазерной спектроскопии.

На основании имеющихся данных представляется возможным сравнить точность определения констант СТС. Значения  $A$  и  $B$   $3^2P_{3/2}$  состояния Na, найденные из эксперимента по лазерному возбуждению атомного пучка<sup>27, 52</sup>, находятся в хорошем согласии с данными предыдущих исследований этого уровня методами интерференции атомных состояний (см., например, таблицу в работе<sup>52</sup>). Что касается ошибки определения этих констант, то она в два раза больше ошибки, полученной в работе<sup>52</sup>, где  $3^2P_{3/2}$  состояние Na исследовалось методом пересечения уровней с временным разрешением.

Заметим еще раз, что методом спектроскопии насыщенного поглощения сверхтонкую структуру состояния  $3^2P_{3/2}$  Na вообще не удалось разрешить<sup>44</sup>.

Если сравнить точность определения константы магнитодипольного взаимодействия высоколежащих уровней щелочных металлов, то анализ результатов, приведенных в работах<sup>25</sup> и<sup>49</sup>, показывает, что точность определения этой константы методом пересечения уровней в два раза лучше точности, достигаемой в лазерной спектроскопии с двухфотонным возбуждением.

Сравнение точности определения времени жизни уровней пока провести нельзя из-за отсутствия этих данных в существующих работах по лазерной спектроскопии. Вообще говоря, извлечение информации о временах жизни из контуров линий в этих методах осложнено конечной шириной лазерного излучения и рядом вторичных процессов.

При сравнении методов пересечения уровней и лазерной спектроскопии высокого разрешения нельзя также не отметить основной трудности экспериментов при осуществлении последней. Это необходимость использования уникальных перестраиваемых лазеров с достаточно узкой линией. Однако можно надеяться, что совершенствование конструкций перестраиваемых лазеров приведет к тому, что методы лазерной спектроскопии со временем станут более доступными и не менее точными, чем метод пересечения уровней.

Авторы признательны М. П. Чайке за ряд интересных и полезных дискуссий.

Ленинградский государственный университет  
им. А. А. Жданова

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. П. Чайка, Интерференция вырожденных атомных состояний, Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1975.
2. Н. И. Калитеевский, ЖПС 19, 166 (1973).
3. Atomic Physics-4 (4th Intern. Conference on Atomic Physics, Heidelberg, 1974), N. Y., Plenum Press, 1975.
4. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М., «Наука», 1975.
5. И. М. Бетеров, Р. И. Соколовский, УФН 110, 169 (1973).
6. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, УФН 113, 386 (1974).
7. А. Машинский, М. Чайка, Опт. и спектр. 28, 1093 (1970).
8. Л. Воликова, В. Григорьева, Г. Хвостенко, М. Чайка, Опт. и спектр. 30, 170 (1971).
9. В. Григорьева, Г. Хвостенко, М. Чайка, *ibid.* 34, 1224 (1973).
10. В. Григорьева, Вестн. ЛГУ, сер. «Физика, химия», № 16, 44 (1973).
11. S. Chang, R. Gupta, W. Harper, Phys. Rev. Lett. 27, 1036 (1971).  
R. Gupta, S. Chang, C. Tai, W. Harper, *ibid.* 29, 695 (1972).
12. Y. Archambault, J. P. Descourbes, M. Prion, A. Oumont, J. C. Rebay-Peroula, J. Phys. et Radium 21, 677 (1960).
13. Э. Л. Альтман, Опт. и спектр. 28, 1029 (1970).
14. Т. Крупеникова, М. Чайка, *ibid.* 20, 1088 (1966).
15. T. Hänsch, P. Toschek, Phys. Lett. 20, 273 (1966).
16. B. Descomps, M. Dumont, C.R. Ac. Sci. 262, 1004 (1966).
17. Г. Тодоров, Канд. диссертация (Л., НИФИ ЛГУ, 1973).
18. Е. Котликов, Г. Тодоров, М. Чайка, Опт. и спектр. 30, 185 (1971).
19. Г. Тодоров, М. Чайка, *ibid.* 23, 826 (1967).
20. Е. Котликов, *ibid.* 34, 203 (1973).
21. К. Боярский, Е. Котликов, Квант. электрон. 2, 23 (1975).
22. С. А. Казанцев, А. Кислинг, М. П. Чайка, Опт. и спектр. 34, 1227 (1973); 36, 1030 (1974).
23. М. П. Чайка, *ibid.* 30, 822 (1971).
24. X. В. Каллас, М. П. Чайка, *ibid.* 27, 694 (1969).
25. S. Svanberg, P. Tsekeris, W. Harper, Phys. Rev. Lett. 30, 817 (1973).
26. S. Svanberg, G. Belin, J. Phys. B7, L82 (1974).
27. W. Lange, J. Luther, et al., Opt. Comm. 8, 157 (1973).
28. P. Jacquinot, см<sup>3</sup>, p. 615.
29. R. Bennett, Jr., Phys. Rev. 126, 580 (1962).
30. W. G. Schweitzer, M. M. Birky, J. A. White, J. Opt. Soc. Amer. 57, 1226 (1967).
31. R. H. Cordover, P. A. Bonczyk, A. Javan, Phys. Rev. Lett. 18, 730 (1967).
32. R. Bennett, Jr., V. P. Chebotayev, J. W. Knutson, in: 5th Intern. Conference on Physics of Electron and Atomic Collisions. Abstract of Papers, L., Nauka, 1967.
33. A. Javan, in: Quantum Optics and Electronics, N.Y., Gordon and Breach, 1965, p. 383.
34. J. A. White, J. Opt. Soc. Amer. 55, 1436 (1965).
35. H. K. Holt, Phys. Rev. Lett. 20, 410 (1968).
36. T. Hänsch, P. Toschek, IEEE Quantum Electron. QE-4, 467 (1968).
37. T. Hänsch, P. Toschek, *ibid.*, p. 530.
38. T. Hänsch, P. Toschek, *ibid.* QE-5, 61 (1969).
39. P. H. Lee, M. L. Skolnick, Appl. Phys. Lett. 10, 303 (1967).
40. В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ, 54, 419 (1968).
41. R. L. Barger, J. L. Hall, Phys. Rev. Lett. 22, 4 (1968).
42. В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 6, 597 (1967).
43. S. N. Bagaev, Y. D. Kolomnicov, V. N. Lisitsyn, V. P. Chebotayev, IEEE Quantum Electron. QE-4, 868 (1968).
44. T. Hänsch, S. Shahin, A. Schawlow, Phys. Rev. Lett. 27, 707 (1971).
45. T. Hänsch, S. Shahin, A. Schawlow, Nature 235, 63 (1972).
46. T. Hänsch, M. Nayfeh et al., Phys. Rev. Lett. 32, 1336 (1974).
47. Л. С. Василенко, В. П. Чеботаев, А. В. Шишаев, Письма ЖЭТФ 12, 161 (1970).
48. F. Biraben, B. Cagnac, G. Grinberg, Phys. Rev. Lett. 32, 643 (1974).
49. M. D. Levenson, N. Bloembergen, *ibid.*, p. 645.
50. D. Pritchard, J. Apt, T. W. Ducas, *ibid.*, p. 641.
51. T. W. Hänsch, K. C. Harvey et al., Opt. Comm. 11, 50 (1974).
52. J. S. Deech, P. Hannaford, G. W. Series, J. Phys. B7, 1131 (1974).
53. B. P. Kibble, W. R. C. Rowley et al., *ibid.* 6, 1079 (1973).