

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1966 ГОДА*)**

535.21

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ РЕЗОНАНСОВ)***А. Кастлер*

В течение первого года обучения в Высшей Нормальной Школе во Франции наш профессор Эжен Блох познакомил нас с основами квантовой механики, которая в то время во Франции мало где преподавалась. Поскольку (будучи, как и он, по происхождению эльзасцем) я знал немецкий язык, он посоветовал мне прочитать замечательную книгу Зоммерфельда «Строение атома и спектры»¹. В процессе чтения я особенно заинтересовался приложениями закона сохранения момента количества движения к явлениям взаимодействия электромагнитного излучения с атомом, приложениями, которые привели Рубиновича² к объяснению правил отбора для азимутального квантового числа и типа поляризации в эффекте Зеемана. Согласно этому закону, принимая гипотезу о квантовой природе света, мы должны приписать фотону момент количества движения, равный $+\hbar$ или $-\hbar$ в зависимости от того, является свет поляризованным по правому (σ^+) или левому (σ^-) кругу; естественный свет представляет собой смесь этих двух типов фотонов.

В 1931 г. В. Ганле и Р. Бэр³ независимо друг от друга обнаружили одну интересную особенность спектров Рамана: исследования поляризации излучения, распространяющегося в направлении, перпендикулярном к падающему пучку, показали, что рамановское излучение молекулы можно разделить на два типа — неполяризованное излучение с коэффициентом деполяризации, равным $6/7$, и поляризованное излучение, степень поляризации которого, как правило, весьма значительна. Согласно теории Плачека первый тип связан с колебаниями молекул, нарушающими симметрию покоящейся молекулы (а также с вращением их), а второй — с полностью симметричными колебаниями, сохраняющими характер симметрии покоящейся молекулы.

Облучая среду светом с круговой поляризацией, Ганле и Бэр обнаружили, что в этом случае рамановское излучение в продольном направлении обладает той же самой круговой поляризацией, что и падающий

*) Copyright © the Nobel Foundation, 1966.

**) A. Kastler, Les methodes optiques pour l'étude des resonances hertziennes, Conference Nobel, 12 decembre 1966. Preprint les Prix Nobel en 1966. The Nobel Foundation, Stockholm, 1967. Перевод Л. М. Коврижных.

свет, если колебания полностью симметричны, и обратной, в случае колебаний, нарушающих симметрию молекулы. В одной из статей⁴ мною было указано, что для ротационных линий этот любопытный результат является непосредственным следствием закона сохранения момента количества движения в процессе рассеяния света. Примерно в то же время Ж. Кабани⁵ сделал попытку объяснить результаты Ганле и Бэра на основе классической теории поляризации. Этим статьям, однако, предшествовала заметка Рамана и Бхагавантама⁶, в которой указанные экспериментальные результаты рассматривались как доказательство существования спина у фотона.

Другой эксперимент, как мне тогда казалось, мог бы указать на возможное существование поперечной компоненты момента количества движения фотона. Я имею в виду изучение плоскополяризованного излучения, испускаемого вращающимся атомным осциллятором. Такой случай имеет место для компонент σ при поперечном эффекте Зеемана и соответствующих компонент σ^+ и σ^- при продольном эффекте. Эксперимент, который я провел с помощью Ф. Эскланьона в Лаборатории физики Высшей Нормальной Школы в Париже во время пасхальных каникул 1931 г., окончился неудачей: фотон не имеет поперечной компоненты момента количества движения. Но и здесь меня опередил Р. Фриш⁸, который пришел к аналогичным выводам несколько раньше.

Эти первые попытки привели меня к более тщательному и систематическому изучению следствий, вытекающих из закона сохранения момента количества движения в процессах рассеяния и флуоресценции⁹. Я хорошо понимал, что ступенчатое оптическое возбуждение атомов^{10, 11} представляет особый интерес, ибо экспериментатор в этом случае может по своей воле поляризовать различные монохроматические излучения, поглощение которых приводит к последовательному переходу атома из одного энергетического состояния в другое, более высокое. Моя диссертация была посвящена приложению этого метода к атомам ртути¹². Она позволила мне проверить различные предсказания и представляла первую попытку добиться с помощью соответствующей поляризации возбуждающего излучения селективного возбуждения определенных магнитных подуровней. Уже тот факт, что интенсивность флуоресценции, возникающей в результате ступенчатого возбуждения, не является пренебрежимо малой по сравнению с интенсивностью излучения, связанного с однократным возбуждением, показал, в частности, что населенность первого возбужденного уровня, полученная в результате стационарного облучения, может составлять заметную долю населенности основного состояния, несмотря на слабую интенсивность имевшихся тогда источников монохроматического излучения.

После развития И. Раби и его учениками¹³ методов низкочастотного резонанса для основных состояний изолированных атомов и первого, блестящего применения этих методов Лэмбом и Ризерфордом¹⁴ к состоянию с $n = 2$ атома водорода американский физик Ф. Биттер обратил внимание на интересную возможность использования для изучения возбужденных состояний атома техники радиоспектроскопии. Однако предложенный им метод¹⁵ оказался неточным¹⁶. Мой ученик Ж. Броссель работал тогда под руководством Биттера в М. И. Т.*). В результате обмена письмами мы с ним пришли к выводу, что к искомой цели должна привести следующая, весьма простая постановка эксперимента.

Изучение оптического резонанса при наличии внешнего магнитного поля H_0 в случае атома ртути (см.¹¹, гл. V) показало, что возбуждение

*) М.И.Т.— Массачусетский технологический институт (США). (Прим. перев.)

