

## Применение методов когерентной оптики в ядерно-физических исследованиях

И. Н. Изосимов, Ю. В. Наумов

Научно-исследовательский институт физики ЛГУ, Ленинград

В обзоре рассмотрены вопросы, касающиеся применения лазеров с перестраиваемой частотой для получения поляризованных и когерентных ансамблей атомных ядер. Возможности и преимущества лазерной техники в этой области продемонстрированы на различных примерах.

The use of a tunable lasers to achieve nuclear polarization and coherence is discussed and illustrated with several examples. This technique can be used to obtain isomer shifts and nuclear moments and can lead to production of a polarized beams as well as polarized targets for special application.

### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в экспериментальных исследованиях свойств атомных ядер все более широкое распространение получают лазеры с перестраиваемой частотой (лазеры на красителях). В этих лазерах осуществляется плавная перестройка частоты генерируемого излучения во всем видимом диапазоне спектра. Лазеры характеризуются высоким энергетическим разрешением ( $\Delta E/E = 10^{-8} \div 10^{-9}$ ) и большой мощностью генерируемого излучения (до 1 Вт в непрерывном режиме и до  $10^5$  Вт в импульсе). Можно получать лазерное излучение с определенной поляризацией, причем степень круговой или линейной поляризации достигает практически 100 %. Такие свойства лазеров с перестраиваемой частотой открывают новые перспективы в исследовании структуры ядер, позволяют управлять направлением спинов ядер и создавать фазовую связь между ядерными подсостояниями. Оказывается реальным также изучать ядерные процессы, протекающие в экстремальных условиях сильного электромагнитного поля.

В настоящее время можно сформулировать по крайней мере четыре группы физических задач, которые могут решаться с помощью лазеров на красителе.

1. Определение среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер, спинов, магнитных и квадрупольных моментов основных и изомерных состояний атомных ядер. Метод основан на селективном возбуждении компонент сверхтонкой структуры лучом лазера с перестраиваемой частотой. Эффект регистрируется по флуоресценции

(оптическими методами) либо по анизотропии ядерного излучения. Метод позволяет работать с небольшими количествами вещества. Измерение сверхтонкой структуры и изотопического сдвига методами лазерной спектроскопии, по существу, есть прямое измерение формы и размера зарядового распределения в ядре. Эта особенность методов лазерной спектроскопии представляется весьма принципиальной, так как, в отличие от существующих в ядерной физике методов обработки результатов, не связана с модельными свойствами ядер и каналами распада радиоактивных нуклидов.

2. Ориентация ядер лазерным лучом. Получение когерентных ансамблей атомных ядер. Изучение распада таких систем. Исследование фундаментальных взаимодействий с помощью таких систем. Ядерные реакции на мишенях с когерентными свойствами. Определение магнитных и квадрупольных моментов основных и изомерных состояний ядер.

Метод основан на возбуждении ряда компонент сверхтонкой структуры поляризованным лазерным излучением, при этом возникают поляризация и когерентность в атомной оболочке. Поляризация ядра и ядерная когерентность получаются за счет сверхтонкого взаимодействия. Метод характеризуется высокой селективностью и возможностью измерить большие степени поляризации (до 100 %) и значительную когерентность (~11 %).

3. Поиск и регистрация редких событий: сверхтяжелые и сверхплотные ядра, двойной  $\beta$ -распад, нейтринные эксперименты и т. д. [1].

Метод основан на селективной ионизации атомов с изучаемыми ядрами и последующем изучении иона в ионных ловушках. По существующим оценкам лазерный метод регистрации редких событий может стать одним из самых чувствительных.

4. Ядро и ядерные реакции в поле сильного электромагнитного излучения. Можно надеяться на обнаружение новых, ранее не известных эффектов, поскольку экспериментально до сих пор мало изучалось поведение ядра в поле сильного электромагнитного излучения [2].

В обзоре изложены результаты исследований в области применения лазеров с перестраиваемой частотой для получения и изучения поляризованных и когерентных ансамблей атомных ядер. Показаны возможности и преимущества лазерной техники в этой области.

Оптические методы поляризации ядер и создания когерентных ансамблей ведут начало от ставших уже классическими работ Кастлера [3] и Ханле [4]. В последние годы широкое распространение получило применение методов лазерной спектроскопии высокого разрешения для исследования изотопических сдвигов и сверхтонкой структуры атомов с короткоживущими ядрами. Существенно реже в ядерной физике применяются методы когерентной оптики. Тем не менее разработка и развитие этих методов в настоящее время, когда доступны импульсные и непрерывные лазеры на красителях, обещают существенное расширение области применения оптических

методов в ядерной физике. В настоящем обзоре рассмотрены следующие вопросы:

1. Способы ориентации и выстраивания ядер с помощью лазерного излучения с детектированием по оптическому и ядерному излучениям.

2. Когерентные эффекты в электронной оболочке, исследование эффекта Ханле и пересечения уровней для атомов с радиоактивными ядрами и определение квадрупольных моментов ядер.

3. Получение когерентных ансамблей атомных ядер (а именно ансамблей, в которых ядерные подсостояния, отличающиеся магнитными квантовыми числами, оказываются связанными по фазе) и исследование эффектов ядерной когерентности в оптическом и ядерном излучениях.

Мы не будем детально рассматривать вопросы, связанные с широко применяемыми для исследования свойств короткоживущих ядер традиционными методами лазерной спектроскопии высокого разрешения. Этому посвящен ряд обзоров [5—7].

### ОРИЕНТАЦИЯ ЯДЕР ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ В ОСНОВНОМ АТОМНОМ СОСТОЯНИИ

Исследование распада ориентированных ядер позволяет получать разнообразную информацию как о характеристиках ядерных состояний, так и о свойствах фундаментальных ядерных взаимодействий [8]. Однако широкое применение таких методов наталкивается на существенные трудности и ограничения развитых в настоящее время способов ориентации ядер. Значительное расширение арсенала ядерно-физических исследований может быть достигнуто при разработке надежных оптических методов ориентации ядер.

Возможность ориентации ядер с помощью оптической накачки атомов циркулярно поляризованным светом отмечалась еще Кастлером [3], однако первые попытки использовать этот метод в ядерной физике относятся к середине 70-х годов. Более интенсивно проводились исследования ориентации электронной оболочки атомов с помощью циркулярно поляризованного света. Обзор работ, выполненных с целью выбора оптимальных условий для оптической накачки атомов, времен релаксации и т. д., содержится в [9]. Все эти работы выполнены с ламповыми источниками света. Некоторые особенности оптической накачки атомов с помощью лазерного излучения обсуждаются в [10, 17]. Естественно, что ориентация атомов и степень ориентации регистрировались также с помощью оптических методов или по отклонению поляризованных пучков атомов в неоднородных магнитных полях. В ядерной физике можно использовать тот факт, что вследствие существования сверхтонкого взаимодействия между ядром и электронной оболочкой при ориентации спинов

атомов возникает и ориентация спинов атомных ядер. Динамическая ориентация ядра в этом процессе происходит за счет преимущественного заселения одного из магнитных подуровней атома.

Первые работы по оптической ориентации радиоактивных ядер выполнены группой Оттена [11]. Принципиальной особенностью этих работ явилась регистрация ориентации ядер по анизотропии ядерного  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучения ( $\beta - \gamma = RADOP$ ). Эти работы можно разделить на две группы. Первая группа работ [12, 18] выполнена на изотопах ртути. Оптическая накачка проводилась с помощью ртутной лампы, сканирование длины волны света осуществлялось магнитным полем, пары ртути создавались при нагреве коллектора, на который высаживался пучок ионов после изотопного сепаратора. Применение подобной схемы для исследования других элементов связано с существенными трудностями из-за различий релаксационных эффектов и химической активности. Вторая группа работ [11, 13] относится к ориентации короткоживущих изотопов Na и K, которые образуются непосредственно в реакции с протонами или дейтронами на газовых мишенях Ne и Ar. В этом частном случае удастся избежать основной методической трудности при работе с радиоактивными изотопами: приготовления образца в кювете в нужном химическом состоянии с минимальным содержанием на стенках кюветы; однако практически невозможна работа с долгоживущими изотопами из-за малого выхода их в реакции.

Ориентация изотопов Na и K осуществлялась за счет спин-обменных столкновений с оптически ориентированными с помощью специальных ламп парами Rb. Проведенные в [11—13] ядерно-физические эксперименты имеют ряд недостатков.

1. Асимметрия ядерного излучения измерялась при сравнении отсчетов только при двух углах, поскольку использовались детекторы с большими телесными углами.

2. Работа с оптически ориентированными образцами продемонстрирована только в некоторых специальных случаях [11—13].

Основная трудность заключается в том, что еще при приготовлении образца значительная часть используемого вещества садится на стенки или образует различные химические соединения и создает фон, не позволяющий проводить измерения асимметрии ядерного излучения.

3. Оптическая накачка проводилась с помощью ламповых источников света, что существенно ограничивало возможности экспериментов.

В [14—16] описаны достаточно универсальная установка и метод ориентации как стабильных ядер  $^{23}\text{Na}$ , так и радиоактивных долгоживущих ядер  $^{22}\text{Na}$  и  $^{24}\text{Na}$  с помощью лазера на красителе. Ряд трудностей в приготовлении образцов преодолен с помощью импульсного лазерного испарения вещества. Степень ориентации ядер оценивалась по угловому распределению и поляризации флуоресценции от атомных переходов и  $\gamma$ -распада ядер.

