

621.384.7

ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА *)*Т. Карвер*

Термин *оптическая накачка* относится к перераспределению атомов по их уровням тонкой или сверхтонкой структуры с помощью света. Применяемым излучением обычно является резонансное излучение атома. Оно выбирается специальным образом, особенно в виде циркулярно-поляризованного, анизотропного, отфильтрованного или амплитудно-модулированного излучения. На необычайно простой экспериментальной установке можно измерять тонкую и сверхтонкую структуру атомных уровней, магнитные моменты радиоактивных ядер, сечения ряда интересных процессов, магнитные характеристики свободных ионов и электронов, а также производить поляризацию атомов, ядер и электронов. Эта методика уже привела к созданию двух особенно полезных устройств — атомных часов очень простой конструкции и магнетометров, имеющих особую ценность при измерениях слабых магнитных полей Земли и в космическом пространстве; описываемый метод использовался, по крайней мере частично, при разработке генераторов когерентного света, или лазеров.

Исследования проводились весьма энергично, отчасти из-за большой применимости этой простой методики, частично же из-за привлекательности исследований в области, где основные представления так ясны, что нельзя не удивиться, почему они не были развиты ранее. В прошедшие двадцать лет был сделан ряд открытий, а именно — магнитный резонанс, квантовый генератор света, рассеяние γ -лучей без отдачи, которые имели аналогичный характер. В случае оптической накачки резонансное оптическое излучение натрия было хорошо исследовано еще в 20-х годах: было развито большинство необходимых квантовомеханических представлений об орбитальном моменте и фактически обнаружены некоторые явления, связанные с оптической накачкой. Возможно, что если бы методика оптической накачки была открыта в 30-х годах, никогда не были бы созданы установки, формирующие атомные пучки.

ПРОЦЕСС ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

Оптическая накачка обычно производится циркулярно-поляризованным светом. Так же как свет оказывает давление, циркулярно-поляризованный свет может передавать момент импульса и производить вращение. Это было впервые показано в 1935 г. с помощью крутильного маятника ¹. Прежде чем рассмотреть воздействие циркулярно-поляризо-

*) Tomas R. Carver, Optical Pumping, Science 141 (No. 3581), 599 (1963). В оригинале—резюме: «Рассеянный резонансный свет может поляризовать атомы и служить простым средством для наблюдения тонкой структуры». Перевод В. В. Власова.

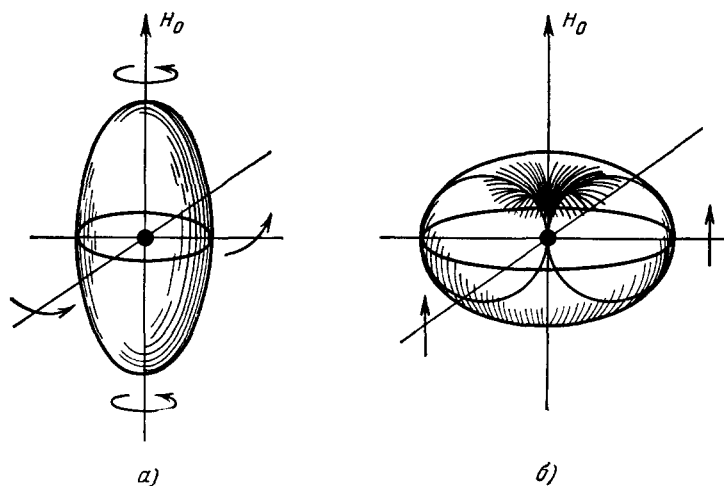


Рис. 1. Схема углового распределения амплитуды электрического вектора в электрическом дипольном излучении для: а) σ (или $\Delta m = 1$)-переходов и б) π (или $\Delta m = 0$)-переходов, на которой показано направление поляризации электрического вектора испущенного света.

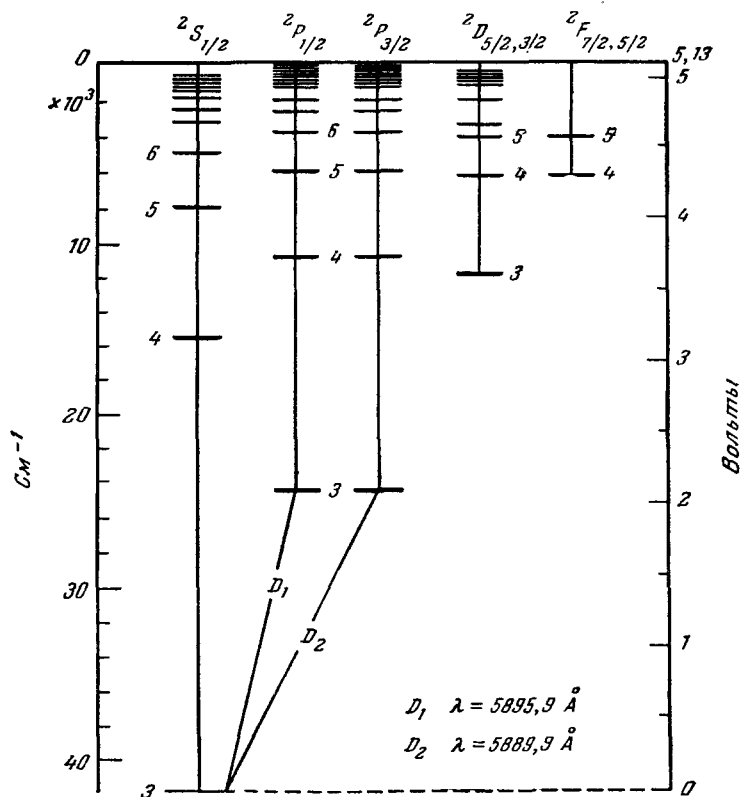


Рис. 2. Схема уровней энергии нейтрального атома натрия, показывающая возникновение D -линий резонансного излучения.

Подобную числовую схему уровней энергии можно получить и для атомов лития, кальция, рубидия и цезия, если увеличивать главные квантовые числа соответственно на $-1, 1, 2$ и 3 .

ванного света на атомы, я кратко расскажу о правилах отбора для обычного дипольного излучения. Свет, излучаемый системой произвольным образом ориентированных атомных диполей, имеет одинаковую по всем направлениям интенсивность, однако если к атомам приложено магнитное поле, угловое распределение излучения различно для различных направлений поляризации. Кроме того, в случае, когда испускается циркулярно-поляризованное излучение (σ -излучение) при переходах излучающего атома с изменением орбитального момента на величину $1\hbar$ ($\Delta m = 1$), равную постоянной Планка (\hbar), сохраняется орбитальный момент. Это показано на рис. 1, где стрелки указывают направления вектора электрического поля.

Чтобы понять, как свет воздействует на атомы, рассмотрим спектры и схему энергетических уровней (рис. 2) одного из типичных щелочных металлов, ядро которого мы будем считать для простоты не имеющим спина и магнитного момента. В основном состоянии (или S -состоянии) электрон не обладает орбитальным моментом, так что орбитальный момент атома как целого сводится к спину внешнего валентного электрона, который можно квантовать вдоль направления, параллельного ($m_J = \frac{1}{2}$) или антипараллельного ($m_J = -\frac{1}{2}$) некоторому направлению, выделяемому магнитным полем. Основное резонансное излучение индуцирует переходы из этого S -состояния на P -уровень, которому соответствует орбитальный момент атома, равный единице. Вследствие спин-орбитального взаимодействия и экранирующего влияния других электронов этот уровень расщепляется на два подуровня, которым соответствует полный орбитальный момент $J = \frac{3}{2}$ или $\frac{1}{2}$, в зависимости от ориентации спина электрона относительно его орбитального движения. (В случае натрия это приводит к появлению в спектре двух интенсивных желтых фраунгоферовых D -линий.)