поляризованным светом позволяет добиться селективного возбуждения зеемановских подуровней возбужденного состояния и что эта селективность имеет место и без магнитного поля¹⁷. Таким образом, для четных изотопов ртути плоскополяризованное (π) излучение с длиной волны 2537 Å приводит к возбуждению только подуровня с $m = 0$ возбужденного состояния 6^3P_1 , тогда как излучение с круговой поляризацией σ^+ или σ^- приводит к возбуждению соответственно подуровней с $m = +1$ или $m = -1$ этого состояния. Эта селективность находит свое отражение в поляризации резонансного излучения, переизлучаемого возбужденными атомами, остающимися невозмущенными в течение весьма короткого (порядка 10^{-7} сек) времени жизни возбужденного состояния. Если теперь, сохраняя постоянное магнитное поле H_0 , приводящее к расщеплению зеемановских подуровней, приложить перпендикулярно ему переменное во времени поле $H_1 \cos \omega t$, частота изменения ω которого совпадает с частотой ларморовского вращения в поле H_0 , то в результате магнитного резонанса возникают переходы между различными зеемановскими подуровнями возбужденного состояния, которые приводят к деполяризации света, излучаемого при оптическом резонансе*). Таким образом наблюдение поляризации этого света позволяет детектировать оптическими методами магнитный резонанс возбужденных состояний. В той же работе мы обращали внимание на то, что возбуждение атомов электронным ударом, если электронный пучок, как в экспериментах Франка и Герца¹⁹, достаточно хорошо сколлимирован, также приводит к поляризованному излучению²⁰. А это доказывает, что такой метод возбуждения также обеспечивает селективное возбуждение зеемановских подуровней возбужденного состояния и, следовательно, должен позволить детектировать оптическими методами радиочастотные резонансы этих состояний путем наблюдения степени деполяризации испускаемого излучения.

В то время как Ж. Броссель заканчивал наладку «метода двойного резонанса» (совмещающего в себе как магнитный, так и оптический резонансы) для изучения состояния 6^3P_1 атома ртути, в одной из статей, опубликованной в «Journal de Physique» за 1950 г.²¹, я показал, что оптическое возбуждение атомов светом с круговой поляризацией позволяет передать им определенный момент количества движения, заключенный в падающем свете, и, таким образом, увеличить число атомов, находящихся в основном состоянии либо на подуровнях с положительными m , либо на подуровнях с отрицательными m (в зависимости от того, обладает ли свет σ^+ - или σ^- -поляризацией). С помощью подобной «оптической накачки» можно создавать определенную ориентацию атомов и, равным образом, вследствие связи, существующей между электронным магнитным моментом и ядерным спином, ориентацию ядер. Таким путем можно получить распределения, весьма сильно отличающиеся от распределения Больцмана, и создать условия, позволяющие изучать процесс перехода в равновесное состояние либо в результате релаксационных процессов, либо под действием резонансного поля.

Должен признаться, что тогда я совершенно не имел понятия о медленности релаксационных процессов в основном состоянии, процессов, которые происходят при соударениях со стенками или при столкновениях с молекулами примесного газа. Чтобы избежать этих релаксационных эффектов, я ставил эксперименты с атомным пучком в пустоте. И только позже, по мере дальнейшего развития экспериментов, обнаружилось, что релаксационные процессы на стенках весьма медленны либо могут

*) Ранее Ферми и Разетти¹⁸ помещали уже возбужденные атомы в переменное магнитное поле. Однако условия резонанса при этом не были выполнены.

быть существенно замедлены с помощью соответствующим образом подобранного покрытия²². Эти ориентированные основные состояния в случае, когда они являются орбитальными p -состояниями, гораздо менее чувствительны к соударениям, чем возбужденные p -состояния²³, и, следовательно, примесные диамагнитные газы могут играть роль защитного (буферного) газа. Все это должно было существенно упростить эксперимент, позволив работать с парами в заполненном баллоне. С другой стороны, оказалось, что времена поперечных релаксаций имеют тот же порядок величины, что и времена продольных релаксаций²⁴. Это в свою очередь позволяло получать чрезвычайно узкие резонансные линии, что имело целый ряд метрологических приложений, о которых вначале даже не подозревали²⁵.

В 1951 г. Ж. Броссель, закончив в М.И.Т. свою работу по изучению возбужденных состояний различных изотопов ртути²⁶ и приобретя в процессе этой работы знание экспериментальной техники низкочастотного резонанса, возвратился в Париж. Мы с ним решили тогда основать из учащихся Высшей Нормальной Школы исследовательскую группу, целью которой было бы систематическое развитие оптических методов изучения низкочастотного резонанса. И эта молодежь внесла существенный вклад в наш общий труд. Тем временем, методы, которые мы разработали и пропагандировали, были приняты в большом числе зарубежных лабораторий. Освоение их сопровождалось целым рядом существенных технических усовершенствований, которые в свою очередь были позаимствованы нами и явились для нашей группы источником значительного прогресса.

Исследования возбужденных и основных состояний атомов велись в нашей группе широким фронтом и привели к большому числу интересных результатов: мы собрали многочисленные данные о релаксационных процессах, могли с большой точностью (по наложению резонансных линий) измерять фактор Ланде, тонкую и сверхтонкую структуру линий и вычислять на основании этих данных точные значения ядерных магнитных моментов. Нами были обнаружены многочисленные явления, связанные с возмущениями высокого порядка: многоквантовые переходы, эффекты когерентности, смещение ядерного резонанса под действием оптического излучения, существенные изменения свойств атома при наличии радиочастотного поля. В то же время другие исследовательские группы, используя нашу технику, также получили важные результаты: были измерены квадрупольные электрические моменты ядер щелочных атомов, открыты обменные столкновения, обнаружено смещение сверхтонких резонансов под действием столкновений с молекулами примесного диамагнитного газа и т. д.

В процессе наших исследований мы часто получали удовлетворение, видя, как наши предположения и предсказания подтверждаются экспериментом. Нередко, однако, случалось и обратное, когда данные эксперимента противоречили нашим предсказаниям и ставили перед нами проблемы, решения которых приводили к результатам столь же интересным, как и неожиданным. Первая работа, выполненная в нашей группе, может служить этому примером.

Блямон, повторяя эксперименты Бросселя с атомом ртути в состоянии 6^3P_1 , исследовал, добавив к магнитному электрическое поле, штарк-эффект для различных парных и непарных изотопов в этом состоянии²⁷ и обнаружил сужение кривых магнитного резонанса, возникающее при увеличении плотности паров ртути (рис. 1). Как показал Броссель, ширина кривых магнитного резонанса для возбужденного состояния атома, экстраполированная к нулевому значению амплитуды H_1 радиоча-

стотного поля, обратно пропорциональна времени жизни атома в этом состоянии; следовательно, измерение ее ширины позволяет определить время жизни.