Механизмы ориентации атомов и ядер при оптической накачке. Ориентация ядер в процессе оптической накачки происходит за счет преимущественного заселения определенных зеемановских подуровней в атоме. Существуют два механизма оптической накачки [9]: «населяющая» (*depopulating*) и «перенаселяющая» (*repopulating*). При насеяющей накачке происходит накопление атомов на тех зеемановских подуровнях, которые более слабо поглощают оптическое излучение; при перенаселяющей накачке преимущественно заселяются подуровни, на которые идут более интенсивные переходы из возбужденного состояния. В дальнейшем эти два вида накачки будем называть просто оптической накачкой, и там, где это необходимо, выделять тот или иной вид накачки.

Для ориентации ядер в процессе оптической накачки необходимо наличие сверхтонкого взаимодействия ядра с электронной оболочкой. Сверхтонкое взаимодействие ядра с электронной оболочкой приводит к появлению сверхтонкой структуры в спектрах атомных переходов. В основном атомном состоянии ориентация ядра может происходить в следующих трех случаях:

- 1) есть сверхтонкое взаимодействие в основном атомном состоянии;
- 2) есть сверхтонкое взаимодействие в возбужденном атомном состоянии;
- 3) есть сверхтонкое взаимодействие как в основном, так и в возбужденном атомных состояниях. Термин «есть сверхтонкое взаимодействие» означает выполнение следующих условий:

- 1) в возбужденном состоянии

$$\tau_{\text{стс}} \ll \tau_{\text{сп}}, \tau_{\text{стс}} \ll \tau_{\text{инд}};$$

- 2) в основном состоянии

$$\tau_{\text{стс}} \ll \tau_{\text{инд}},$$

где  $\tau_{\text{стс}} \sim h/\Delta E_{\text{стс}}$  — характерное время осцилляций в волновой функции атома, связанное с взаимодействием ядра с электронной оболочкой;  $\Delta E_{\text{стс}}$  — энергия сверхтонкого взаимодействия (сверхтонкое расщепление);  $\tau_{\text{сп}}$  — время спонтанного распада атомного уровня;  $\tau_{\text{инд}}$  — время индуцированного перехода, т. е. время, за которое происходит заселение атомного подуровня при оптическом возбуждении.

Если сверхтонкое взаимодействие отсутствует и в основном, и в возбужденном атомных состояниях, то ориентации ядра при оптической накачке не происходит.

При освещении паров вещества поляризованным лазерным излучением на частоте атомного перехода при условии  $\tau_{\text{инд}} \ll \tau_{\text{стс}}$  происходит возбуждение атомов в состояния тонкой структуры, которые за времена  $\tau_{\text{стс}}$  распадаются на уровни сверхтонкой структуры. Говорить о выделении сверхтонкого перехода и ориентации ядра непосредственно за время возбуждения атомного уровня можно

только в том случае, если масштаб времени  $t \geq \tau_{\text{стс}}$ . В настоящем обзоре мы рассматриваем процессы именно в таком временном интервале. В качестве примера приведем значения характерных времен и соответствующих им энергетических ширин для  $^{23}\text{Na}$ . Время жизни первых возбужденных атомных уровней  $P_{1/2}$  и  $P_{3/2}$  составляет  $\tau_{\text{сп}} \sim 1,6 \cdot 10^{-8}$  с, чему соответствует собственная ширина  $\Delta E = 9,76$  МГц. Сверхтонкое расщепление в  $P_{1/2}$ -состоянии составляет  $\Delta E = 190$  МГц, чему соответствует время  $\tau_{\text{стс}} \sim 8 \cdot 10^{-10}$  с, а в основном  $S_{1/2}$ -состоянии  $\Delta E_{\text{стс}} \sim 1,7$  ГГц, тогда  $\tau_{\text{стс}} \sim 9 \cdot 10^{-11}$  с. Таким образом, изучая оптическую накачку на  $D_1$ -линии (возбуждение  $P_{1/2}$ -состояния) в  $^{23}\text{Na}$  в масштабе времен  $t \geq 8 \cdot 10^{-10}$  с, можно пренебречь осцилляциями в волновой функции атома, обусловленными сверхтонким взаимодействием.

В процессе оптической накачки происходит ориентация как полного спина атома  $\mathbf{F}$ , так и спина ядра  $\mathbf{I}$ , где  $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$ ,  $\mathbf{J}$  — спин электронной оболочки. Ориентация спинов происходит в основном атомном состоянии. Все элементы, для которых возможна ориентация спина ядра при оптической накачке, подразделяются на два класса:

- 1) элементы, у которых есть сверхтонкое расщепление в основном атомном состоянии;
- 2) элементы, у которых сверхтонкое расщепление в основном состоянии отсутствует.

Во втором случае существенно, чтобы ориентация ядра возникла в возбужденном атомном состоянии, т. е. после поглощения поляризованного лазерного излучения, а это, в свою очередь, накладывает ряд дополнительных требований к эксперименту, которые сводятся к подавлению процессов релаксации в возбужденном атомном состоянии.

Существует также ряд общих требований как к классу 1), так и 2). С помощью оптической накачки ориентируются вещества в газообразном состоянии и имеющие  $S$ -конфигурацию электронной оболочки, так как в противном случае процессы релаксации, как правило, настолько сильны, что эффекты ориентации становятся экспериментально не наблюдаемыми [18]. Кроме того, необходимо создать условия, в которых нахождение атома на стенках кюветы не дает заметного вклада в наблюдаемый эффект. Это, в свою очередь, снижает количество ядер, которые можно подвергнуть ориентации [16].

В настоящее время получена ориентация ядер щелочных элементов в атомарном состоянии и ряда ионов других элементов, имеющих сходную электронную конфигурацию (класс 1) [9, 11, 13]. Для класса 2) получена ориентация ядер гелия, кадмия, бария, иттербия, америция, лютеция [9, 12, 19, 20]. Кроме того, получена поляризация в метастабильных состояниях ряда благородных газов, в свинце и таллии [9].

**Физические процессы при ориентации щелочных элементов.** Рассмотрим процесс ориентации ядер при оптической накачке на при-

мере щелочных атомов. Механизм оптической накачки для атомов щелочных элементов и ряда ионов с электронной конфигурацией основного состояния  $S_{1/2}$  — один и тот же, хотя в каждом конкретном случае существуют специфические технические трудности в его осуществлении [9].

Схема уровней атомов щелочных элементов приведена на рис. 1. В дальнейшем будем пользоваться следующими обозначениями:

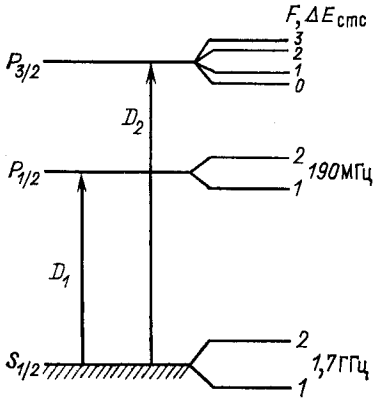


Рис. 1. Схема уровней атома  $^{23}\text{Na}$ ,  $I = 3/2$

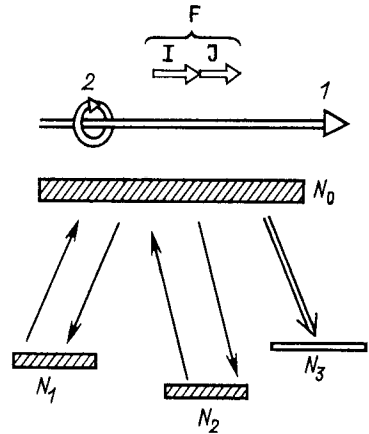


Рис. 2. Группы состояний атомов щелочных элементов, участвующие в процессе оптической накачки: 1 — луч лазера; 2 — направление поляризации лазерного излучения

$\mathbf{F}$  — полный спин атома,  $\mathbf{I}$  — спин ядра,  $\mathbf{J}$  — спин электронной оболочки,  $\mathbf{S}$  — спин фотона,  $m_j$  — проекция спина  $\mathbf{j}$  на направление лазерного излучения. Перенаселяющая и населяющая накачки одинаково эффективны для атомов щелочных элементов. Операторы поглощения фотонов для  $D_1$ - и  $D_2$ -линий имеют вид [9]:

$$\delta \hat{\Gamma}_1 = R_1 (1 - 2\mathbf{J}\mathbf{S}_1); \quad \delta \hat{\Gamma}_2 = R_2 (1 + \mathbf{J}\mathbf{S}_2), \quad (1)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — средние скорости поглощения на каждой из линий;  $\mathbf{S}_1$  и  $\mathbf{S}_2$  — спины фотонов, вызывающих возбуждение  $P_{1/2}$  ( $D_1$ -линия) и  $P_{3/2}$  ( $D_2$ -линия) атомных уровней. Оператор поглощения для света, в котором присутствуют обе  $D$ -компоненты, имеет вид

$$\delta \hat{\Gamma} = (R_1 + R_2) - (2R_1\mathbf{S}_1 - R_2\mathbf{S}_2) \mathbf{J}. \quad (2)$$

Когда в облучающем свете  $D_1$ - и  $D_2$ -компоненты поляризованы одинаково, т. е.  $\mathbf{S}_1 = \mathbf{S}_2$  и их интенсивности примерно равны (в этом случае  $2R_1 \approx R_2$  [9]), то поляризации атома и ядра, как это видно из (2), не возникает. Это утверждение является следствием более общего правила сумм [9], из которого следует, что если при возбуж-

дении неполяризованного атома переходы с  $S$ -состояния электронной оболочки идут с одинаковой интенсивностью на все компоненты мультиплета тонкой структуры, то заселение зеемановских компонент  $S$ -состояния после спонтанного распада будет равномерным. Таким образом, для достижения неравномерного заселения зеемановских подуровней в  $S$ -состоянии необходимо подбирать спектральный состав облучающего света таким образом, чтобы переходы в мультиплете возбуждались с разной вероятностью. Используя обе  $D$ -линии, можно получать значительную степень ориентации атома и ядра только в том случае, если спины  $S_1$  и  $S_2$  антипараллельны. Часто используют только одну  $D$ -линию, что также позволяет получать значительную степень ориентации.