На рис. 3 показана более подробная структура энергетических уровней вместе с квантовыми числами m_J , которые соответствуют проекциям орбитального момента на направление магнитного поля. Различные уровни изображены слегка расщепленными, как это было бы при наложении магнитного поля, выделяющего особое направление в пространстве. Сплошные линии показывают процессы поглощения, сопровождаемые увеличением на единицу орбитального момента во время облучения атомов циркулярно-поляризованным резонансным светом вдоль выделенной оси (σ_+ -излучение); пунктирные линии указывают процесс вторичного излучения, который происходит главным образом спонтанно и поэтому большей частью не связан с поглощенным светом, хотя и существуют до некоторой степени интересные интерференционные эффекты между поглощенным и испущенным светом. Вслед за многократными излучательными

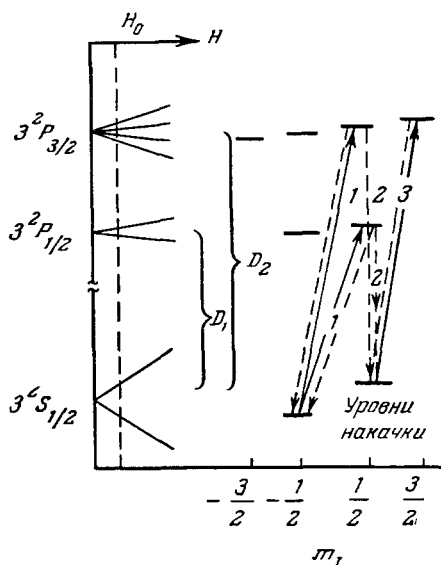


Рис. 3. Подробная схема уровней тонкой структуры резонансного излучения натрия.

Сплошные стрелки — разрешенные поглощательные переходы для σ_+ -излучения; пунктирные стрелки — разрешенные излучательные переходы; числами указаны относительные вероятности поглощения для различных процессов.

переходами этого вида атомы случайным образом «подымаются» на уровни с большими значениями квантовых чисел (m) (или с меньшими, если используется свет с противоположным направлением круговой поляризации); в случае атома, находящегося в S -состоянии, ядро которого не имеет спина, это в равной степени означает, что поляризован валентный электрон.

Эффекты, связанные с этим процессом излучения, можно рассчитывать без особых трудностей в простых случаях, так как необходимо вычислять только относительные скорости переходов из начальных основных состояний в возбужденные и обратно. Эти скорости почти полностью определяются свойствами соответствующих орбитальных моментов, в то время как для расчета абсолютных скоростей требуются более подробные данные о распределении заряда. Для описания этого процесса можно написать «управляющее уравнение» (master equation)²

$$\dot{N} = (P - 1) AN - \frac{1}{\tau} (R - 1) N.$$

Компоненты вектора N характеризуют распределение населенностей для уровней тонкой и сверхтонкой структуры. Матрица P представляет полную вероятность перехода, «вверх» и обратно «вниз», и в теории возмущения для простого дипольного излучения имеет вид

$$P_{ik} = \sum_j |\langle i | A^a p | j \rangle|^2 |\langle j | A^e p | \rangle|^2,$$

где A — вектор-потенциал поглощаемого и излучаемого света, p — импульс электрона, i , j и k соответствуют начальному, промежуточному и конечному состояниям процесса. Матрица A связана с силами осцилляторов переходов, матрица R характеризует влияние различных релаксационных процессов, которые могут деполяризовать атомы. (Примером является спин-обменный процесс, описываемый ниже.) Величина и ранг этих векторов и матриц зависят от числа уровней сверхтонкой структуры атомов в основном и возбужденных состояниях. В сравнительно простом случае атома, ядро которого имеет спин $\frac{1}{2}$, это можно видеть из рис. 3, где числами около каждого перехода указаны относительные вероятности переходов.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Ход исследований можно понять из схемы, приведенной на рис. 4. В печи с окошками, помещенной в вакуумную систему, формируется пучок атомов щелочного металла (натрия). Циркулярно-поляризованный свет большой интенсивности (D -линия оптического излучения натрия) фокусируется на этот пучок в направлении, параллельном слабому магнитному полю (легко создаваемому с помощью катушек Гельмгольца). Допплеровская ширина линии падающего света такова, что расщепление энергетических уровней в магнитном поле является очень малым эффектом, если напряженность поля не превышает нескольких тысяч эрстед. Рассеянный под прямым углом к первоначальному направлению свет анализируется таким образом, чтобы можно было определить отношение интенсивностей σ -излучения и π -излучения, т. е. отношение интенсивности света, поляризованного перпендикулярно магнитному полю, к интенсивности света, поляризованного параллельно ему (см. рис. 1). Когда атомы поляризуются в состояние $m_J = +\frac{1}{2}$, испускаемый ими свет является главным образом σ_+ -излучением, соответствующим переходу из возбужденного состояния $P_{3/2}$, $m_J = \frac{3}{2}$, и это испускание света можно зафиксировать в виде увеличения отношения интенсивностей σ/π . Чтобы не приме-

нять пучков света постоянной интенсивности и усилителей постоянного тока, можно варьировать направление магнитного поля или изменять его величину, переходя через нулевое значение поля; отношение σ/π будет в этом случае изменяться, и его можно измерять с помощью синхронного усилителя переменного тока или синхронизованного детектора.

Оптическую накачку впервые наблюдали на установке, описанной парижской группой³, которая использовала предложения Кастлера, Биттера и Бросселя⁴ измерять сверхтонкое расщепление возбужденных уровней энергии в случаях, когда нельзя применять методику атомных пучков; ее также наблюдали независимо Р. Дике с сотрудниками в Принстоне⁵, стремившиеся поляризовать электроны для измерения магнитного момента электрона. Эти методы очень сходны; описываемая далее экспериментальная установка подобна установке в принстонских экспериментах.

Если ядро атомов, используемых при оптической накачке, имеет спин (описываемый квантовым числом I) и магнитный момент, то в не слишком сильных полях магнитный момент этого ядра складывается с полным орбитальным моментом электрона, что приводит к появлению нового квантового числа F , принимающего значения в интервале между суммой и разностью J и I . На рис. 5 приведен получающийся набор уровней сверхтонкой структуры, аналогичных уровням рис. 3, но вместе с новыми уровнями и соответствующими числами F и m_F в случае атома Na^{23} , ядро которого имеет спин $3/2$. Это магнитное взаимодействие между ядром и электроном атома приводит к так называемому сверхтонкому расщеплению $\Delta\nu_h$ уровней с различными квантовыми числами F . (В случае атома водорода это расщепление связано с испусканием знаменитого 21-см излучения галактического водорода.) Несмотря на дополнительную трудность, оптическая накачка происходит в описываемом случае точно таким же образом, как и в случае атома, орбитальный момент которого сводится к орбитальному моменту электрона. В эксперименте описываемого вида можно было бы «накачивать» атомы в состояние с $F = 2$, $m_F = 2$, которое привело бы в данном случае к поляризации электрона и ядра как связанного целого. Возможно поэтому проводить эксперименты с поляризованными ядрами так же, как с поляризованными электронами. Например, была обнаружена асимметрия β -распада поляризованных атомов Na^{21} , полученных в реакции (d, n) в Ne^{20} , использованном в качестве буферного газа⁶.