Это является прямым следствием принципа неопределенности. Эффект же сужения резонансных линий, наблюдаемый Блямоном, казалось, противоречил этому принципу. Броссель нашел объяснение парадокса: явление сужения возникает вследствие того, что поперечные величины («когерентность») передаются от атома к атому путем процессов многократного рассеяния статически резонансных фотонов. Таким образом,

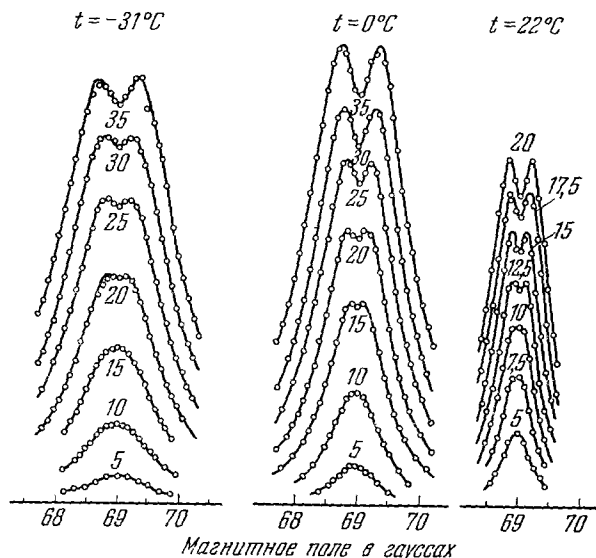


Рис. 1. Семейства кривых магнитного резонанса для атома ртути в 6^3P_1 -состоянии.

Различные кривые одного семейства соответствуют разным амплитудам радиочастотного поля H_1 . Цифры указывают значение его амплитуды в произвольных единицах. Температура t ртутной капли определяет плотность паров. (Гийошон, Блямон, Броссель ²⁹.)

имеет место «пленение когерентности» в пара́х, что находит свое отражение в увеличении «времени когерентности» и сужении резонансных кривых. Работа Ролле, выполненная в нашей группе ²⁸, показала, что действительно увеличение деполаризации резонансного излучения возникает вследствие этого многократного рассеяния фотонов, а не в результате соударения, ибо эффект деполаризации возникает быстрее в случае одного чистого изотопа, чем в случае естественной смеси изотопов (рис. 2). Гийошон доказала справедливость гипотезы Бросселя ²⁹, показав, что в случае смеси только атомы одного и того же типа ответственны за сужение резонансной кривой (рис. 3). В своей диссертации Ж.-П. Барра ³⁰ развил теорию когерентного рассеяния и экспериментально подтвердил все предсказания этой теории. Это было первым примером изучения эффекта когерентности между атомными состояниями, и Барра показал, что такие эффекты могут быть описаны с помощью формализма матрицы плотности ³¹, использование которого для изучения других эффектов когерентности оказалось впоследствии столь полезным и плодотворным ³².

Мы поручили Пибей-Пейруля исследовать метод возбуждения электронным ударом. Он показал его плодотворность, и в дальнейшем Ж. П. Декуб развил этот метод, объединив его с методом пересекаю-

щихся уровней ³⁵, что позволило ему изучать тонкую и сверхтонкую

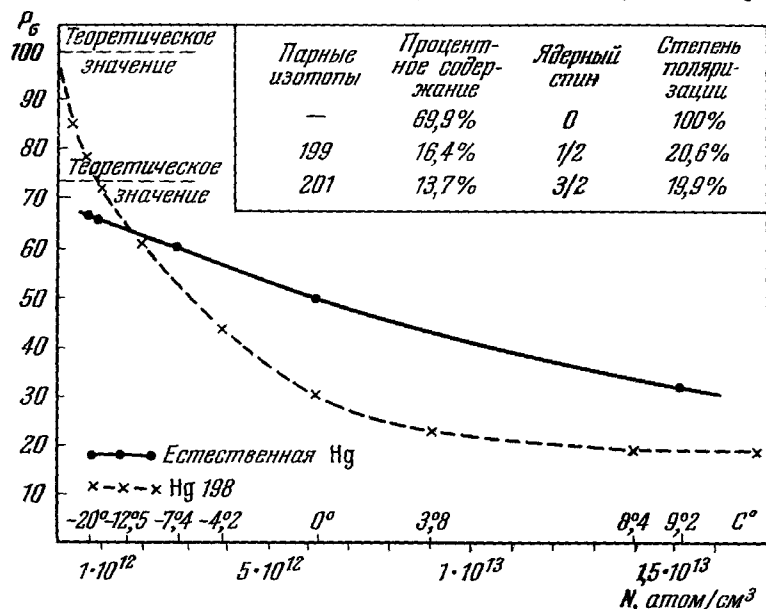


Рис. 2. Степень поляризации оптически резонансного излучения с длиной волны 2537 Å как функция плотности паров для естественной ртути и чистого изотопа ¹⁹⁸Hg.

(Ролле, Броссель, Кастлер ²⁸.)

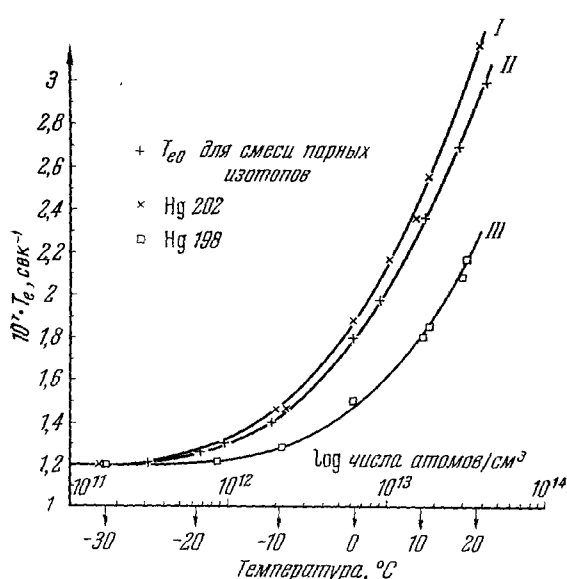


Рис. 3. Зависимость времени когерентности T_{co} , вычисленного по ширине кривых магнитного резонанса, от плотности паров.

В камере — естественная ртуть. Различные источники света: естественная ртуть, ²⁰²Hg и ¹⁹⁸Hg. (Гийшон, Блямон, Броссель ²⁹.)

структуру большого числа линий атомов ⁴He и ³He ³⁵ (рис. 4).

Первые же эксперименты с пучком атомов натрия ³⁶ по оптической накачке с использованием радиочастотного поля привели к открытию многоквантовых переходов ³⁷. На рис. 5 приведены первые резонансные кривые для атома ²³Na с ядерным спином $l = 3/2$ и для поля напряженностью $100 \div 200$ э, на которых видно сильное расщепление обычных зеемановских резонансов, возникшее в результате разрыва связи между электронным и ядерным спинами. На этих кривых отчетливо видны также узкие промежуточные резонансы, соответствующие переходам с $\Delta m = 2$, вызванным поглощением двух радиочастотных квантов.