Для щелочных элементов спин электронной оболочки в основном  $S_{1/2}$ -состоянии  $J = 1/2$ . Полный спин атома  $F$  принимает два значения  $I \pm 1/2$ . Циркулярно поляризованный фотон  $\sigma^+$  обладает проекцией момента, равной  $+1$ . Резонансное поглощение атомами таких фотонов будет происходить согласно правилам отбора по полному моменту  $\Delta F = 0, \pm 1$  и по проекции  $\Delta m_F = +1$ . При многократном поглощении  $\sigma^+$ -фотонов и последующем распаде происходит накопление атомов в основном состоянии на магнитном подуровне с максимальным значением проекции полного момента  $F$  на направление лазерного луча, т. е. ориентация спина атома и ядра. На рис. 2 изображены группы состояний, участвующие в процессе оптической накачки. Здесь  $N_1$  — подуровни дублета основного состояния с  $F = I - 1/2$ ,  $N_2$  — то же для  $F = I + 1/2$ , кроме подуровня с максимальной проекцией  $m_F = I + 1/2$ , который обозначен  $N_3$ ;  $N_0$  — состояния дублета возбужденного уровня  $P_{1/2}$  с  $F = I \pm 1/2$ . По правилам отбора поглощение происходит из групп уровней  $N_1$  и  $N_2$ , но не из  $N_3$ . Распад же происходит как в  $N_1$ -и  $N_2$ , так и в  $N_3$ -состояния. При многократных возбуждениях и распадах атомы накапливаются в состоянии  $N_3$ , т. е. ориентируются. Это означает, что ориентируются и ядерные спины, поскольку в состоянии  $N_3$  направление спина ядра совпадает с направлением спина атома. Время, за которое происходит значительная (до 100 %) степень ориентации атомов и ядер, зависит от мощности возбуждающего излучения, вероятностей переходов между интересующими нас состояниями, связано с временем жизни возбуждаемого атомного уровня и ограничивается последним.

С помощью нелазерных источников света удавалось обеспечить время ориентации атомов и ядер в лучшем случае за  $10^{-2} - 10^{-3}$  с, при этом частота накачивающего света оставалась фиксированной или могла изменяться лишь в небольших пределах. Спектральное разрешение было невысоким, что затрудняло измерение сверхтонкого расщепления в атоме, а значит, и определение квадрупольных и магнитных моментов ядер. Лазеры на красителях, работающие как в непрерывном, так и в импульсном режиме, позволяют осуществлять возбуждение атомного перехода за время гораздо меньшее, чем



время жизни возбужденного атомного состояния (около  $10^{-8}$  с), т. е. быстрое действие ориентации ядер при оптической накачке теперь уже ограничивается лишь временем жизни возбужденного атомного состояния. Перестройка длины волны лазерного излучения может осуществляться в довольно широких пределах, а это, в свою очередь, позволяет проводить эксперименты со многими элементами, возбуждая различные атомные переходы. Высокая моноэнергетичность лазерного излучения, достигающая нескольких мегагерц, позволяет проводить накачку на различных компонентах сверхтонкой структуры атома и с высокой точностью определять квадрупольный и магнитный моменты ядер.

Для ориентации ядер можно использовать как импульсные, так и непрерывные лазеры на красителях. На импульсных лазерах в настоящее время получены более высокие мощности (в импульсе) лазерного излучения, что позволяет возбуждать атомные переходы за более короткие времена по сравнению с лазерами, работающими в непрерывном режиме. С источниками поляризованного излучения накачки непрерывного действия получают предельно возможные степени поляризации (достигающие 100 %). При использовании импульсных лазеров можно работать с ансамблями атомов и ядер, в которых произошла ориентация после одного, двух и т. д. циклов возбуждения атомного перехода и спонтанного распада в основное состояние. Следует отметить, что процессу ориентации ядер с помощью импульсного лазерного излучения, а в особенности излучения большой мощности, посвящено довольно небольшое число работ [14, 22, 23], в которых рассмотрены далеко не все возможности этого метода.

Высокая интенсивность лазерного излучения (до  $10^{28}$  фотон/с в импульсе) и большое сечение резонансного возбуждения атомного перехода ( $10^{-10}$  см<sup>2</sup>) позволяют, в принципе, осуществлять ориентацию ядер при плотностях излучения до  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Лазерное излучение с полушириной линии генерации  $\Delta\nu_{\text{л}}$  (рис. 3) состоит из мод [24], находящихся на расстоянии  $\Delta\nu_{\text{м}}$ :

$$\Delta\nu_{\text{м}} = c/2L, \quad (3)$$

где  $L$  — длина резонатора лазера;  $c$  — скорость света. Полуширина моды  $\Delta\nu_{\text{шм}}$  обычно изменяется от нескольких мегагерц до нескольких десятков мегагерц. В кювете доплеровская ширина контура линии поглощения и испускания  $\Delta\nu_{\text{Д}}$  составляет около 2 ГГц. Собственная ширина резонанса, соответствующая времени жизни возбужденного состояния  $10^{-8}$  с,  $\Delta\nu_{\text{ж}} \sim 10$  МГц. Полевое уширение  $\Delta\nu_{\text{п}}$  [25] при мощности лазерного излучения, соответствующей границе насыщения атомного перехода, обычно составляет около 10 МГц. Доля атомов  $N$ , попадающих в резонанс с лазерным излучением при  $\Delta\nu_{\text{м}} \gg \Delta\nu_{\text{Д}}$ , составляет:

$$N \approx \sqrt{\Delta\nu_{\text{п}}^2 + \Delta\nu_{\text{ж}} + \Delta\nu_{\text{шм}}^2} / \Delta\nu_{\text{м}}. \quad (4)$$

Типичные значения ширин  $\Delta\nu_{\text{м}} \sim 150$  МГц,  $\Delta\nu_{\text{п}} \gtrsim 10$  МГц,  $\Delta\nu_{\text{ж}} \sim$

$\sim 10$  МГц,  $\Delta\nu_{\text{ШМ}} \sim 30$  МГц. Подставив эти значения в (4), получим, что  $N \sim 24$  %. Поскольку положение мод меняется со временем, граница для  $N$  может быть увеличена. Таким образом, используя лазерное излучение для оптической накачки при условии  $\Delta\nu_{\text{Л}} \gg \gg \Delta\nu_{\text{Д}}$ , не принимая специальных мер [26], можно получить степень ориентации около 24 %.

Время дезориентации определяется, главным образом, взаимодействием возбужденных атомов между собой, с посторонними атомами и столкновениями со стенками кюветы. Оно достаточно велико

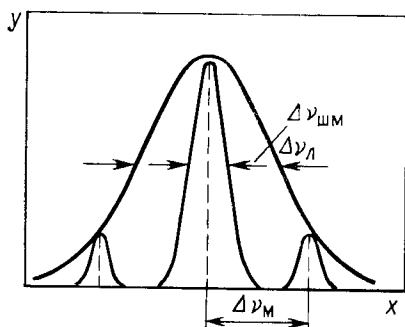


Рис. 3. Структура излучения, генерируемого многомодовым лазером (по оси  $x$  — частота генерируемого излучения, по оси  $y$  — интенсивность излучения)

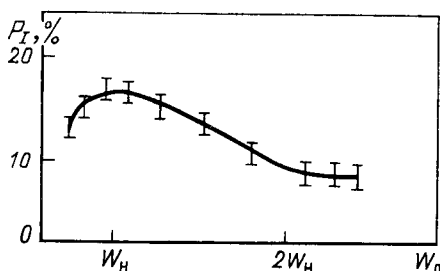


Рис. 4. Зависимость степени ориентации ядер Na от мощности лазерного излучения ( $W_{\text{Л}}$  — мощность лазерного излучения;  $W_{\text{Н}}$  — мощность лазера на границе насыщения атомного перехода)

в случае атомных пучков или паров для атомов, имеющих  $S$ -конфигурацию электронной оболочки, а также в атмосфере инертных газов и составляет от  $10^{-2}$  с до нескольких секунд [9]. Характерные значения сечений дезориентации приведены в таблице. В случае твердых тел время дезориентации оказывается, как правило, очень малым ( $10^{-10}$  с), и это приводит к большим трудностям в создании твердых мишеней ориентированных ядер с помощью лазерного излучения.

Процесс ориентации ядер можно изучать, измеряя анизотропию и поляризацию ядерного излучения или обеспечивая выполнение ряда экспериментальных условий, измеряя угловое распределение и поляризацию оптического излучения. Методы анализа процесса оптической накачки по оптическому излучению рассмотрены в [9, 28].