Большую степень поляризации атомов в пучке или в вакуумной системе получить невозможно, так как атомы не находятся долгое время на

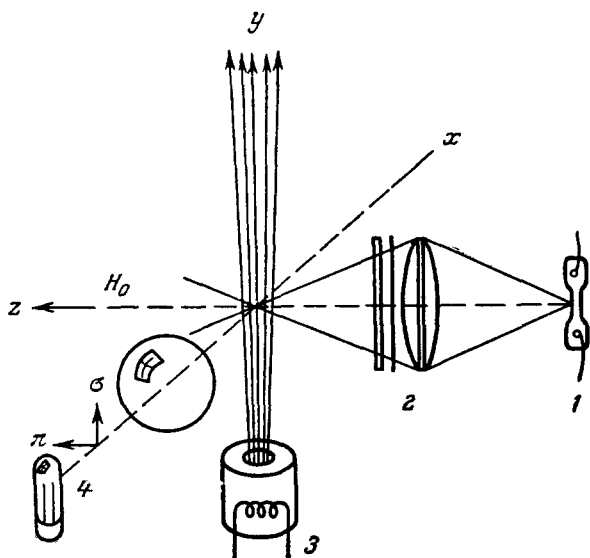


Рис. 4. Схема детектора света, применяемого при оптической накачке.

1 — Лампа резонансного излучения, 2 — конденсорная линза, поляризатор и четвертьволновая пластинка из двулучепреломляющего материала; 3 — печь и пучок атомов натрия, 4 — σ/π -анализатор и фотоэлемент.

пути света; чаще всего атом находится на пути света меньшее время, чем необходимо для поглощения одного фотона этого света. Вскоре парижская группа⁷ обнаружила случайно, а принстонская — при изучении методов сужения доплеровской ширины спектральных линий в микро-волновой и радиочастотной области⁸, что для предотвращения быстрой

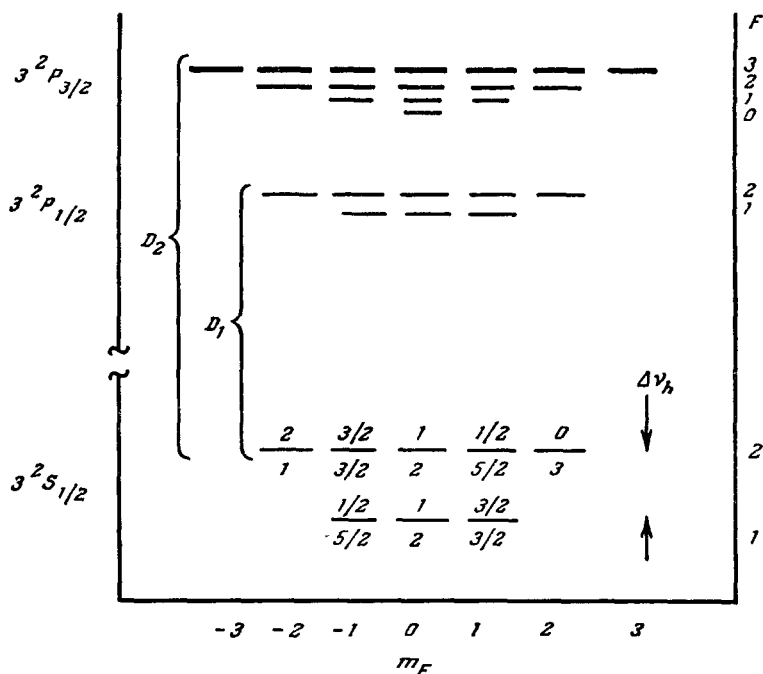


Рис. 5. Детали сверхтонкой структуры уровней для резонансного излучения Na^{23} (рис. 3) в случае взаимодействия спина ядра $I = 3/2$ и спина электрона.

Числа сверху линий — относительные вероятности поглощения для σ_+ -излучения D_1 -линии, числа под линиями — относительные вероятности поглощения для σ_- -излучения D_2 -линии.

диффузии атомов в сторону от светового пучка можно использовать без разрушения поляризации немагнитный газ, так же как и некоторые инертные газы, молекулярный водород или азот. До тех пор пока основным состоянием является S -состояние (т. е. пока распределение заряда электрона сферически-симметрично и отсутствует орбитальный момент), присутствующие при столкновениях атомов с буферным газом сильные электрические поля не будут сильно нарушать ориентацию орбитального момента или спина ядра. Это неверно в случае, когда атомы находятся в возбужденных P -состояниях, однако они не остаются в этих состояниях длительное время. При использовании буферного газа под избыточным давлением 1 тор смешивается и разрушается информация, содержащаяся в отношении интенсивностей σ/π , и становится невозможным исследовать оптическую накачку уже описанными методами.

НАКАЧКА СВЕТОМ ИНТЕНСИВНОЙ ЛИНИИ

Тем не менее можно производить оптическую накачку, используя буферный газ под давлением, превышающим несколько атмосфер, методом, впервые развитым Демельтом⁹ и во многом отличным от описанной ранее беспорядочной накачки флуоресцентным излучением, который

лучше всего назвать накачкой светом интенсивной линии или накачкой на уровне поглощения. Если давление буферного газа достаточно велико, чтобы смешивать состояния атомов, находящихся на возбужденных P -уровнях, в нормальных условиях оптическая накачка не происходит. Эти атомы должны дополнительно получить от циркулярно-поляризованного света орбитальный момент, но после смешивания возбужденных состояний они, однако, «опускаются» случайным образом обратно на какие-либо уровни основного состояния. Более того, сумма всех переходов, которые могут совершать атомы из какого-либо начального состояния, постоянна. (Это не очевидно, но следует из фундаментальных свойств симметрии орбитального момента атома, и когда считается необходимым, чтобы в ячейке, обладающей свойствами абсолютно черного тела, система атомов приходила к тепловому равновесию). Это означает, что со всех уровней сверхтонкой структуры атомная система переходит с одинаковыми скоростями. Однако если свет накачки не только циркулярно-поляризован, но и отфильтрован, так что содержит только одну D -линию, для разных состояний атома поглощение неодинаково. Рассмотрим особо случай, когда фильтр пропускает свет лишь D_1 -линии, соответствующей переходу между $S_{1/2}$ - и $P_{1/2}$ -уровнями. Из рис. 3 можно видеть, что поглощение σ_+ -излучения D_1 -линии атомами в состоянии $m_J = 1/2$ обязательно должно равняться нулю, так как для $P_{1/2}$ -состояния отсутствует уровень $m_J = 3/2$. С другой стороны, возможен переход с уровня $m_J = -1/2$ $S_{1/2}$ -состояния на уровень $m_J = 1/2$ $P_{1/2}$ -состояния. Из этого следует, что атомы, «перекачанные» на $1/2$ -уровень основного состояния, останутся на нем и все атомы постепенно будут «перекачиваться» в это состояние и поляризоваться, даже если они, находясь в возбужденном состоянии, сталкиваются с молекулами буферного газа. Обратный процесс имеет место при облучении атома светом только D_2 -линии, однако эффективность его мала, так как населенность конечного уровня обратно пропорциональна вероятности поглощения и ни одна из вероятностей поглощения не равна 0, когда атом облучается светом D_2 -линии. Дополнительное преимущество накачки путем поглощения света D_1 -линии состоит в том, что когда атомы перекачаны на уровень наименьшего поглощения, весь образец становится прозрачнее и свет используется для накачки «более глубоких» слоев пара щелочного металла¹⁰. Подобный же эффект имеет место и для полной системы уровней сверхтонкой структуры. На рис. 5 приведены вероятности поглощения для различных уровней; можно видеть, что вероятность поглощения σ_+ -излучения D_1 -линии для состояния $F = 2$, $m_F = 2$ равна 0.