Систематическое изучение этих многоквантовых переходов было предпринято Ж. М. Винтером ³⁸, который развил их полную теорию

и смог предсказать существование нового типа подобных переходов: в атомной системе, обладающей только двумя уровнями ($m = -1/2$ и $m = +1/2$), многоквантовые переходы возможны, если в поле излучения имеются кванты с различными состояниями поляризации и если возможно одновременно удовлетворить законам сохранения энергии и момента количества движения. Кроме того, теория предсказывала наличие типично радиационного уширения и смещения, зависящего от амплитуды радиочастотного поля; эксперимент подтвердил все эти предсказания одно за другим.

Рис. 6 дает нам пример многоквантовых переходов для случая основного состояния с $I = 1/2$ изотопа ^{199}Hg .

Как мы уже отмечали, применение парафинового покрытия²² либо буферного газа²³ должно было существенно облегчить оптическую накачку в парах щелочных металлов и привело к открытию американскими

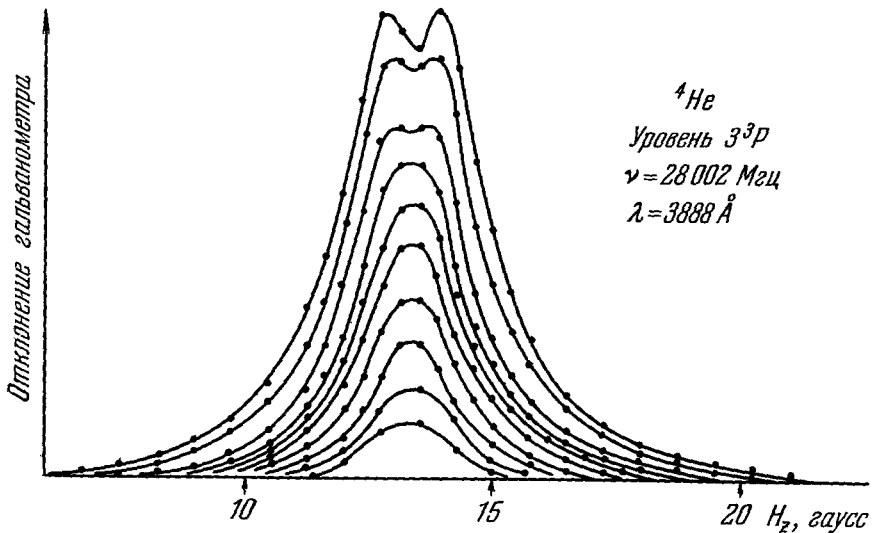


Рис. 4. Семейство кривых магнитного резонанса для уровня 3^3P атома ^4He . (Декуб³⁵.)

физиками обменных столкновений^{39, 40}. В нашей группе парафиновое покрытие использовалось М. А. Бушиа-Гийошон с целью выяснения механизма релаксационных процессов на стенках камеры⁴¹.

После ряда неудач⁴³ Б. Каньяку первому удалось с помощью оптической накачки получить упорядоченную ориентацию ядер в парах ртути малой плотности (^{199}Hg и ^{201}Hg). Воспользовавшись этим, он изучил ядерный магнитный резонанс этих атомов (рис. 7) и добился, совместно с другими сотрудниками, измерения с высокой точностью их ядерных магнитных моментов⁴³. Частично используя изящный метод переходных процессов Франзена⁴⁴, ему удалось также изучить релаксационные процессы, связанные с соударениями со стенками (рис. 8), что привело к ряду интересных проблем из области поверхностных явлений⁴⁵. Ж. К. Леманну удалось аналогичным путем добиться упорядоченной ориентации ядер непарных изотопов кадмия и, получив для них кривые ядерного магнитного резонанса, провести точные измерения ядерного магнитного момента этих атомов⁴⁶. Однако его попытки добиться ориентации ядер ^{67}Zn , используя для накачки резонансную синглетную линию, потерпели неудачу,

несмотря на очень большую вероятность перехода, соответствующего этой линии. Эта неудача побудила его провести детальный анализ процессов ядерной ориентации, который показал, что эта ориентация происходит не во время процесса поглощения света, а в промежуточный период между поглощением и переизлучением света и возникает вследствие наличия связи между ядерным и электронным моментами⁴⁷. Тщательный анализ процессов ядерной ориентации позволил Леманну разработать метод

измерения расстояний между неразрешимыми подуровнями сверхтонкой структуры, меньших, чем естественная ширина этих подуровней, и с успехом применить этот метод к непарным изотопам кадмия.

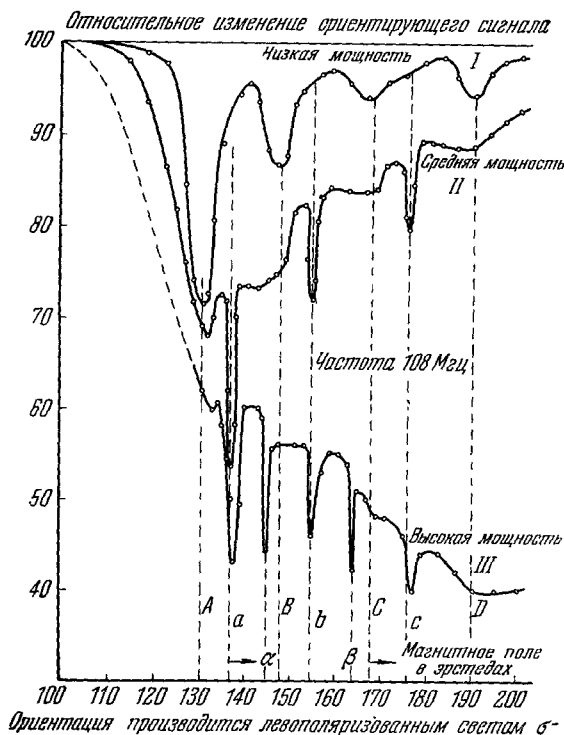


Рис. 5. Кривые магнитного резонанса ^{23}Na как функции напряженности постоянного поля H_0 при различных амплитудах и постоянной (108 Мгц) частоте радиочастотного поля.