Для ориентации атомов и ядер обычно применялись непрерывные источники света. Новые возможности в этом направлении открылись в экспериментах с импульсным лазером на красителе. Так, в [16] при использовании импульсного лазера на красителе удалось экспериментально показать, что уже за один цикл поглощения поляризованных квантов и спонтанного распада в основное состояние удается получить значительную степень ядерной поляризации (10—20 %

Таблица некоторых характерных значений параметров релаксации для поляризованных атомов

Механизм релаксации	Потенциал	Явление	Сечение, см <sup>2</sup>
Диполь-дипольные взаимодействия	$(D_A D_B - 3 D_A R_{AB} \times R_{AB} D_B) R^{-3}$	Уширение оптических линий, деполаризация в возбужденном состоянии	$10^{-13} - 10^{-15}$
Спиновый обмен между электронами	$V(R_{AB}) J_A J_B$	Приближение спиновой температуры к равновесию сохраняет полный спин	$10^{-14}$
Спин-орбитальное взаимодействие	$V(R) L J$	Дезориентация атомов в <i>S</i> -состоянии при столкновениях со стенкой или буферным газом	$10^{-19} - 10^{-26}$
Спин-ядерное взаимодействие	$J F(R) I$	Дезориентация атомов в <i>S</i> -состоянии при столкновениях со стенкой и буферным газом, поляризация ядер при спин-обменных столкновениях	$10^{-24}$
Ядерное квадрупольное взаимодействие	$-\frac{1}{6} \nabla E Q_0$	Релаксация спинов диамагнитных атомов при столкновениях со стенкой	Зависит от градиента электрического поля возле стенки, времени нахождения на стенке квадрупольного момента ядра

Обозначения:  $J$  — спин электрона;  $R_{AB}$  — вектор, соединяющий два атома;  $D_i$  — дипольный момент  $i$ -го атома;  $I$  — спин ядра;  $F(R)$ ,  $V(R_{AB})$  — радиальная зависимость потенциала взаимодействия;  $\nabla E$  — градиент электрического поля;  $L$  — орбитальный момент.

в случае  $^{23}\text{Na}$ ), при этом время ориентации составляло  $\tau_{\text{ор}} \sim 3 \cdot 10^{-8}$  с. В этой же работе изучалось влияние ряда внешних условий на степень ориентации ядра. Зависимость степени ориентации ядер  $^{23}\text{Na}$  от мощности лазерного излучения приведена на рис. 4. Наибольшая степень ориентации наблюдалась тогда, когда мощность лазерного излучения соответствовала границе насыщения атомного перехода. При увеличении мощности лазерного излучения наблюдалось умень-

шение степени ориентации ядра. Уменьшение степени ориентации при этом объясняется следующим образом: поскольку длительность лазерного импульса составляла  $10^{-8}$  с, а время жизни возбуждаемого атомного уровня ( $P_{1/2}$ ) составляет  $\sim 1,6 \cdot 10^{-8}$  с, то в оптимальном случае к моменту окончания лазерного импульса в возбужденном состоянии находится максимальное число атомов Na, которые затем испытывают спонтанный распад.

Для устранения влияния посторонних магнитных полей на ориентацию атома и ядра производится либо их компенсация, либо прикладывают более сильное магнитное поле в нужном направлении,

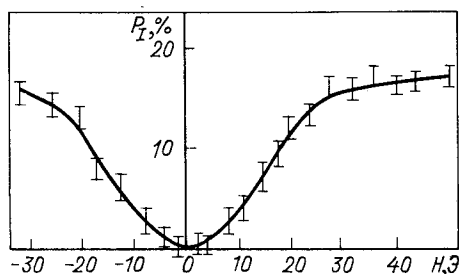


Рис. 5. Зависимость степени ориентации ядра  $P$  от внешнего магнитного поля  $H$

так, что атомы начинают прецессировать вокруг суммарного магнитного поля без разрушения ориентации. Так, в работе [14] для устранения влияния слабых (до 1 Э) магнитных полей прикладывалось более сильное магнитное поле (до 100 Э), направленное по оси распространения лазерного излучения. Измерялась зависимость степени ориентации ядра  $P_I = \langle I_z \rangle / I$  от прикладываемого внешнего магнитного поля. При нулевом значении прикладываемого поля не наблюдалось сигнала ориентации  $P_I = 0$  (рис. 5). Это объясняется тем, что атом прецессирует вокруг магнитного поля Земли, которое направлено перпендикулярно оси распространения лазерного излучения. По мере роста внешнего магнитного поля наблюдался рост степени ориентации  $P_I$ .

**Ориентация долгоживущих изотопов в кювете.** При получении и исследовании с помощью лазера на красителе ориентированных ядер радиоактивных элементов различают два момента: долго- и короткоживущие ядра. Это связано с тем, что для долгоживущих ядер существенную роль начинают играть стенки кюветы и процессы релаксации на них. В [14, 16] изучена ориентация долгоживущих ядер  $^{22}\text{Na}$  и  $^{24}\text{Na}$  в кювете с помощью импульсного лазерного излучения. Задача сводилась к следующему:

1. Получить пары нейтральных атомов Na при незначительной примеси изотопов Na в виде различных химических соединений, поскольку последние не участвуют в процессе оптической накачки.

2. Кювета не должна нагреваться выше  $250^\circ\text{C}$ , так как при этом минимальны эффекты дезориентации на стенках.

3. Использовать материалы, обладающие низким сечением дезориентации, прозрачные для оптического излучения и обеспечивающие достаточно высокий вакуум в кювете ( $10^{-4}$  Па).

4. В экспериментальной установке должны быть созданы условия, приводящие к минимальному вкладу эффектов деполяризации. Кроме того, количество атомов, используемых для ориентации, не должно превышать  $\rho_p V$ , где  $\rho_p$  — равновесная плотность атомов при заданной температуре стенок кюветы, а  $V$  — объем кюветы. В противном случае значительная часть атомов будет находиться на стенках и давать фон. Неудачные попытки получать ориентированные ядра долгоживущих нуклидов в ряде работ [17] связаны, по нашему мнению, с тем, что авторы этих работ пытались ориентировать большое число атомов.

При температуре стенок кюветы  $t = 200$  °С и объеме  $V = 1$  см<sup>3</sup> число атомов должно быть ограничено (в случае Na)  $N \leq 10^{13}$ , что соответствует активности около 5 мкКи для <sup>22</sup>Na. В [14, 16] трудности приготовления образцов исследуемых веществ были преодолены с помощью импульсного лазерного испарения и разложения в вакууме различных химических соединений. Остановимся несколько подробнее на этом вопросе.

В настоящее время с помощью лазерного излучения исследуются радиоактивные ядра, входящие в состав нейтральных атомов или ионов [7]. В большинстве случаев для экспериментов требуются нейтральные атомы. Обычно ионы исследуемых веществ, полученных в результате ядерных реакций, транспортируются в зону взаимодействия с лазерным излучением, перед которой они тормозятся в различного рода фольгах, и затем, при нагреве последней, происходит испарение исследуемых веществ в виде нейтральных атомов [6]. При работе с элементами, обладающими малым потенциалом ионизации, поверхность фольги необходимо покрывать материалом с низкой работой выхода (например, иттрием). Рассмотрим типичную схему получения нейтральных атомов после масс-сепарации продуктов ядерных реакций [30] при исследовании короткоживущих ядер Na. Ионы Na, ускоренные до энергии около 60 кэВ, термализовались на танталовой фольге с иттриевым покрытием, нагретой до температуры 1200 °С, нейтрализовались и поступали в зону взаимодействия с лазерным излучением. Происходила нейтрализация 80 % ионов за время ~150 мс. Основными недостатками такой системы при получении ориентированных ядер долгоживущих изотопов Na являются необходимость нагрева фольги до высоких температур и использование материалов с высоким сечением дезориентации, что предполагает работу только с атомными пучками.

В то же время известно, что при облучении исследуемого образца излучением первой гармоники ( $\lambda = 1060$  нм) АИГ: Nd<sup>+</sup>-лазера, работающего в режиме модулированной добротности, происходит процесс испарения вещества в виде нейтральных атомов и ионов [31]. В [32] отмечается, что при подобном разложении солей до 70 %

испарившегося вещества может находиться в виде нейтральных атомов, а оставшиеся 30 % в виде ионов, причем процесс испарения длится несколько сот наносекунд. Подобный режим испарения, с целью получения нейтральных атомов для их дальнейшего исследования с помощью лазерного излучения, был экспериментально изучен в [33] на установке, схема которой приведена на рис. 6.

Исследуемое вещество (NaCl) высаживалось на цинковую пластину. Инфракрасное излучение АИГ: Nd<sup>+</sup>-лазера фокусировалось

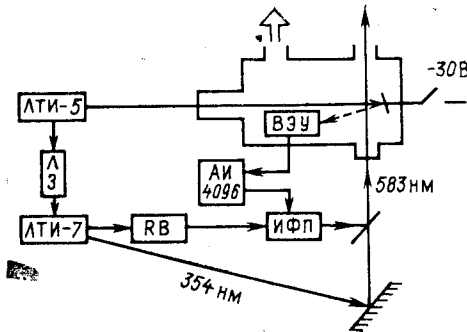


Рис. 6. Схема экспериментальной установки, предназначенной для исследования процесса импульсного испарения и разложения вещества

с помощью линзы на образец в пятно диаметром 1 мм. Плотность энергии падающего излучения составляла 0,1 Дж/см<sup>2</sup>. Длительность лазерного импульса равнялась 10<sup>-8</sup> с. Лазер на красителе накачивался второй гармоникой ( $\lambda = 532$  нм) другого АИГ: Nd<sup>+</sup>-лазера,