Накачку этого вида легко можно наблюдать на простой установке, изображенной схематически на рис. 6 и фотографиях рис. 7. Свет от натриевой лампы резонансного излучения фокусируется на стеклянной испарительной колбе (или баллоне), содержащей пары щелочного металла соответствующей плотности. Баллон можно заполнять буферным газом, подобным гелию, и помещать в парафиновую или кремниевую оболочку, от стенок которой атомы отскакивают, не находясь долгое время в непосредственном соприкосновении со стенками и, таким образом, не деполаризуясь. Свет накачки нужно предварительно пропускать через поляризатор, создающий циркулярную поляризацию, и через фильтр. При накачке атомов натрия, кальция, рубидия и цезия используются поляриод и четвертьволновая пластинка из двулучепреломляющего материала. Во всех случаях, кроме накачки атомов натрия, можно применять интерференционные фильтры в виде тонких пленок. Близкое расположение D_1 - и D_2 -линий натриевого излучения приводит к трудностям при создании такого фильтра, однако D_2 -линию можно подавить

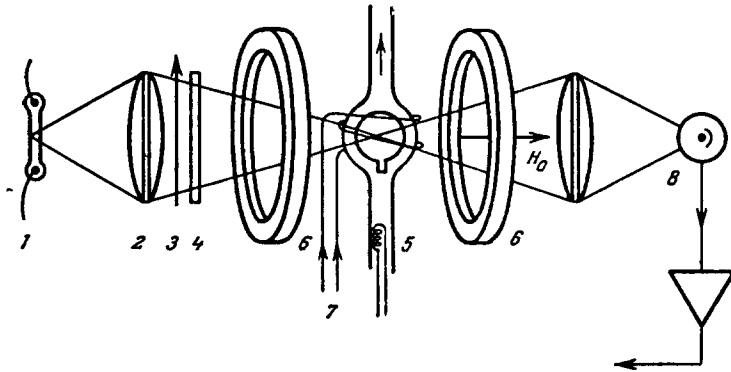


Рис. 6. Схема установки для накачки светом интенсивной линии.
 1 — Лампа резонансного излучения, 2 — фокусирующая линза, 3 — пластинка-поляризатор, 4 — четвертьволновая пластинка (и интерференционный фильтр, если он используется), 5 — колба с парами натрия и нагреватель, 6 — катушка или соленоид, создающие магнитное поле, 7 — катушка для создания радиочастотного поля, 8 — фотозащитный элемент

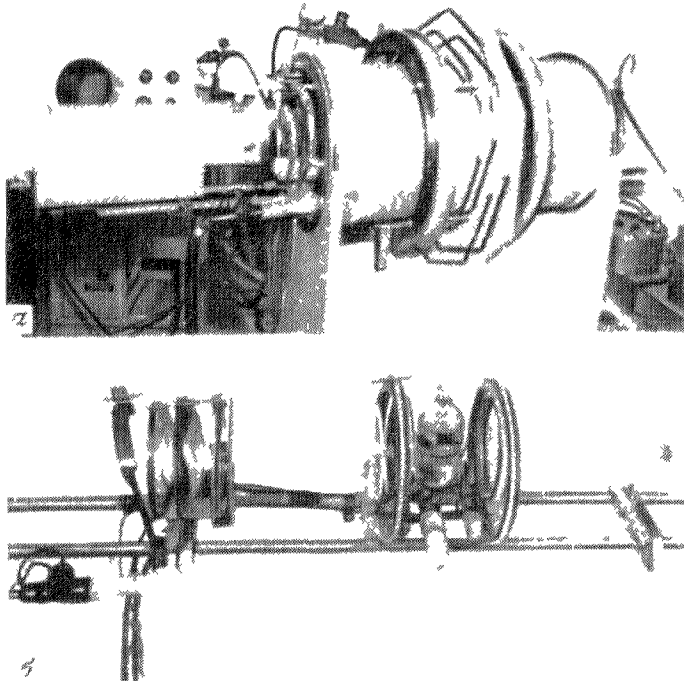


Рис. 7. а) Установка для оптической накачки, помещенная в соленоид, создающий однородное магнитное поле (слева — резонансная лампа возбуждающего радиочастотного излучения, справа — фотодетектор). б) Внутренний вид установки для оптической накачки, колба с образцом и нагреватель.

пропусканием света накачки через дополнительную фильтрующую ячейку, наполненную парами натрия и помещенную между полюсами магнита, создающего поле в несколько тысяч гаусс ¹¹. Зеемановское расщепление D_1 -линии натрия в два раза больше, чем D_2 -линии, так что излучение D_1 -линии проходит через «окошко» ячейки, которое недостаточно широко, чтобы пропускать D_2 -линию. Даже если не применять фильтры, можно устранять D_2 -линию при соответствующих давлениях пара. Это произойдет потому, что сумма возможных переходов из $S_{1/2}$ -состояния в $P_{3/2}$ -состояние в два раза больше суммы возможных переходов из $S_{1/2}$ -состояния в $P_{1/2}$ -состояние и, таким образом, излучение D_2 -линий значительно быстрее рассеивается в баллоне с парами образца (особенно потому, что рассеяние экспоненциально растет с увеличением проходимого светом пути); это приводит к усилению света D_1 -линии внутри ячейки и на стороне ее, откуда он в конце концов испускается.

Результат оптической накачки можно определить, измеряя характеристики света, который испускается накачиваемым образцом. Если записывать показания фотозлемента в зависимости от изменения направления магнитного поля от параллельного относительно падающего света к антипараллельному, временами происходит уменьшение выходного сигнала. Причина этого проста. Если направление магнитного поля изменяется адиабатически, т. е. достаточно медленно, чтобы атомы, прецессирующие с гиромагнитной, или ларморовской, частотой, могли следовать за изменением поля, они останутся в том же квантовом состоянии, но направление их поляризации будет изменяться в соответствии с направлением поляризации света накачки.

Круговая поляризация света, по-видимому, будет соответствовать вращению по часовой стрелке, а не против, и этот свет перекачивает атомы на противоположные квантовые уровни. Так как первоначально атомы были перекачаны на уровень наименьшего поглощения, эта накачка приведет к увеличивающемуся рассеянию света атомами и к уменьшению пропускания света за время, в течение которого свет восстанавливает равновесие.

РЕЗОНАНСНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Намного более удобным способом детектирования оптической накачки и, наоборот, применения ее в качестве детектора в радиочастотной и микроволновой спектроскопии является процесс облучения образца на частоте, соответствующей одному из возможных переходов между уровнями тонкой или сверхтонкой структуры атома в приложенном магнитном поле.

Простейшим методом является использование зеемановских переходов в слабых магнитных полях ($\Delta m_F = \pm 1$, $\Delta F = 0$), которые происходят на частоте ларморовской прецессии атомов в $S_{1/2}$ -состоянии

$$\nu_L = \frac{2,8}{2I+1} \text{ Мгц},$$

где I — спин ядра. Используемое оптическое излучение частоты ν_L переводит атомы из какого-либо наименее поглощающего состояния m_F , в которое они были перекачаны, в другие состояния, где атомы более сильно поглощают свет. На практике периодически развертывают сигналы, пропорциональные величине магнитного поля или интервалу частот, в синхронизованном осциллографе или другом осциллокопе, и на экране его наблюдают резонанс в виде отрицательных пиков, соответствующих падению величины светопропускания. На рис. 8 видны такие резонансы,

а также кажущиеся ширины двух резонансных линий. Одна из них — в случае, когда поле достигает резонансного значения сверху или снизу, — дает истинную ширину линии, с помощью другой, когда поле уже прошло резонансное значение, можно найти время, в течение которого свет восстанавливает равновесие.