A, B, C, D — обычный резонанс с $\Delta m = 1$; a, b, c — двухквантовый резонанс с $\Delta m = 2$; α, β — трехквантовый резонанс с $\Delta m = 3$. (Броссель, Канбак, Каствлер³⁷.)

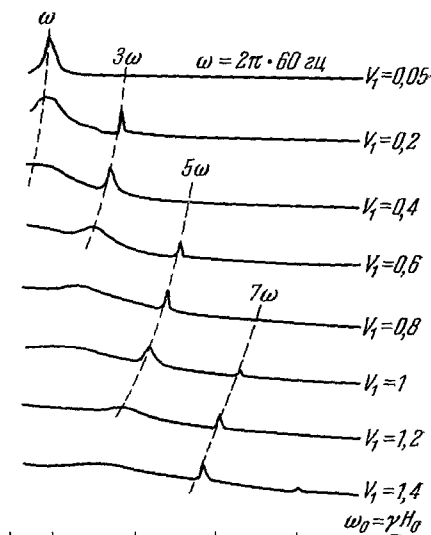


Рис. 6. Многоквантовые резонансы для основного состояния ^{199}Hg ; $I = 1/2$, $\omega_0 = n\omega$, где $n = 1, 3, 5, 7$. Различные кривые соответствуют различным величинам радиочастотной мощности. V_1 — значение напряжения на зажимах радиочастотного контура. (Коэн-Таннуджи и Арош.)

Таким образом, мы пришли к обобщению принципа Фраунка — Кондона: «В быстрых процессах, происходящих с участием электронов (спектральные переходы, дезориентирующие или обменные столкновения), положение и ориентация атомных ядер остаются неизменными». Следствия этого принципа были проверены для дезориентирующих столкновений в возбужденном состоянии Омоном и Фару⁴⁸, а для обменных столкновений в основном состоянии — Гростет⁴⁹.

Метод пересекающихся пучков, введенный Г. Демельтом⁵⁰, оказался весьма удобным для оптического индирования изменения поперечного макроскопического магнитного момента парамагнитного газа (рис. 9). Наличие такого момента, прецессирующего вокруг направления постоянного магнитного поля H_0 , приводит к модуляции поглощения

второго пучка, распространяющегося перпендикулярно к направлению распространения первого пучка (производящего накачку) и вектору магнитного поля H_0 . Эту модуляцию нетрудно увеличить, а ее фазу измерить с помощью синхронного детектирования.

На примере ^{199}Hg К. Коэн-Таннуджи показал, чего можно добиться от этого метода ⁵¹ при изучении как стационарных резонансных эффектов, так и переходных процессов. Рис. 10 иллюстрирует использование техники синхронного детектирования для разделения поперечных компонент момента, меняющихся в соответствии с фазой и квадратом амплитуды переменного поля H_1 , ответственного за резонанс. Первая из этих компонент меняется подобно дисперсионной кривой, а вторая — подобно кривой поглощения. На рис. 11 показан сигнал переходного процесса, полученный при одновременном выключении первичного пучка, производящего накачку, и радиочастотного поля H_1 . При этом регистрируется экспоненциально убывающий во вре-

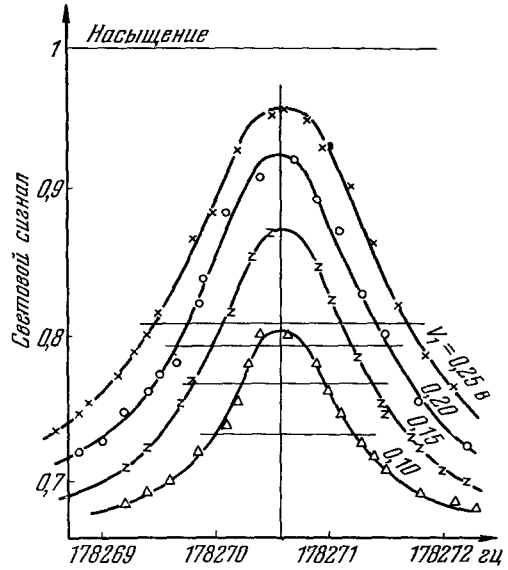


Рис. 7. Семейство кривых ядерного магнитного резонанса ^{199}Hg в основном состоянии. H_0 постоянно, частота меняется. (Каньяк ⁴³.)

поперечного момента, откуда непосредственно может быть найдено время поперечной релаксации. Методы изучения этих переходных процессов могут быть дополнены методами вращения на 90 и 180° . На рис. 12 приведены оптические сигналы, возникающие в результате этих вращений.

Коэн-Таннуджи использовал эти методы для изучения явлений энергетического смещения, вызванного световым облучением ⁵¹, предсказываемых квантовой теорией оптической накачки ⁵². Он показал, что существуют два типа подобного смещения: смещение, связанное с действительными оптическими переходами, которые (вследствие переходов атома из основного состояния в возбужденное и обратно) приводят к смещению ларморовских прецессий, соответствующих этим двум состояниям (рис. 13) и смещение, связанное с виртуальными переходами, вызван-

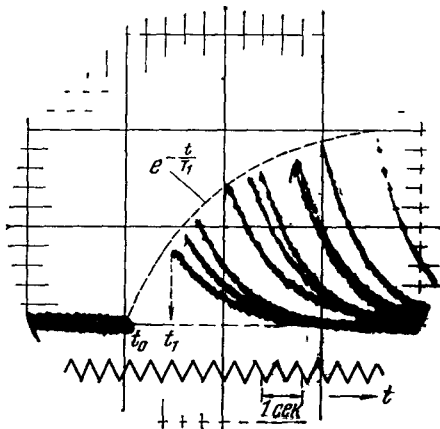


Рис. 8. Переходные кривые оптической накачки ^{199}Hg , снятые с экрана катодного осциллографа.

После периода накачки свет выключается, атомы релаксируют, и в течение времени $t_1 - t_0$ оптическая накачка возобновляется. Различные кривые соответствуют разным значениям интервала $t_1 - t_0$. Пунктирная кривая определяет релаксационную экспоненту и позволяет найти время T_1 продольной релаксации (Каньяк ⁴³.)

ными наличием излучения, которое хотя и не поглощается атомом, но имеет частоту, близкую к частоте поглощения (рис. 14). В этом последнем

случае взаимодействие между атомом и излучением проявляется еще в двух дополнительных эффектах: воздействие атомов на свет приводит

к изменению скорости распространения, описываемой аномальной дисперсионной кривой, — явления, известного уже около столетия; воздействие света на атом приводит к смещению его основного уровня. Величина этого смещения, как функция разности резонансной частоты и частоты света, меняется так же, как кривая аномальной дисперсии (рис. 15)⁵³.