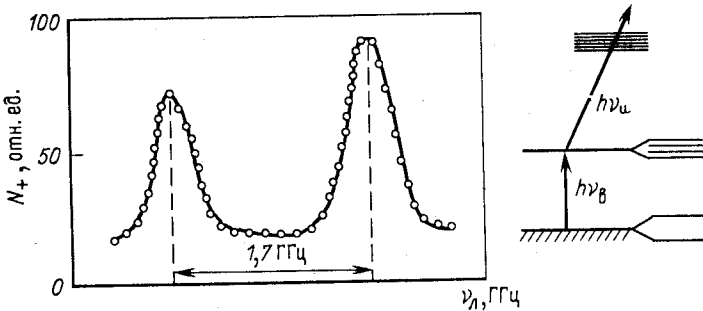


Рис. 7. Спектр сверхтонкого расщепления D<sub>2</sub>-линии <sup>23</sup>Na, полученный с помощью лазерного атомизатора [67], N<sub>+</sub> — количество отсчетов ВЭУ при сканировании частоты  $\nu_l$

третья гармоника которого ( $\lambda = 353$  нм) служила для ионизации возбуждаемых нейтральных атомов, которые получают в результате лазерного испарения и разложения исследуемого вещества. Лазер на красителе настроен на частоту перехода S<sub>1/2</sub> → P<sub>1/2</sub> в натрии. Ширина линии генерации лазера  $\Delta\nu \sim 20$  ГГц. Использовались два интерферометра Фабри — Перо, один из которых помещался внутри

лазера на красителе и сужал линию генерации до 1 ГГц, другой, помещенный вне резонатора в барокамеру, сужал линию генерации до 200 МГц и осуществлял перестройку длины волны лазерного излучения в пределах 6 ГГц. Ионы, образованные в результате резонансного поглощения лазерного излучения и последующей ионизации (рис. 6, 7), регистрируются вторичным электронным умножителем (ВЭУ-6). Зависимость тока ионов от частоты лазерного излучения определяется структурой уровней атомов  $^{23}\text{Na}$ . На рис. 7 приведен спектр сверхтонкого расщепления на  $D_2$ -линии  $^{23}\text{Na}$ , полученный таким методом. Экспериментальное отношение сигнала к шуму составило 3:1, это говорит о том, что около 67 % испарившегося вещества находится в атомарном состоянии. При подаче на подложку с образцом запирающего потенциала —30 В отношение сигнала к шуму улучшилось до 10:1, это говорит о том, что 33 % испарившегося вещества образуется в виде ионов.

**Процессы релаксации ориентации в кювете.** Рассмотрим ряд вопросов, касающихся процессов релаксации ориентации в кювете. При малых давлениях остаточного газа, когда длина свободного пробега атомов больше размеров кюветы, основной вклад в релаксацию ориентации вносят процессы на стенках. Однако важен тот факт, что для атомов, ориентированных в кювете, возможны многие сотни столкновений с молекулами буферных газов или стенкой без потери ориентации [34]. Это справедливо лишь для атомов, у которых электронная оболочка находится в  $S$ -состоянии, поскольку сферическое распределение заряда в атоме предохраняет спины от эффектов дезориентации при столкновениях.

Сечение дезориентации спинов ядер при столкновениях со стенками кюветы составляет  $10^{-19} - 10^{-26}$  см<sup>2</sup> и зависит от материала стенок [9]. Так, например, для стекла, кварца количество столкновений без потери ориентации составляет  $10^2 - 10^3$ , для парафинового покрытия  $10^3 - 10^4$ , для специальных покрытий  $10^4 - 10^5$  [8, 9, 13, 34] (см. также таблицу). В ряде случаев дезориентация спинов происходит за гораздо большее число столкновений. Для релаксации ориентации спинов атомов цезия и рубидия требуется  $10^6 - 10^9$  столкновений их друг с другом. В [36] впервые было показано, что атомы щелочных металлов могут ориентироваться с помощью оптического излучения в откачанном объеме, если стеклянные стенки камеры покрыты материалами с малым сечением дезориентации. Время релаксации было порядка секунды. Было обнаружено, что парафины и различные органические соединения особенно эффективны при оптической накачке атомов щелочных металлов. Было показано также, что скорость релаксации ниже для парафиновых покрытий, содержащих дейтерий. Этот факт указывает на то, что магнитные поля ядер, находящихся на стенках кюветы, играют заметную роль в релаксационных процессах, поскольку магнитный момент дейтерия примерно в 3 раза меньше, чем магнитный момент протона. Однако весь процесс релаксации ориентации спинов атомов нельзя связать

только с магнитными полями атомов и ядер, находящихся на стенках кюветы. Значительную роль могут играть и другие процессы. Так, в [37] показано, что поляризация компонент сверхтонкой структуры  $\langle JI \rangle$  релаксирует с одинаковой скоростью как для  $^{85}\text{Rb}$  ( $\mu = 1,353$ ), так и для  $^{87}\text{Rb}$  ( $\mu = 2,751$ ) на дейтериевых покрытиях, но слегка отличается для водородных покрытий. Это объясняется тем, что для дейтериевых покрытий, где мала скорость релаксации в магнитных полях стенок, основной вклад в релаксацию  $\langle JI \rangle$  дает спин-орбитальное взаимодействие с атомами стенок. Для стенок с водородным покрытием заметный вклад в скорость релаксации дает взаимодействие с магнитными полями стенок кюветы и, поскольку магнитные моменты ядер  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$  различны, наблюдается различие в скоростях релаксации. Сечение дезориентации сильно зависит от температуры стенок и при увеличении последней, как правило, растет [38]. Заметим, что в литературе обычно приводят данные о сечениях дезориентации спинов электронной оболочки или атома, но не ядра. Спин ядра, как правило, релаксирует значительно медленнее, чем спин электронной оболочки.

Механизм процесса дезориентации сильно зависит от соотношения времен взаимодействия с деполяризующими полями при столкновениях и характерных времен:

- 1) времени сверхтонкого взаимодействия  $\tau_{\text{стс}} \sim 10^{-10}$  с;
- 2) времени тонкого (спин-орбитального) взаимодействия  $\tau_T \sim 10^{-13}$  с;
- 3) времени столкновений  $\tau_c \sim 10^{-12}$  с [9].

Поскольку  $\tau_{\text{стс}} \gg \tau_c$ , а  $\tau_T \ll \tau_c$ , сверхтонкое взаимодействие не чувствует столь быстрого возмущения, в то время как тонкое взаимодействие успевает привести систему в равновесие. Поэтому при столкновениях, длящихся меньше чем  $\tau_{\text{стс}}$ , спин ядра заметно не изменит своего направления, в то время как спин электронной оболочки может полностью дезориентироваться. Инертность спина ядра при столкновениях атомов щелочных металлов экспериментально установлена в [39]. Экспериментальное значение сечения дезориентации спинов ядер при столкновениях со стенками (кварц, специальные покрытия) составляет  $\sigma \sim 10^{-22} \div 10^{-26}$  см<sup>2</sup> [9]. Такой же порядок имеет сечение поляризации ядер щелочных металлов при спин-обменных столкновениях атомов друг с другом:  $\sigma \sim 10^{-24}$  см<sup>2</sup>. Основной вклад в деполяризацию электронной оболочки вносят спин-обменные столкновения с посторонними примесями ( $\sigma \sim 10^{-14}$  см<sup>2</sup>), например с остаточными молекулами воздуха. При спин-обменных столкновениях ориентация спина электронной оболочки, вообще говоря, не исчезает, а передается атомами друг другу. Сечение дезориентации спинов электронной оболочки при столкновении атомов щелочных металлов друг с другом составляет  $\sigma \sim 10^{-17}$  см<sup>2</sup> [40]. При откачке кюветы до давлений  $10^{-4}$  Па и очистке ее от химически активных элементов эти факторы деполяризации практически полностью устраняются. Основной вклад в этом случае в релаксацию



спинов ядер вносят процессы на стенках кюветы. Релаксация определяется временем нахождения атома на стенке кюветы, локальным магнитным полем, градиентом электрических полей, ядерным квадрупольным и магнитным моментами. Среднее время нахождения атома на стенке кюветы составляет [9]:

$$\tau_c = \tau_0 \exp(E_a/kT), \quad (5)$$

где  $E_a \sim 0,4$  эВ — энергия отрыва атома от стенки (для кварца);  $T$  — температура стенки;  $\tau_0 \sim 10^{-12}$  с — период колебаний атомов вокруг положения равновесия при взаимодействии со стенкой.

При  $T = 473$  К и  $\tau_c = 10^{-11}$  с, т. е. меньше времени сверхтонкого взаимодействия ( $\tau_{с\tauс} \sim 10^{-10}$  с), это, в свою очередь, означает, что при столкновениях со стенкой дезориентируется в основном электронная оболочка.

Для исследования процесса ориентации ядер Na при оптической накачке в кювете наиболее оптимальными являются температуры нагрева стенок  $t \sim 150 \div 200$  °С. Поскольку при уменьшении температуры увеличивается время нахождения атома на стенке, а значит, и вероятность дезориентации, а при увеличении температуры возрастает химическая активность стенок, что также разрушает ориентацию, необходимо подбирать оптимальный температурный режим.

Среднее время пролета атомов Na от стенки к стенке в [14] составляло  $\tau_{пр} \sim 3 \cdot 10^{-5}$  с, т. е. много больше времени нахождения атома на стенке. Поэтому все предыдущие рассуждения верны только в случае, когда число атомов в кювете  $N$  удовлетворяет условию:

$$N \ll \rho_p V, \quad (6)$$

где  $\rho_p$  — плотность насыщенных паров Na при заданной температуре стенок;  $V$  — объем кюветы. В противном случае большинство атомов будет находиться на стенках кюветы и не участвовать в процессе ориентации. Поэтому желательно работать с безотносительными источниками с минимальным содержанием стабильных изотопов исследуемых элементов.