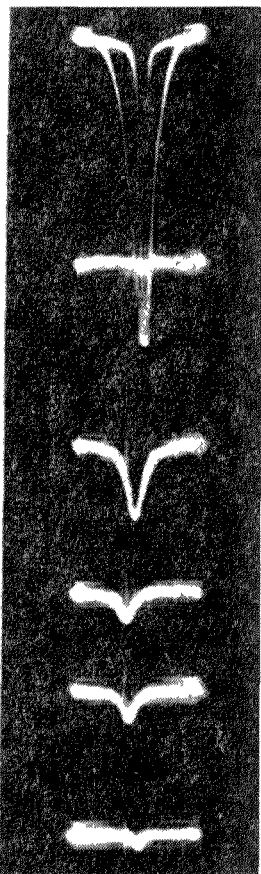


Рис. 8. Зеемановские переходы атома Rb^{87} в основном состоянии в слабых полях.

Развертка по оси x — модулированное магнитное поле, проходящее через резонансное значение, по оси y — световой сигнал фотодетектора, развертываемый на экране осциллографа. Сверху вниз. $F = 2, m_F = 2 \rightarrow 1$; $F = 1, m_F = 1 \rightarrow 0$; $F = 2, m_F = 1 \rightarrow 0$; $F = 1, m_F = 0 \rightarrow 1$; $F = 2, m_F = 0 \rightarrow -1$; $F = 2, m_F = -1 \rightarrow -2$.

Использование резонансных магнитодипольных переходов в процессе оптической накачки дает другие возможности для детектирования ее. Когда система атомов помещается в когерентном радиочастотном поле резонансной величины, атомы прецессируют когерентно вокруг направления магнитного поля, являющегося комбинацией внешнего статического и осциллирующего радиочастотного полей. Если пучок линейно-поляризованного резонансного света одновременно пропущен под прямым углом к оси ранее описанной установки, атомы промодулируют свет с частотой ларморовской прецессии благодаря тому, что направление их поляризации совершает периодические колебания. Таким образом, можно непосредственно наблюдать радиочастотные колебания в виде амплитудной модуляции света ¹². Если этот радиочастотный сигнал передавать с фотодетектора через усилитель на обмотку соленоида, в который помещается образец, установка становится генератором с самовозбуждением, частота которого определяется магнитным полем, приложенным к образцу. С помощью такого магнетометра, благодаря узости его резонансных линий и высокой чувствительности к слабым полям, уже получены ценные данные о магнитных полях в космическом пространстве; информация была извлечена из частоты колебаний магнетометра.

Был осуществлен также эксперимент, обратный эксперименту с модуляцией света ¹³. В заданном направлении прилагалось магнитное поле и пропускался циркулярно-поляризованный свет под прямым углом к этому направлению. Свет был амплитудно-модулирован с частотой ларморовской прецессии (по-видимому, в ячейке Керра). Этот свет производит поляризацию атомов в направлении, перпендикулярном магнитному полю, и направление этой поляризации прецессирует, как обычно, вследствие гиромангнитного взаимодействия в магнитном поле. Однако свет поляризует систему атомов в фазе с их прецессией, и когерентно-прецессионная поляризация возрастает. Магнитодипольный переход можно фактически индуцировать с помощью амплитудно-модулированного света, а не осциллирующего магнитного

поля, которое обычно применяется в экспериментах с парамагнитным или ядерным резонансом.

Нет никакой надобности вообще использовать циркулярно-поляризованный свет. На рис. 5 показано расщепление $\Delta\nu_h$ между уровнями $F = 2$ и $F = 1$ атома щелочного металла. Это расщепление вызвано магнитным

взаимодействием между ядерным и электронным магнитными моментами. Некоторые из этих уровней чувствительны к внешнему полю, однако уровни $F = 2$, $m_F = 0$ и $F = 1$, $m_F = 0$ не испытывают с точностью до величины первого порядка, такого воздействия довольно слабых полей. В случае Rb^{87} , ядро которого имеет спин $(3/2)$, такой же, как и у ядра натрия, разность частот для указанных уровней, являющаяся также частотой прецессии электрона и ядра в суммарном магнитном поле, равна $6834,682614 \text{ Мгц}$; эта частота изменяется приблизительно лишь на 5 гц при флуктуациях внешнего магнитного поля в $0,1 \text{ э}$.

Для уменьшения этой величины практически легко экранировать внешнее поле. Более того, в случае Rb^{87} , находящегося в ячейке с буферным газом для предотвращения быстрой диффузии атомов, ширина линии микроволнового перехода не определяется нормальной доплеровской шириной и ее можно уменьшить до 20 гц . Для детектирования этой узкой линии, которую можно использовать в качестве «маятника» атомных часов, необходимо лишь пропускать неполяризованное резонансное излучение рубидия сквозь ячейку с образцом, детектировать его с помощью фотоумножителя позади этой ячейки и использовать микроволновое излучение от гармонического генератора на кристалле. Так как имеется больше уровней в состоянии $F = 2$, чем $F = 1$, интенсивность света, вызывающего переходы из $F = 2$ -состояния в возбужденное P -состояние, уменьшается после прохождения излучения через ячейку. Остаточный свет будет перекачивать атомы из $F = 1$ -состояния в $F = 2$ -состояние, и ячейка становится более прозрачной. Применение микроволнового излучения соответствующей частоты вызывает резонансное пропадание света на фотоумножителе подобно случаю зеемановских переходов в слабых полях. Этот световой сигнал можно использовать для коррекции кристаллического генератора или, еще лучше, в определенных целях (так как населенности уровней инвертированы), эту установку можно применять в качестве квантового генератора (мазера) с самовозбуждением. Помещая поглощающую ячейку с изотопом Rb^{85} на пути света, проходящего в рабочую ячейку с образцом из Rb^{87} , можно и далее увеличивать разность населенностей, так как Rb^{85} и Rb^{87} обладают различными сверхтонким расщеплением и изотопическим сдвигом, что эффективно фильтрует свет. Описанные установки — простейшие из группы атомных часов, они обладают стабильностью $1 : 10^{11}$, что эквивалентно стабильности 1 сек за 3000 лет .

НАКАЧКА РЕЗОНАНСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ И ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ РТУТИ

В предыдущих разделах методы и экспериментальные установки в целях простоты были описаны для случая щелочных металлов, главным образом натрия и рубидия. Можно также использовать цезий, кальций и литий и в принципе атомарный водород, хотя практически очень трудно работать с излучением α -линии Лаймана 1215 Å . Наиболее точные исследования действительной формы резонансных линий были проведены парижской группой, использовавшей изотопы ртути¹⁵. Основным электронным состоянием ртути является 6^1S_0 -состояние, так что у бесспинового ядра отсутствует мультиплетность уровней. В простейшем случае оптическую накачку можно изучать путем накачки атомов на уровни 6^3P_1 резонансным излучением ртути 2537 Å . Если это излучение накачки поляризовано параллельно внешнему полю, будут заселяться уровни $m = 0$ и рассеянная радиация должна поляризоваться также в указанном направлении. Однако если в возбужденном состоянии индуцируются

магнитодипольные переходы между уровнями $m = 0$ и $m = \pm 1$, излучающий атом может одновременно испустить радиацию, поляризованную перпендикулярно магнитному полю, и это излучение легко можно выделить из падающего и измерить. Можно наблюдать накачку этого общего вида также и у металлов II группы в возбужденном состоянии.

Измерение с помощью описанного метода сверхтонкой структуры атомов в возбужденном состоянии играет уникальную роль при определении электрического квадрупольного момента ядра. Данное свойство ядра, т. е. отсутствие у него пространственной симметрии в распределении заряда, проявляется как измеримая величина только в электрическом поле с большим градиентом. От ориентации оси симметрии ядра относительно градиента электрического поля зависит энергия ядра, а также измеряемый сдвиг частот для уровней сверхтонкой структуры атома в целом. В атомах, основное состояние которых является S -состоянием, сферически-симметричное распределение заряда не создает такого градиента. С помощью оптической накачки можно, однако, весьма точно определить сверхтонкую структуру атомов, первым резонансным возбужденным состоянием которых является P -состояние. В большинстве случаев подобных измерений нельзя выполнить на установке с атомным пучком, поскольку время жизни атома в P -состоянии менее 10^{-8} сек и в редких случаях более 10^{-4} сек, вследствие чего пробег атомов в возбужденном состоянии в установке с атомным пучком не превышает самое большее нескольких сантиметров.