Следует отметить, что, используя интенсивный свет от рубинового лазера, длина волны которого близка к длине волны, соответствующей одному из переходов атома калия, русским физикам удалось добиться значительного увеличения смещения второго типа⁵⁴.

Коэн-Таннуджи и его учениками было проведено более глубокое и тщательное изучение взаимодействия, связанного с виртуальным поглощением и излучением радиочастотных квантов атомом, взаимодействия, приводящего к возникновению новых

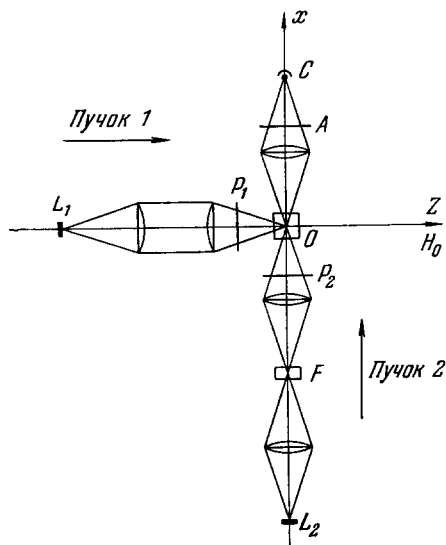


Рис. 9. Схема метода пересекающихся пучков Демельта.

Пучок 1 — пучок света круговой поляризации, производящий накачку, пучок 2 — индицирующий пучок, интенсивность которого модулируется из-за наличия магнитного резонанса, С — фотодетектор (Коэн-Таннуджи⁵¹)

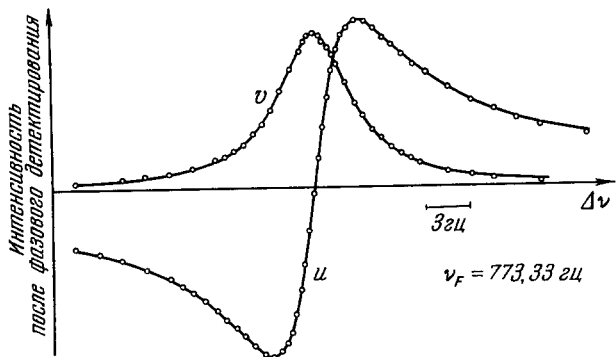


Рис. 10. Кривые ядерного магнитного резонанса для ¹⁹⁹Hg, измеренные по модуляции индицирующего пучка.

Синхронное детектирование позволяет выделить компоненты u и v поперечного момента u — компонента, изменяющаяся в соответствии с фазой поля H₁, v — компонента, изменяющаяся в соответствии с квадратом амплитуды поля H₁ (Коэн-Таннуджи⁵¹)

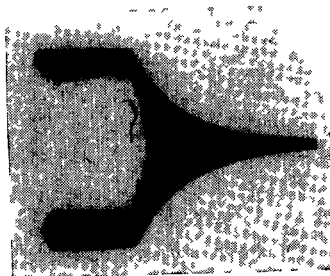


Рис. 11. Сигнал модуляции индицирующего пучка в случае переходного процесса для атомов ¹⁹⁹Hg, возникающий при внезапном и одновременном выключении пучка оптической накачки и радиочастотного поля и описывающий свободную релаксацию поперечного момента.

Экспонента определяет время T₂ поперечной релаксации (Коэн-Таннуджи⁵¹)

резонансов, характеристики которых существенно отличаются от характеристик описанных выше резонансов при многоквантовых переходах⁵⁵.

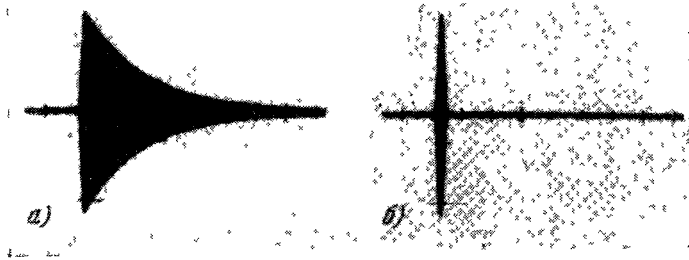


Рис. 12. Сигнал модуляции индицирующего пучка в случае переходного процесса для атомов ^{199}Hg , возникающий при а) вращении на 90° , б) вращении на 180° . (Козн-Таннуджи ⁵¹.)

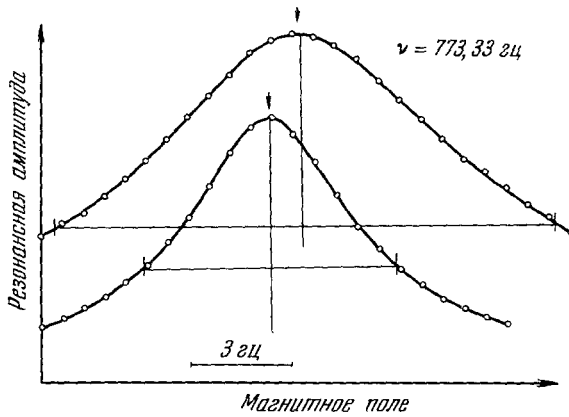


Рис. 13. Кривые ядерного магнитного резонанса для ^{199}Hg , измеренные по модуляции индицирующего пучка.

Верхняя кривая соответствует интенсивности пучка в пять раз более высокой, чем нижняя. Увеличение интенсивности света приводит к уширению резонансной кривой и смещению ее центра. (Козн-Таннуджи ⁵¹.)

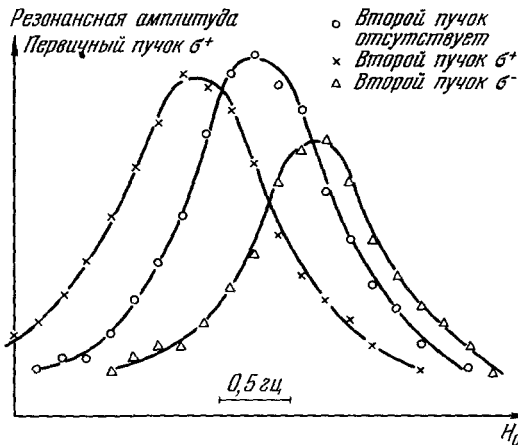


Рис. 14. Эффект виртуальных переходов. Смещение центра кривой ядерного магнитного резонанса для ^{199}Hg под действием второго светового пучка. (Козн-Таннуджи ⁵¹.)