**Исследования с оптически ориентированными изотопами.** Для получения ориентированных ядер Na оптически прозрачный слой паров Na возбуждался циркулярно поляризованным светом с длиной волны  $\lambda = 589,6$  нм ( $D_1$ -переход). Ширина линии облучения составляла 20 ГГц, что обеспечивает перекрытие изотопических сдвигов  $^{22}\text{Na}$  (—757 МГц),  $^{24}\text{Na}$  (706 МГц) и  $^{23}\text{Na}$ , сверхтонкого расщепления, доплеровского уширения, а также отстройку от  $D_2$ -перехода (480 ГГц). Мощность лазерного излучения подбиралась таким образом, чтобы обеспечить режим насыщения атомного перехода, т. е. за время действия лазерного импульса все атомы, попавшие в зону засветки, испытали бы резонансное возбуждение. При последующем распаде около 8 % атомов  $^{22}\text{Na}$  и 6 % атомов  $^{24}\text{Na}$  перейдут на  $S_{1/2}$ -уровень с максимальной проекцией полного момента.

При работе с радиоактивными изотопами измерялось угловое распределение  $\gamma$ -излучения распада ориентированных ядер. При работе со стабильными изотопами изучались сигналы флуоресценции, регистрация производилась двумя ФЭУ, перед которыми устанавливались вращающиеся поляризаторы и пластинки  $\lambda/4$ . При измерении  $\gamma$ -анизо-

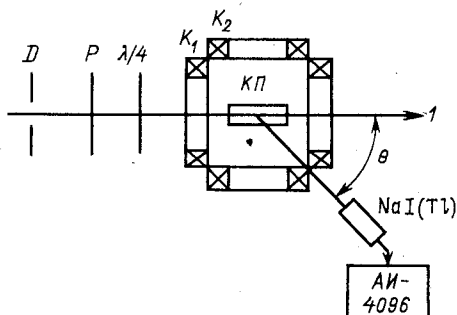


Рис. 8. Схема экспериментальной установки, предназначенной для измерения углового распределения  $\gamma$ -излучения ядер, ориентированных с помощью лазера на кристаллителе:

1 — луч лазера; D — диафрагма; P — поляризатор;  $\lambda/4$ -пластинка в четверть длины волны; K — катушки Гельмгольца; КП — кювета с парамагнетиком

тропии для одного и того же положения детектора за одинаковый промежуток времени измерялось четыре  $\gamma$ -спектра (рис. 8).

1. Спектр  $\gamma$ -излучения при наличии лазерного луча и магнитного поля, приложенного по направлению распространения лазерного луча  $N(\theta, \sigma^+, H^+)$ .

2. Спектр  $\gamma$ -излучения без лазерного луча (закрывалась диафрагма D) и том же значении магнитного поля  $N(\theta, 0, H^+)$ .

3. Спектр  $\gamma$ -излучения при наличии лазерного луча и магнитного поля, направленного против луча  $N(\theta, \sigma^-, H^-)$ .

4. Спектр  $\gamma$ -излучения без лазерного луча  $N(\theta, 0, H^-)$ .

Подобная методика позволяет исключить поправки на изменение телесного угла и эффективности регистрации  $\gamma$ -излучения, а также поправки для учета влияния магнитного поля на ФЭУ. Кроме того, был проделан ряд контрольных опытов, в которых заведомо не должно наблюдаться ориентации как ядер  $^{22}\text{Na}$  и  $^{24}\text{Na}$ , так и  $^{23}\text{Na}$ . Это измерение углового распределения  $\gamma$ -излучения при значениях частоты лазерного излучения, отстроенной от резонанса, измерения углового распределения  $\gamma$  излучения и флуоресценции в нескомпенсированных магнитных полях, измерение углового распределения  $\gamma$ -излучения без импульсного разложения солей Na.

Отношения

$$W^\pm(\theta) = \frac{N(\theta, \sigma^\pm, H^\pm)}{N(\theta, 0, H^\pm)} \quad (7)$$

дают угловое распределение  $\gamma$ -излучения в чистом виде. Удалось получить степень ориентации  $\sim 12\%$  для  $^{22}\text{Na}$  и  $\sim 8\%$  для  $^{24}\text{Na}$ .

В аннигиляционном излучении при  $\beta^+$ -распаде ориентированных ядер проявляются эффекты, связанные с несохранением четности в слабых взаимодействиях [41]. При распаде неориентированных ядер

позитронное излучение изотропно, и отношение (7) для аннигиляционного излучения должно быть равно единице для всех углов  $\theta$ . Это свидетельствует о правильности проведения эксперимента. Данное утверждение подтверждается измерениями в нулевом магнитном поле.

При  $\beta^+$ -распаде ориентированных ядер, вследствие несохранения четности, наблюдается асимметрия испускания  $\beta^+$ -частиц. Угловое распределение  $\beta^+$ -частиц в модели с  $V-A$ -взаимодействием имеет вид

$$W(\theta) = 1 + P_I a \frac{\langle v \rangle}{c} \cos \theta, \quad (8)$$

где  $a = 1$  для  $\beta^+$ -распада с  $\Delta I = 1$ ;  $\langle v \rangle$  — средняя скорость  $\beta^+$ -частиц;  $\langle v \rangle/c \approx 0,6$  для  $^{22}\text{Na}$ ;  $P_I$  — степень ориентации ядер. Поскольку телесные углы для регистрации аннигиляционного излучения оказываются различными для различных точек, в которых произошла аннигиляция, то асимметрия  $\beta^+$ -излучения может проявиться

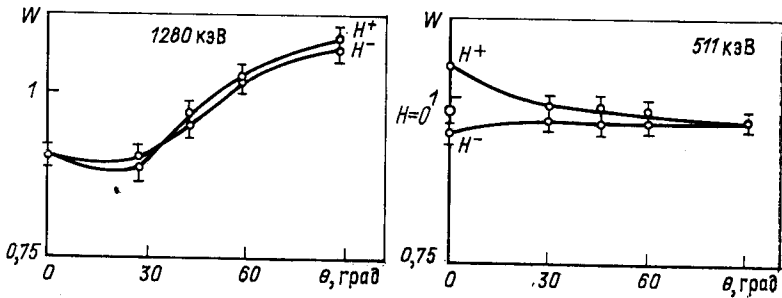


Рис. 9. Угловое распределение  $\gamma$ -излучения при распаде ядер  $^{22}\text{Na}$ , ориентированных с помощью лазера на красителе

в асимметрии аннигиляционного излучения. Для кюветы, использованной в [14], геометрические условия оказались одинаковыми для углов  $0^\circ$  и  $90^\circ$ . Поэтому точное измерение асимметрии возможно из сравнения эффектов под этими углами. Экспериментальное значение асимметрии  $A_\beta = P_I \langle v \rangle/c$  оказалось равным:  $A_\beta = 0,05 \pm 0,01$ . Эффект изменял знак при смене направления ориентации спина ядра:

$$A_{\bar{\beta}} = -0,04 \pm 0,01,$$

в то время как анизотропия  $\gamma$ -излучения с энергией 1280 кэВ знака не меняла (рис. 9). Этот факт подтверждает вывод о том, что наблюдаемая асимметрия в аннигиляционном излучении связана с несохранением четности при  $\beta^+$ -распаде. Теоретическое вычисление углового распределения аннигиляционного излучения для углов, отличных от  $0^\circ$  и  $90^\circ$ , затруднено тем, что геометрические факторы оказываются различными, а кроме того, трудно поддаются вычислению

величины, связанные с отражением  $\beta^+$ -частиц от стенок кюветы. Поэтому на эксперименте угловая зависимость для аннигиляционного излучения совпадала с (8) лишь по знаку. В [14] определено число столкновений со стенками кюветы, за которое не происходило дезориентации ядра  $N \geq 3 \cdot 10^3$ , и сечение дезориентации на стенке  $\sigma \leq 10^{-24}$  см<sup>2</sup>.

В [20] описано получение с помощью лазерного излучения ориентированных ядер изомера формы  $^{240m}\text{Am}$ . Измерялась зависимость асимметрии осколков деления ядер  $^{240m}\text{Am}$  от частоты лазерного излучения. При возбуждении поляризованным лазерным излучением атомов Am происходила ориентация ядер Am, что отражалось на угловом распределении осколков деления. Ядра  $^{240m}\text{Am}$  получались в реакции  $^{238}\text{U} (^7\text{Li}, 5n)$ . Возбуждался атомный переход  $^8S_{7/2} \rightarrow ^{10}P_{7/2}$  и измерялся оптический изомерный сдвиг. Из результатов измерений авторам [20] удалось оценить изменение среднеквадратичного радиуса ядер  $^{240m}\text{Am}$  и  $^{240}\text{Am}$   $\delta \langle r^2 \rangle \sim 5$  фм<sup>2</sup>, что подтверждает выводы, следующие из расчетов по методу Струтинского [42] о двугорбом характере барьера деления в ядре Am. Для дальнейшего сравнения с теорией желательным было бы измерить сверхтонкую структуру в атомах  $^{240m}\text{Am}$  и определить квадрупольный момент изомера формы.

Для возбуждения атомного перехода в Am использовалось лазерное излучение от непрерывного лазера на красителе, работающего в многомодовом режиме с полушириной линии 0,05 нм и плотностью 5 Вт/см<sup>2</sup>. В основном атомном состоянии  $^8S_{7/2}$  сверхтонкое расщепление мало, а это значит, что для получения ориентированных ядер Am необходимо не допустить дезориентации в возбужденном атомном состоянии  $P_{7/2}$ . Однако состояние  $P_{7/2}$  не обладает сферической симметрией, что приводит к резкому росту сечений дезориентации при столкновениях [9], а это, в свою очередь, накладывает довольно жесткие условия на допустимые концентрации примесей в зоне наблюдения и на использование буферных газов. К сожалению, работа [20] является пока единственной публикацией, посвященной ориентации ядер Am при оптической накачке.