При накачке циркулярно-поляризованным светом изотопов ртути, ядра которых имеют спины, основное состояние их поляризуется аналогично случаю щелочных металлов¹⁶. Однако поскольку атом ртути не обладает орбитальным моментом, связанным с электроном, поляризации подвергается только его ядро. Более того, так как магнитный момент этого ядра равен $\sim 1/1000$ магнитного момента электрона, результирующая поляризация ядра быстро не релаксирует из-за столкновений. Времена релаксации ядер ртути могут превышать 100 сек, особенно при тщательном изготовлении стенок баллона, в то время как время деполяризации атомов, подобных атому натрия и обладающих магнитным моментом электронного происхождения, — менее 1 сек.

В нормальных условиях ширина резонансных линий, наблюдаемых при оптической накачке в возбужденном состоянии, определяется временем жизни τ атомов в возбужденном состоянии в соответствии с принципом неопределенности: $\Delta\nu \sim \alpha(1/\tau)$. В случае, когда плотность паров ртути велика (а большую плотность паров легко можно получить при разумных температурах), резонансный свет фактически полностью «улавливается» внутри баллона с образцом. Нельзя более считать, что резонансный свет испускается отдельным атомом, но необходимо учитывать излучение полной системы атомов, пропускающей излучение в обоих направлениях. Как ни странно, было найдено, что ширина линии при этих условиях уже¹⁷; было обнаружено также, что эффективное время жизни излучения, испускаемого многоатомной системой, больше. Этот эффект можно рассмотреть с классической точки зрения, что мы и сделаем.

Для фотона с резонансной длиной волны λ сечение атома $\sim \lambda^2$, и если оно находится в пределах λ для другого атома, стимулированное излучение приведет к интерференции. Другими словами, при достаточно высоких плотностях интенсивно излучающий атом будет плотно окружен эквивалентными по своей силе поглотителями; свет не сможет распространяться далее, кроме процессов, способствующих распространению света и родственных диффузии. Эти эффекты стали бы существенными при наличии более одного атома в объеме λ^3 — случай имеющий место при давлениях

$\sim 10^{-4}$ тор. Такое давление представляет собой приблизительно предельное давление паров образца при прямой оптической накачке и действительно лежит в интервале давлений, при которых наблюдаются сужение линий и когерентные эффекты.

При испускании света атомами в возбужденном состоянии можно наблюдать также интересные эффекты «биения света». Если в нелинейном детекторе образуется пучок с двумя разрешаемыми частотными компонентами, лежащими в видимой области спектра, они создадут биения аналогично обычному случаю образования биений. Вместе с тем свет, испущенный ртутью, например, при оптической накачке в возбужденном состоянии, может сделать видимым биение световых колебаний ¹⁸ даже в том случае, если уровни сверхтонкой структуры атома в возбужденном состоянии не очень отчетливо разрешаются по частоте. Биения образуются в процессе магнитодипольных переходов между уровнями сверхтонкой структуры. Изучение этих биений помогло нам понять, что испускание света возникает не при переходах с отдельного атомного уровня на другой, а с уровня, являющегося «суперпозицией» состояний многоуровневой системы.

МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Помимо оптической накачки атомов в основном состоянии для создания длительной поляризации или использования метода накачки в спектроскопии атомов в возбужденном состоянии, можно также оптически накачивать атомы в метастабильных состояниях ¹⁹, когда имеется собственное резонансное излучение атомов в метастабильном состоянии и оно является поэтому псевдоосновным состоянием. В атоме гелия есть такое псевдоосновное состояние 3S_1 ; обозначение его указывает на то, что электронная конфигурация все еще сферически симметрична, но спины обоих электронов ориентированы параллельно друг другу и, складываясь, дают полный спин 1 и мультиплетность 3. Это состояние лежит на 19,81 эв выше основного состояния, однако атом не может излучать при переходе из этого состояния в основное, не нарушая двух правил отбора по теории резель-саундерсской связи, требующей, чтобы орбитальный момент изменялся на 1 и не менялся спин. За исключением столкновений с другими атомами, электронами и стенками баллона, атом в метастабильном состоянии фактически не может распасться, и при оптимальных давлениях газа ~ 1 тор в обычных малых ячейках он находится в метастабильном состоянии в течение миллисекунд. Это — достаточное время, чтобы он поглотил несколько фотонов собственного резонансного излучения. Резонансное излучение гелия в этом метастабильном состоянии является светом с длиной волны 10 830 Å; метастабильное состояние связано тем самым с 3P_0 -, 3P_1 - и 3P_2 -состояниями. Указанное резонансное излучение не лежит в далекой инфракрасной области спектра; таким образом, не требуется никаких специальных оптических материалов для его детектирования, хотя оно и не создается гелиевой разрядной лампой с такой большой интенсивностью, как резонансное излучение щелочного металла. Метастабильный гелий возникает при слабом электрическом разряде, возможно и безэлектродном; простым способом его можно получить в той же самой газоразрядной ячейке, что и свет накачки. В последнем случае, конечно, невозможно циркулярно поляризовать свет до его поглощения и рассеяния метастабильным гелием, однако при наложении внешнего поля газоразрядная лампа испускает частично-поляризованное излучение и с помощью накачки светом интенсивной линии можно наблюдать зеemanовские переходы. Преимущество подобной системы в качестве простого магнетометра состоит в том, что путем изменения тока

разряда можно контролировать плотность метастабильного гелия лучше, чем при контроле за давлением гелиевых паров путем изменения температуры.

Если получаемое в результате распада трития H^3 некоторое количество стабильного изотопа He^3 оптически накачивать в метастабильном состоянии, это приводит к тому, что атомы этого изотопа в основном состоянии оказываются поляризованными аналогичным образом благодаря «обмену метастабильностью»²⁰, который можно представить в виде процесса



Сечение этого процесса велико вследствие сохранения импульса и энергии и, как мы увидим ниже, поскольку, по существу, происходит обмен электронами. Если бы такая передача метастабильности произошла в случае изотопа He^4 , это было бы столкновением неразличимых частиц и не вызвало бы никакого эффекта. Однако в случае He^3 ядро имеет спин $1/2$ и магнитный момент. Когда атом этого изотопа поляризован в метастабильном состоянии, ядро поляризуется вследствие сверхтонкого взаимодействия его спина со спином электрона, как и в случае щелочных металлов, и свойство, по которому различаются частицы, переходит к атому в невозбужденном основном состоянии. Время релаксации ядра гелия в основном состоянии велико, и поляризация, созданная в результате обмена метастабильностью, может сохраняться многие минуты и, возможно, часы. Хотя этот процесс обмена метастабильностью происходит только при давлениях менее нескольких тор, из-за трудностей получения атомов в метастабильном состоянии при высоких давлениях, время ядерной релаксации достаточно велико и при увеличении давления паров поляризованного гелия или даже при сжижении его. Даже в жидком He^3 время ядерной релаксации составляет около 10 мин.

СПИН-ОБМЕННЫЙ ПРОЦЕСС

Возможен случай, когда оптическую накачку можно производить только при малой плотности атомов щелочных металлов или элементов II группы, имеющих интенсивные резонансные линии и в качестве

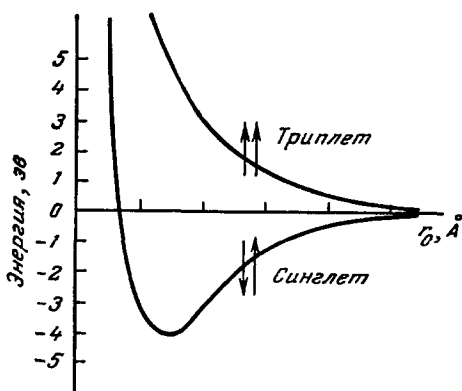


Рис. 9. Энергия взаимодействия двух атомов водорода как функция расстояния между их ядрами.