Укажем также, что если атом находится в постоянном магнитном поле H_0 , величина которого близка к нулю, а радиочастотное поле H_1 не является резонансным, то фактор Ланде атома начинает зависеть от амплитуды переменного поля H_1 ⁵⁶. График этой зависимости, измеренной экспериментально, представлен на рис. 16. Совокупность этих явлений может быть понята с общей точки зрения, если проанализировать энергетические соотношения для полной системы «атом + радиочастотные кванты»⁵⁷.

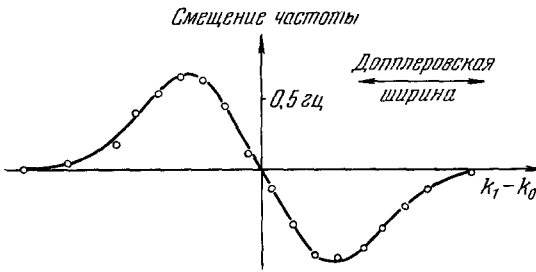


Рис. 15. Величина смещения как функция разности $k_1 - k_0$.

k_0 — центр линии оптического поглощения, k_1 — центр линии действующего излучения. (Козн-Таннуджи⁵¹.)

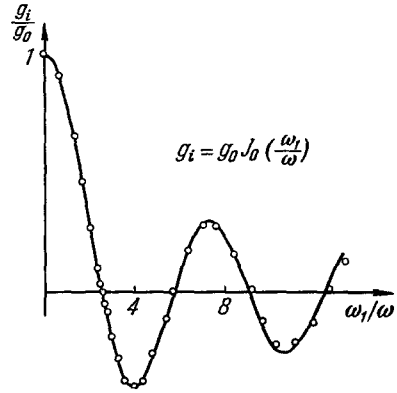


Рис. 16. Изменение фактора Ланде атома (ядерный зееман-эффект для основного состояния ^{199}Hg) в зависимости от интенсивности радиочастотного поля $H_1 \cos \omega t$, действующего на атом; $\omega_1 = \gamma H_1$. (Козн-Таннуджи и Арош⁵⁶.)

В заключение отметим, что Ж. Маржери⁵⁸ показал, что оптические методы низкочастотного резонанса могут быть перенесены и на парамагнитные ионы и F -центры в твердых телах и что они позволяют получить точную информацию о структуре возбужденных уровней даже в тех случаях, когда структура этих уровней спектрально неразрешима.

Ecole Normale Supérieure, Paris

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien*, Braunschweig, Vieweg, 1922 (см. перевод: *Строение атома и спектры*, М., Гостехиздат, 1956).
2. A. Rubinowicz, *Phys. Zs.* **19**, 442, 465 (1918).
3. W. Hanle, *Naturwiss.* **19**, 375 (1931); R. Bar, *Naturwiss.* **19**, 463 (1931).
4. A. Kastler, *Compt. Rend.* **193**, 1075 (1931).
5. J. Cabannes, *J. de Phys.* **2**, 381 (1931).
6. C. V. Raman, S. Bhagavantam, *Indian J. Phys.* **6**, 353 (1931).
7. A. Kastler, *J. de Phys.* **2**, 159 (1931).
8. R. Frisch, *Zs. Phys.* **61**, 626 (1930).
9. A. Kastler, *J. de Phys.* **4**, 406 (1933).
10. C. Fuchtbauer, *Phys. Zs.* **21**, 635 (1920).
11. A. C. G. Mitchell, M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press, 1934, стр. 44.
12. A. Kastler, *Thèse*, *Ann. de Phys.* **6**, 663 (1936).
13. J. M. B. Kelllogg, S. Millman, *Rev. Mod. Phys.* **18**, 323 (1946).
14. W. E. Lamb, Jr., *Nobel Lecture* (1955); W. E. Lamb, Jr., *Repts Progr. Phys.* **14**, 23 (1951).
15. F. Bitter, *Phys. Rev.* **76**, 833 (1949).
16. M. H. L. Pryce, *Phys. Rev.* **77**, 136 (1950).
17. W. Heisenberg, *Zs. Phys.* **31**, 617 (1926).
18. E. Fermi, F. Rasetti, *Zs. Phys.* **33**, 246 (1925).