Таким образом, с помощью лазерного излучения можно ориентировать как долгоживущие, так и короткоживущие ядра различных элементов, не используя технику низких температур и сильные магнитные поля. Одним из существенных преимуществ этого способа является то, что он позволяет получать значительную степень ориентации ядер за время  $10^{-8}$  с. К недостаткам методики следует отнести ограничения, которые связаны с необходимостью использовать летучие вещества с S-конфигурацией электронной оболочки. Кроме того, нельзя в кюветах ориентировать значительные количества ядер.

Наиболее перспективным представляется применение метода ориентации ядер при оптической накачке для решения физических задач, где требуются селективность по ориентируемым элементам и быстроедействие.

## ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ АТОМНОГО ПЕРЕХОДА ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В процессе оптической накачки атомов поляризованным светом происходит поляризация спинов атомов и ядер в основном или метастабильном атомном состоянии. Время, в течение которого происходит ориентация спина ядра ( $\tau_{ор}$ ), в этом методе ограничено снизу тремя величинами:

1) временем индуцированных переходов ( $\tau_{инд}$ ):

$$\tau_{ор} > \tau_{инд}; \quad (9)$$

2) временем спонтанного распада из возбужденного атомного состояния:

$$\tau_{ор} \geq \tau_{инд} + \tau_{сп}; \quad (10)$$

3) максимальным сверхтонким расщеплением  $\Delta E_{стс}$  в основном или возбужденном атомных состояниях и связанным с ним временем сверхтонкого взаимодействия ( $\tau_{стс} \sim h/\Delta E_{стс}$ ):

$$\tau_{ор} > \tau_{стс}. \quad (11)$$

Для довольно большого числа атомов можно подобрать оптические переходы так, что  $\tau_{стс} < \tau_{ор}$  [43, 44], а используя для возбуждения атомного уровня лазерное излучение, можно довольно просто обеспечить выполнение соотношения  $\tau_{инд} \ll \tau_{сп}$  [45]. В этом случае время, за которое происходит ориентация ядер в основном атомном состоянии, будет ограничено снизу только временем спонтанного распада  $\tau_{ор} > \tau_{сп}$ . Типичное значение  $\tau_{сп}$  для разрешенных  $E1$ -переходов в атоме составляет около  $10^{-8}$  с, а это, в свою очередь, означает, что метод оптической накачки нельзя использовать для ориентации короткоживущих ядерных состояний (с временем жизни, меньшим  $10^{-8}$  с). Однако поскольку мы можем перевести атом из основного в возбужденное состояние за времена гораздо меньшие, чем  $10^{-8}$  с, а также регулировать это время ( $\tau_{инд}$ ), выбирая соответствующее значение мощности лазерного излучения, представляется интересным рассмотреть процесс поляризации ядра в возбужденном атомном состоянии.

В [22] впервые был дан теоретический анализ процесса ориентации ядер в возбужденном атомном состоянии за время  $\tau_{ор} < \tau_{сп}$  в случае, когда есть сверхтонкое взаимодействие в основном атомном состоянии, а сверхтонким расщеплением в возбужденном атомном состоянии можно пренебречь. Показано, что для получения максимальной степени ориентации следует возбуждать переход  $J \rightarrow J$  ( $D_1$ -переход в щелочных атомах); степень ориентации ядра в этом случае возрастает примерно в 2 раза ( $J = 1/2$ ) по сравнению с возбуждением переходов  $J \rightarrow J + 1$  ( $D_2$ -линия) и максимальная степень ориентации составляет 6 %. Время, за которое происходил процесс ориентации ядра, было равно времени индуцированного

перехода и ограничивалось сверхтонким расщеплением в основном атомном состоянии.

Для ориентации ядра как в основном, так и в возбужденном состоянии существенно наличие хотя бы в одном из этих состояний сверхтонкого взаимодействия между ядром и электронной оболочкой, за счет которого момент поглощаемого атомами кванта света распределяется между ядром и электронной оболочкой. Поляризация ядер при возбуждении атома поляризованным лазерным излучением может происходить только в следующих трех случаях:

- 1) сверхтонкая структура есть в возбужденном атомном состоянии;
- 2) сверхтонкая структура есть в основном атомном состоянии;
- 3) сверхтонкая структура есть как в основном, так и в возбужденном атомных состояниях.

В [46] авторы рассмотрели поляризацию ядер в возбужденном атомном состоянии при наличии сверхтонкого расщепления в обоих состояниях (случай 3)). В этой ситуации достигается более высокая степень ядерной поляризации, чем в случаях 2) и 1), хотя время ориентации ( $\tau_{op}$ ) будет ограничено снизу уже двумя величинами — временами сверхтонкого взаимодействия в основном и возбужденном атомных состояниях ( $\tau_{стс}^o$ ,  $\tau_{стс}^в$ ). Поляризация в возбужденном атомном состоянии связана как с поляризацией возбуждающего света, так и с поляризацией в основном атомном состоянии.

В [46] проделаны эксперименты, в которых основное состояние в начальный момент времени не поляризовано и возбуждение ведется широкой линией, т. е. полуширина линии генерации лазера ( $\Delta\nu_{л}$ ) превышает сверхтонкое расщепление и в основном, и в возбужденном атомных состояниях. В этом случае возникают ориентация и выстраивание в электронной оболочке. Если время сверхтонкого взаимодействия меньше времени жизни атома в возбужденном атомном состоянии, то электронная поляризация передается и ядру.

При возбуждении атома широкой линией появление ядерной поляризации можно трактовать как процесс релаксации поляризации электронной оболочки при наложении сверхтонкого взаимодействия [47]. Угловое распределение и поляризация флуоресценции в оптических переходах будут различными в зависимости от того, произошла или нет поляризация ядра за время жизни в возбужденном атомном состоянии. Действительно, угловое распределение и поляризация флуоресценции зависят от степени поляризации электронной оболочки, а в случае сверхтонкого взаимодействия спин электронной оболочки начинает прецессировать вокруг полного спина  $F$ , что, в свою очередь, означает возникновение поляризации атома и ядра и уменьшение поляризации электронной оболочки, а это отражается на угловом распределении и поляризации оптического излучения, т. е. сверхтонкое взаимодействие деполаризует флуоресценцию и сглаживает угловые распределения. Как показывают расчеты [69], уменьшение поляризации флуоресценции может происходить в не-

сколько раз. По мере роста ядерной поляризации и поляризации атома (оптическая накачка) и приближении к стационарному пределу растет и степень поляризации флуоресценции, но этот процесс, как отмечалось ранее, требует большего времени.

Изучая поляризацию и угловое распределение флуоресценции и зная схему оптических переходов, можно определить параметры поляризации как атома, так и ядра.

Для получения поляризованных ядер за времена  $\tau_{\text{оп}} < 10^{-8}$  с целесообразно использовать импульсные лазеры на красителях. В [46] на примере атомов Na экспериментально изучен процесс поляризации атомов и ядер в возбужденном атомном состоянии при резонансном возбуждении атомного перехода линейно поляризованным лазерным излучением и излучением с циркулярной поляризацией на  $D_1$ - и  $D_2$ -линиях. Из экспериментальных данных получена оценка степени поляризации ядер Na в возбужденном атомном состоянии и проведено сравнение с соответствующей степенью поляризации, возникающей после распада в основное состояние.

Рассмотрим процесс образования поляризованных атомов и ядер при поглощении поляризованных фотонов и проанализируем угловое распределение и поляризацию флуоресценции для последующего излучения при распаде в основное состояние.

Ось квантования  $oz$  и внешнее магнитное поле будем направлять по лазерному лучу в случае возбуждения циркулярно поляризованным излучением и по направлению вектора поляризации света при линейной поляризации лазерного излучения. Тогда, по правилам отбора для магнитного квантового числа, переход с какого-либо подуровня основного состояния атома  $|FM\rangle$ , при поглощении одного фотона, возможен не более чем на один подуровень возбужденного состояния  $|F^*M^*\rangle$ , т. е. условия эксперимента выбираются таким образом, что поляризационные когерентные эффекты, о которых пойдет речь в следующем разделе, отсутствуют и матрица плотности возбужденного состояния атома диагональна по магнитным квантовым числам:

$$\rho_{MM'} = \delta_{MM'} \rho_M. \quad (12)$$

Это означает, что фазы атомных состояний, различающихся по магнитному квантовому числу, некоррелированы, и при подобной геометрии эксперимента мы изучаем эффекты, связанные с распределением заселенностей по различным зеемановским подуровням в возбужденном атомном состоянии.

Схематическое распределение заселенностей магнитных подуровней атомов Na в возбужденном атомном состоянии, при отсутствии эффектов деполяризации, приведено на рис. 10. Этот рисунок отражает случай, когда возбуждение ведется широкой линией. Тогда, после поглощения линейно поляризованного света на  $D_1$ -линии, угловое распределение флуоресценции изотропно и поляризация отсутствует [48]. Этот факт используется в контрольных опытах.