основного — S -состояние, но орбитальный момент накачиваемой системы атомов может фактически передаваться другим частицам. Наиболее эффективным процессом такой передачи является спин-обменный процесс. Сущность данного процесса можно легко понять, если хорошо изучить природу связи атомов H в молекуле H_2 . На рис. 9 приведены кривые потенциальной энергии двух атомов молекулы водорода в функции расстояния между их ядрами. Если в S -состоянии спины двух электронов параллельны, что приводит к результирующему спину 1 (триплетное состояние), в соответствии

с принципом Паули электронные волны интерферируют и не могут перекрываться в области между обоими ядрами. Поскольку это происходит в месте, где заряды создают поле, превосходящее оттал-

кивание ядер, триплетное состояние соответствует отталкиванию. Однако если полный спин в S -состоянии равен 0, электронные облака могут перекрываться и обуславливать потенциал притяжения до тех пор, пока отталкивание ядер не становится очень большим. Хотя атомы натрия и рубидия не образуют таких стабильных в обычном смысле молекул, их валентные электроны в S -состоянии приводят к появлению потенциальных функций аналогичного вида. Подобное различие триплетных и синглетных состояний действительно существует в некоторых двухэлектронных системах, включающих взаимодействие между свободным электроном и атомом водорода, хотя в этом случае отсутствует последующее отталкивание, когда эти частицы приближаются друг к другу в синглетном состоянии. (Вспомните, что известно существование атома H^- !)

Когда атом водорода приближается к атому натрия, оба они не могут образовать прочную связь, так как в свободном столкновении импульс и энергия не сохраняются. Энергия этой системы не будет соответствовать ни синглетному, ни триплетному состоянию, но смеси их; однако сечение этого процесса будет состоять из сечения, соответствующего синглетному состоянию, которое очень велико, так как система находится в связанном или почти связанном состоянии, а также из сечения, отвечающего триплетному состоянию, которое мало. Эффективное сечение спин-обменного процесса равно $\frac{1}{4}$ сечения, соответствующего синглетному состоянию, так как при случайном столкновении $\frac{1}{2}$ частиц оказывается со спином, антипараллельным спину электрона в атоме-мишени, и поскольку после многих обменов спинами во время столкновения вероятность того, что спины в конце концов изменятся, равна $\frac{1}{2}$. Таким образом, существует определенное сечение процесса переориентировки спинов обоих электронов в несвязанных атомах или спинов атома и свободного электрона. Оно очень велико по сравнению с кинетическим сечением, поскольку расстояние, на котором два электрона начинают взаимодействовать и обмениваться спинами, много больше (см. рис. 9) расстояния, на котором эффекты интенсивного отталкивания вызывают сильную передачу импульса атому в целом. Очевидно, в том случае, когда система неполяризованных атомов или свободных электронов сталкивается с оптически накачанной группой атомов, поляризация будет передана неполяризованным атомам, а накачанные атомы деполяризуются, но вновь будут поляризоваться светом.

Накачка, при которой происходит обмен спинами, была впервые продемонстрирована в работе ²¹ при измерении магнитного момента электрона. По теории Дирака электрон должен был бы иметь магнитный момент, в точности равный одному магнетону Бора ($eh/2mc$), и тот факт, что магнитный момент электрона отличается от указанной величины \sim на 0,1%, был впервые установлен путем тщательного измерения в атомном пучке вклада, вносимого связанным электроном в полный магнитный момент атома. Объяснение такого расхождения теоретического и экспериментального значений магнитного момента электрона привело к лучшему пониманию квантовой электродинамики, и попытки объяснить это расхождение действительно частично обязаны исследованиям в этом направлении. Магнитный момент свободного электрона невозможно, однако, измерить в экспериментах с атомными пучками, так как неоднородные магнитные поля, требуемые для отклонения атома путем воздействия на его магнитный момент, произведут гораздо большее отклонение при действии на заряд атома.

Некоторое время тому назад считалось, что невозможно определить магнитный момент электрона. Тем не менее оптическая накачка и спин-обменный процесс дали возможность применить один из двух

методов, с помощью которого с большой точностью и были проведены необходимые исследования.

В этом эксперименте использовалась обычная установка для оптической накачки атомов натрия (см. рис. 6). Некоторые из оптически накачиваемых атомов ионизируются с помощью ультрафиолетового света в импульсном разряде или в устойчивом непрерывном разряде. Можно деполаризовать свободный электрон, используя зеемановское излучение резонансной частоты $2,8 \text{ Мгц/гс}$; полученная деполаризация передается обратно атомам натрия посредством спин-обменного процесса, приводя к тому же эффекту увеличивающегося рассеяния и уменьшающегося пропускания резонансного света натрия, которое произошло бы и при прямой деполаризации атомов натрия. Аналогичным образом, при использовании разряда для диссоциации молекулярного водорода или азота, была исследована с помощью оптической накачки сверхтонкая структура уровней атомов этих элементов ²², хотя и невозможно легко использовать для прямой оптической накачки их резонансное излучение в далекой инфракрасной области. Этим способом можно также накачивать тяжелые металлы, подобные серебру, несмотря на то, что давление паров таких элементов довольно низко.

Существует также и передача углового импульса другим атомам в процессе, тесно связанном с эффектом Оверхаузера и более медленном, чем спин-обменный процесс ²³. Если в качестве буферного газа в установке для оптической накачки использовать какой-либо инертный газ, ядра которого обладают магнитным моментом, последние не будут быстро релаксировать и деполаризоваться вследствие столкновений с атомами другого инертного газа, так как в таких столкновениях присутствует слабое магнитное поле, но подвергнутся интенсивным столкновениям с атомами натрия и рубидия, у которых неспаренный электрон имеет магнитный момент, равный одному магнетону Бора. Детальное изучение процесса таких столкновений показывает, что атом натрия или рубидия и ядро атома инертного газа будут стремиться ориентировать спины в одном направлении. Так как атомы натрия и рубидия теряют созданную оптической накачкой поляризацию, они стремятся ориентировать спин только в одном направлении и побуждают ядра инертного газа ориентировать спин в том же направлении. В результате этого появляется поляризация ядер инертного газа, по существу, такого же вида, как и поляризация атомов щелочных металлов, созданная оптической накачкой. Хотя этот метод и не приводит к высокой степени поляризации, он пригоден при давлении буферного газа выше атмосферного. Например, усиление ядерного резонанса в газообразном He^3 так велико, что можно использовать узкую линию этого ядерного резонанса в качестве очень чувствительного ядерно-спинового гироскопа; применение данного метода к исследованию Ne^{21} может привести к очень точному определению анизотропии пространства, как это сделал до некоторой степени возможным эксперимент Майкельсона — Морли ²⁴.