19. J. Franck, Nobel Lecture (1925), Nobel Lectures in Physics 1922—1941, Elsevier Publishing Company, стр. 98.
20. H. W. B. Skinner, E. T. S. Appleyard, Proc. Roy. Soc. A117, 224 (1928).
21. A. Kastler, J. de Phys. 11, 255 (1950).
22. H. G. Robinson, E. S. Ensb erg, H. G. Dehmelt, Bull. Amer. Phys. Soc. 3, 9 (1958).
23. J. Margerie, Compt. Rend. 241, 865 (1955); P. Bender, Thesis, Princeton University, 1956; F. Hartmann, M. Ramboisson, J. Bros sel, A. Kastler, Compt. Rend. 246, 1522 (1958).
24. C. Cohen-Tannoudji, J. Bros sel, A. Kastler, Compt. Rend. 245, 1027 (1957).
25. M. Arditi, Thèse, Ann. de Phys. 5, 973 (1960). C.S.F., Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil (79 Bd., Haussmann, Paris 8e), Notice Nr. 1602, 1964. L. Malnar, J. P. Mosnier, Ann. de Radioélectr. 16, Nr. 63 (1961). P. L. Bender, Compt. Rend. 9e colloque Ampère, Pisa, 1960, стр. 621. A. L. Bloom, Appl. Opt. 1, 61 (1962).
26. J. Bros sel, Thèse, Ann. de Phys. 7, 622 (1952). J. Bros sel, F. Bitter, Phys. Rev. 86, 308 (1952).
27. J. E. Blamont, Thèse, Ann. de Phys. 2, 551 (1957).
28. Melle N. Rollet, J. Bros sel, A. Kastler, Compt. Rend. 242, 240 (1956).
29. Melle M. A. Guiochon, J. E. Blamont, J. Bros sel, Compt. Rend. 243, 1859 (1956); J. de Phys. 18, 99 (1957).
30. J. P. Barrat, Thèse, J. de Phys. 20, 541, 633, 657 (1959).
31. J. P. Barrat, Proc. Roy. Soc. A263, 371 (1961).
32. C. Cohen-Tannoudji, Quantum Electronics 11, 114 (1961).
33. J. C. Pebay-Peyroula, Thèse, J. de Phys. 20, 669, 721 (1959).
34. P. A. Franken, Phys. Rev. 121, 508 (1961).
35. J. P. Descoubes, Compt. Rend. 259, 3733 (1964); 261, 916 (1965); J. P. Descoubes, Thèse (в печати).
36. J. Bros sel, A. Kastler, J. M. Winter, J. de Phys. 13, 668 (1952).
37. J. Bros sel, B. Cagnac, A. Kastler, Compt. Rend. 237, 984 (1953), J. de Phys. 15, 6 (1954).
38. J. M. Winter, Thèse, Ann. de Phys. 4, 745 (1959).
39. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. 109, 381 (1958).
40. P. A. Franken, R. Sands, J. Hobart, Phys. Rev. Letts 1, 316 (1958); R. Novick, H. E. Peters, Phys. Rev. Letts 1, 54, 152 (1958).
41. M. A. Bouchiat, Thèse, Publications scientifiques du Ministère de l'Air, Nr. N. T. 146, 1965; M. A. Bouchiat, J. Bros sel, Phys. Rev. 147, 41 (1966).
42. F. Bitter, R. F. Lacey, B. Richter, Rev. Mod. Phys. 25, 174 (1953).
43. B. Cagnac, Thèse, Ann. de Phys. 6, 467 (1960); J. C. Lehmann, R. Barbé, Compt. Rend. 257, 3152 (1963).
44. W. Franzen, Phys. Rev. 115, 850 (1959).
45. C. Cohen-Tannoudji, J. de Phys. 24, 653 (1963); C. Cohen-Tannoudji, J. Bros sel, Compt. Rend. 258, 6119 (1964); J. C. Lehmann, J. Bros sel, Compt. Rend. 262, 624 (1966).
46. J. C. Lehmann, Thèse, Paris, 1966 (в печати); J. C. Lehmann, J. Bros sel, Compt. Rend. 258, 869 (1964). M. Leduc, J. C. Lehmann, Compt. Rend. 262, 736 (1966).
47. J. C. Lehmann, J. de Phys. 25, 809 (1964).
48. A. Omont, J. de Phys. 26, 26 (1965); J. P. Faroux, J. Bros sel, Compt. Rend. 261, 3092 (1965); 262, 41 (1966); J. P. Faroux, Compt. Rend. 262, 1385 (1966).
49. F. Grossetête, J. de Phys. 25, 383 (1964); F. Grossetête, Compt. Rend. 259, 3211 (1964); 260, 3327 (1965).
50. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. 105, 1924 (1957); W. E. Bell, A. L. Bloom, Phys. Rev. 107, 1555 (1957).
51. C. Cohen-Tannoudji, Thèse, Ann. de Phys. 7, 423, 469 (1962).
52. J. P. Barrat, C. Cohen-Tannoudji, Compt. Rend. 252, 93 (1961); J. de Phys. 22, 329 (1961).
53. См. ⁵¹ и A. Kastler, J. Opt. Soc. Amer. 53, 902 (1963).
54. Е. Б. Александров, А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Кости́н, В. А. Ходовой, Письма, ЖЭТФ 3, 85 (1966).
55. Melle N. Polonsky, C. Cohen-Tannoudji, J. de Phys. 26, 409 (1965); Compt. Rend. 260, 5231 (1965); 261, 369 (1965); C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, Compt. Rend. 261, 5400 (1965).
56. C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, Compt. Rend. 262, 268 (1966).

57. C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, *Compt. Rend* **262**, 37 (1966).
 58. J. Margerie, Thèse, Publications scientifiques du Ministère de l'Air Nr. N.T. 155, 1966; J. Brossel, J. Margerie; см. W. Low, *Paramagnetic Resonance*, vol. 2, Academic Press, New York, 1963, стр 535; N. V. Karlov, J. Margerie, Merle D'Aubigné, *J. de Phys.* **24**, 717 (1963); A. Kastler, см. W.S.C. Chang, *Lasers and Applications*, 1963, Ohio State University, Columbus.

ОСНОВНЫЕ ОБОБЩАЮЩИЕ РАБОТЫ

- H. K o p f e r m a n n, *Kernmomente*, Akad. Verlagsgesellschaft, 2. Auflage 1956, § 24: Die Doppelresonanzmethode; A. K a s t l e r, *J. Opt. Soc. Amer.* **47**, 460 (1957); *Physikertagung*, Wiesbaden, 1960, Physik Verlag, Mosbach, стр. 62; *Colloque Ampère*, Eindhoven, 1962, North-Holland Publishing Co; *J. Opt. Soc. Amer.* **53**, 902 (1963).
 G. W. S e r i e s, *Repts. on Progr. in Phys.* **22**, 260 (1959).
 J. B r o s s e l, *Year Book Phys. Soc.*, London, 1960, стр. 1.
 J. B r o s s e l, *Quantum Electronics* **1**, 81 (1960); *Quantum Electronics* **11**, 95 (1961); *Optique et Electronique Quantique*, Les Houches, 1964, Gordon and Breach Sci. Publ., стр. 187.
 Г. В. С к р о ц к и й, Т. Г. И з ю м о в а, *УФН* **73**, 423 (1961).
 R. A. B e r n h e i m, *Optical Pumping: An Introduction*, *Frontiers in Chemistry*, W. A. Benjamin, 1965.
 A. K a s t l e r, *Zeeman Centennial Conference*, Amsterdam, 1965, *Netherlands Physical Society*, стр. 73.
 C. C o h e n - T a n n o u d j i, A. K a s t l e r, *Progress in Optics*, North-Holland Publishing Co, vol. V, 1966, стр. 1.
 A. K a s t l e r, *Colloque Ampère*, Ljubljana, 1966, *North-Holland Publishing Co* (в печати).

НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ ЛИТЕРАТУРА

- A. L. B l o o m, *Sci. Amer.* **203** (4) 72 (1960).
 R. d e Z a f r a, *Amer. J. Phys.* **28**, 646 (1960).
 Т. К а р в е р, *УФН* **84**, 325 (1964).
 R. B e n u m o f, *Amer. J. Phys.* **33**, 151 (1965).
-