ЭФФЕКТ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ УРОВНЕЙ

Весьма удивительно, что нет необходимости во всех случаях применять радиочастотное и микроволновое излучение для наблюдения и исследования главных параметров сверхтонкой структуры атомов. В атомах, находящихся в определенных состояниях (примером такого состояния является состояние $n = 2$ атома водорода, показанное на рис. 10), некоторые линии тонкой структуры пересекаются при определенных значениях внешнего магнитного поля. В точках, где уровни вырождаются, состоя-

ния смешиваются и вероятности поглощения для одного уровня определяются комбинарованным рассеянием света атомом в двух состояниях. Этот эффект является одним из интерференционных эффектов, и интенсивность света, рассеянного в этих точках и попадающего на фотоумножитель, будет возрастать в виде резонансных пиков. Поскольку это явление не зависит от поляризованного света и от образования разности населенностей различных уровней, его можно использовать для исследования атомов, резонансное излучение которых невозможно поляризовать обычным путем, или в случае (если это осуществимо), когда доступная интенсивность излучаемого света слишком мала, чтобы изменять населенности уровней. Таким образом, этот эффект оказался полезным при изучении тонкой структуры возбужденных состояний гелия и элементов II группы ²⁵. Недавно начатым направлением в исследовании «пересечения уровней» является использование сигнала «антипересечения» ²⁶, который наблюдается в случае уровней пересекающихся, но фактически отталкивающихся друг от друга. Такое «антипересечение» появляется в полной сверхтонкой структуре в местах пересечения уровней тонкой структуры. Подобное пересечение уровней происходит, конечно, в отсутствие магнитного поля, что можно понять из рис. 3 и 10. Хенле ²⁷ наблюдал в 1924 г. деполяризацию рассеянного резонансного излучения в нулевых полях, и, следовательно, этот эффект Хенле, весьма удобный для измерения сил осцилляторов, в сущности говоря, был вновь открыт через сорок лет!

В твердых телах также была осуществлена оптическая накачка, но спектроскопия ионов в твердых телах выходит за рамки данной статьи. Использование оптической накачки для инверсии населенностей уровней в рубиновых лазерах не является слишком сложным процессом, но включает заселение возбужденных уровней атомов излучающих примесей; последующие процессы релаксации и девозбуждения являются существенными процессами, приводящими к инверсии населенностей для испускания стимулированного оптического излучения.

Основные успехи в области оптической накачки, без сомнения, сыграли важную роль в ускорении разработки принципов, на основе которых работают лазеры.

Хотя в настоящее время большинство пригодных атомных систем исследуется с помощью оптической накачки, а основы динамики процессов уже установлены ²⁸, очевидно, что в данном направлении будут продолжаться активные исследования, в частности с целью применения описанной методики для измерений магнитных моментов, тонкого и сверхтонкого расщепления, ядерных квадрупольных моментов атомов в возбужденных состояниях и радиоактивных изотопов, — в случаях, когда имеющиеся малые количества изучаемых материалов и возможность использовать запаянные колбы сводят к минимуму проблемы излучения. Более того,

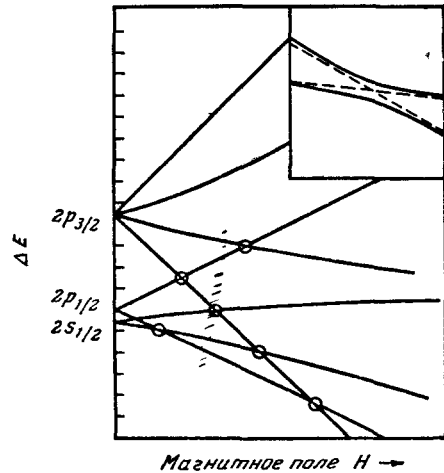


Рис. 10. Пересечение уровней тонкой структуры H в S - и P -состояниях при $n = 2$.

Вверху — вид «антипересекающихся» уровней, которые могут появляться в сверхтонкой структуре.

если проводить оптическую накачку атомных пучков в вакууме, а не в закрытой колбе с буферным газом, нет никаких препятствий для накачки атомов, основным состоянием которых является P -состояние. Уже начаты эксперименты с пучками атомов кальция, углерода, таллия. Можно надеяться, что трудная задача исследования уровней тонкой и сверхтонкой структуры ионов будет разрешена в ближайшем будущем.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. A. Beth, Phys. Rev. **48**, 471 (1935).
2. C. O. Alley, Jr., Thesis (Princeton University, 1961).
3. J. Brossel, B. Cagnac, A. Kastler, Compt. rend. **237**, 984 (1953); J. Brossel, A. Kastler, J. Winter, J. phys. et radium **13**, 668 (1952).
4. J. Brossel and A. Kastler, Compt. rend. **229**, 1213 (1949); A. Kastler, J. phys. et radium **11**, 255 (1950).
5. W. B. Hawkins and R. H. Dicke, Phys. Rev. **91**, 1008 (1953); W. B. Hawkins, Phys. Rev. **98**, 478 (1955).
6. J. T. Sibilia, Thesis (Princeton University, 1961).
7. C. Cohen-Tannoudji, J. Brossel, A. Kastler, Compt. rend. **244**, 1027 (1957).
8. R. H. Dicke, Phys. Rev. **89**, 472 (1953); P. L. Bender, Thesis (Princeton University, 1956).
9. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. **105**, 1487 (1957).
10. W. Franzen and A. G. Emslie, Phys. Rev. **108**, 453 (1957).
11. T. R. Carver, P. R. Lewis, Jr., R. E. Pollock, G. E. Schrank, Rev. Sci. Instr. **32**, 861 (1961).
12. W. E. Bell and A. L. Bloom, Phys. Rev. **107**, 1559 (1957).
13. W. E. Bell and A. L. Bloom, Phys. Rev. Letts. **6**, 280 (1961).
14. A. Arditi and T. R. Carver, Phys. Rev. **124**, 800 (1961); Proc. Inst. Elec. Engrs. London **51**, 190 (1963) (имеется полная библиография работ по атомным часам).
15. См. A. Kastler, J. Opt. Soc. Amer. **47**, 460 (1957).
16. B. Cagnac and J. Brossel, Compr. rend. **249**, 77, 253 (1958).
17. J. P. Barrat and J. Brossel, Compt. rend. **246**, 2744 (1958); J. P. Barrat, J. phys. et radium **20**, 541, 633, 657 (1959).
18. J. N. Dodd, W. N. Fox, G. W. Series, M. J. Taylor, Proc. Phys. Soc. London **74**, 789 (1959); J. N. Dodd and G. W. Series, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, **263**, 353 (1961); J. P. Barrat, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, **263**, 371 (1961).
19. F. D. Colegrove and P. A. Franken, Phys. Rev. **119**, 680 (1960).
20. G. K. Walter, F. D. Colegrove, L. D. Scheerer, Phys. Rev. Letts. **8**, 439 (1962).
21. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. **109**, 381 (1958).
22. L. W. Anderson, F. M. Pipkin, J. C. Baird, Jr., Phys. Rev. Letts. **1**, 54 (1958); Phys. Rev. **116**, 87 (1959); W. W. Holloway, Jr., E. Lüscher, R. Novick, Phys. Rev. **126**, 2109 (1962).
23. M. A. Bouchiat, T. R. Carver, C. M. Varnum, Phys. Rev. Letts. **5**, 373 (1960).
24. V. W. Hughes, H. G. Robinson, V. Beltran-Lopez, Phys. Rev. Letts. **4**, 342 (1960).
25. F. D. Colegrove, P. A. Franken, P. R. Lewis, R. H. Sands, Phys. Rev. Letts. **3**, 420 (1959); P. A. Franken, Phys. Rev. **121**, 508 (1961).
26. T. G. Eck, L. L. Foldy, H. Wieder, Phys. Rev. Letts. **10**, 239 (1963).
27. W. Hanle, Zs. Phys. **30**, 93 (1924).
28. Оптическая накачка описывается также в следующих статьях: A. L. Bloom, Sci. Amer. **203** (4), 72 (1960), R. de Zafra, Amer. J. Phys. **28**, 646 (1960) — популярные статьи; Г. В. Скроцкий и Т. Г. Изюмова, УФН **73**, 423 (1961) — обстоятельный обзор; G. W. Series, Repts. Progr. Phys. **23**, 280 (1959) — обзор радиочастотной спектроскопии атомов в возбужденных состояниях.