При облучении светом с круговой поляризацией как на  $D_1$ -, так и на  $D_2$ -переходе уже после поглощения одного фотона в атоме возникает ориентация электронной оболочки и ядра. При облучении линейно поляризованным светом на  $D_2$ -переходе в системе возникает выстраивание. Следует также учитывать вклад в поляризацию от основного атомного состояния. Так, например, при облучении  $\sigma^+$ -све-

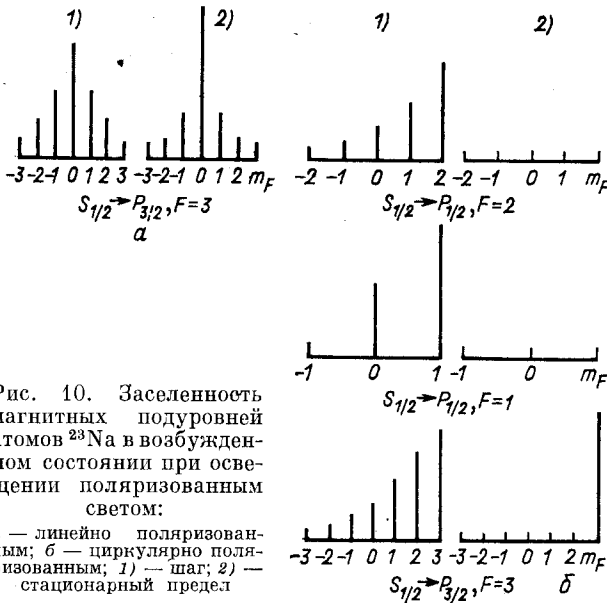


Рис. 10. Заселенность магнитных подуровней атомов  $^{23}\text{Na}$  в возбужденном состоянии при освещении поляризованным светом:

*a* — линейно поляризованным; *b* — циркулярно поляризованным; 1) — шаг; 2) — стационарный предел

том на  $D_1$ -линии  $E1$ -переходы с уровня  $F = 2, m_F = 2$  по правилам отбора запрещены, в то время как с остальных зеемановских подуровней разрешены. При этом необходимо учитывать вклад состояния  $F = 2, m_F = 2, S_{1/2}$  в общую поляризацию.

Для более ясного представления о механизме возникновения поляризации часто пренебрегают осцилляциями Раби [49]. На самом деле, осцилляции в заселенностях магнитных подуровней имеют место в течении  $(10-30) \tau_{\text{сп}}$ , и для достижения экстремальных значений поляризации необходимо подбирать соответствующим образом мощность лазерного излучения.

В [46] эксперименты проводились в оптимальном режиме, т. е. за время действия лазерного импульса в каждом атоме происходил примерно один индуцированный переход. Тогда к моменту окончания лазерного импульса наибольшее число атомов окажется в возбужденном состоянии. В экспериментах получены значения:  $A_2^I$  до 0,14 %,  $P_I$  до 0,11 % на  $D_2$ -переходе,  $P_I$  до 0,31 % на  $D_1$ -переходе,



где

$$\left. \begin{aligned} A_z^I &= \sum_{FM} \rho_{FM} \langle FM | 3I_z^2 - I^2 | FM \rangle / I(2I + 1), \\ P_I &= \sum_{FM} \rho_{FM} \langle FM | I_z | FM \rangle / I, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$\rho_{FM}$  — диагональный элемент матрицы плотности атома. Время ориентации составляло примерно  $10^{-8}$  с.

### КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В АТОМНОЙ ОБОЛОЧКЕ И ЯВЛЕНИЕ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ УРОВНЕЙ ДЛЯ АТОМОВ С РАДИОАКТИВНЫМИ ЯДРАМИ

В этом и следующем разделе рассмотрим вопросы, связанные с поляризационной когерентностью, а именно: проанализируем процессы получения ансамблей атомов и ядер, у которых состояния, различающиеся по магнитному квантовому числу, оказываются связанными по фазе, и исследуем распад таких систем. Основное внимание будет уделено явлению пересечения уровней в электронно-ядерной системе и проявлению его в оптическом и ядерном излучениях.

Следует отметить, что перечисленные вопросы освещают лишь небольшую часть тех методов когерентной оптики, которые могли бы применяться в ядерной физике [23]. Это, в первую очередь, методы, связанные с пространственной когерентностью: фотонное эхо, двойной резонанс, сверхизлучение и др. Разработка и развитие этих методов в настоящее время, когда доступны импульсные и непрерывные лазеры на красителях, обещают существенное расширение идей и методов оптики в ядерной физике.

**Поляризационная когерентность в атомной оболочке и интерференционные явления в оптическом излучении.** Рассмотрим ряд явлений, возникающих в оптическом излучении из-за существования фазовой связи между атомными подуровнями, т. е. когерентности, и проанализируем возможности некоторых методов, связанных с когерентностью в атомной оболочке, для определения характеристик ядра.

Для  $E1$ -переходов в атоме собственными поляризациями являются  $\sigma^+$  ( $\Delta m = 1$ ),  $\sigma^-$  ( $\Delta m = -1$ ),  $\pi$  ( $\Delta m = 0$ ), т. е.  $e_{+1}$ ,  $e_{-1}$ ,  $e_0$  — ортогональные компоненты неприводимого тензора первого ранга. Поляризацию лазерного излучения можно разложить по этим компонентам:

$$e = a_+ e_{+1} + a_- e_{-1} + a_0 e_0. \quad (14)$$

Если в разложении (14) отличен от нуля только один коэффициент, то при поглощении фотона с заданного магнитного подуровня основного атомного состояния можно заселить только один магнитный подуровень возбужденного состояния. Такую поляризацию света называют некогерентной. Если в разложении (14) отличны от нуля хотя бы два коэффициента, то можно заселить уже два подуровня возбужденного состояния, причем фазы заселяемых состояний ока-

зываются скоррелированными. Такую поляризацию света называют когерентной. Наличие состояний с коррелированными фазами приводит к ряду интерференционных явлений в спонтанном излучении атомов и проявляется в изменении поляризационных, угловых и временных характеристик оптического излучения. Это прежде всего такие явления, как [53] пересечение уровней, квантовые биения, параметрический резонанс, гальванооптика [54] и др.

Приведем примеры светового излучения с когерентной и некогерентной поляризацией. За ось квантования примем направление внешнего магнитного поля  $oz$ . В случае линейно поляризованного

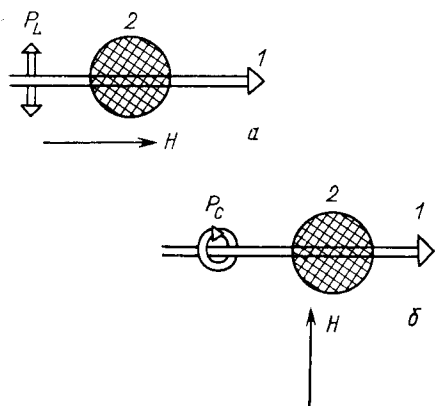


Рис. 11. Схема получения ансамблей атомов и ядер с поляризационной когерентностью:

а — при облучении атомов линейно поляризованным светом  $P_L$ ; б — при облучении атомов циркулярно поляризованным светом  $P_C$ ; 1 — лазерный луч; 2 — зона взаимодействия с атомами;  $H$  — направление магнитного поля

света (рис. 11, а) и магнитного поля, направленного по вектору поляризации  $e_0$ , в разложении (14) отличен от нуля только один коэффициент  $a_0$ , если же магнитное поле направить по лазерному лучу, то в разложении (14) будут отличны от нуля уже два коэффициента  $a_+$  и  $a_-$  (поскольку линейно поляризованный свет можно представить как сумму двух круговых поляризаций) и возможно заселение двух подуровней (т. е. образование суперпозиционного состояния) в возбужденном атомном состоянии, отличающихся по магнитному квантовому числу на 2 ( $\Delta m = 2$  — когерентность).

При возбуждении циркулярно поляризованным светом  $\sigma^+$  (рис. 11, б) и магнитным полем, направленным по лазерному лучу, в разложении (14) отличен от нуля только коэффициент  $a_+$ , и мы не можем возбудить когерентную суперпозицию состояний в атоме. Если же магнитное поле направить перпендикулярно лазерному лучу, то отличными от нуля будут уже три коэффициента  $a_+$ ,  $a_0$ ,  $a_-$ , и мы можем возбудить когерентную суперпозицию состояний с  $\Delta m = = 1, 2, 3$ .

Приведем краткое описание интерференционных явлений в оптическом излучении. Для стабильных атомов подробный анализ этих явлений дан в [53]. Описание будем вести в формализме матрицы плотности  $\rho$ . Для простоты математического описания рассмотрим

наиболее элементарные условия проведения физического эксперимента. Предположим, что атом может находиться в двух состояниях: нормальном с подуровнями  $\mu$  и возбужденном с подуровнями  $n$ . Ограничимся условиями, в которых не возникает оптическая когерентность, т. е. когерентность между подуровнями основного и возбужденного состояний, что означает равенство нулю матричных элементов:

$$\rho_{\mu n} = 0. \quad (15)$$

Рассмотрение будем вести в первом порядке теории возмущений. Это условие выполняется при возбуждении слабым оптическим полем с широким спектром. Предположим также, что число атомов в возбужденном состоянии мало по сравнению с числом атомов в основном состоянии. В этом случае матрицу плотности можно разбить на две части: матрицу плотности основного состояния и матрицу плотности возбужденного состояния. Матрицу плотности основного состояния в таких условиях можно считать величиной постоянной, не зависящей от приложенного оптического поля. Кроме того, везде в дальнейшем, кроме особо оговоренных случаев, будем считать, что матрица плотности основного состояния не содержит недиагональных членов, т. е. основное состояние не обладает когерентностью:

$$\rho_{\mu\mu'} = 0, \quad \mu \neq \mu'. \quad (16)$$

Уравнение для матрицы плотности в этом случае имеет вид [53]:

$$\frac{d}{dt} \rho_{nn'} = -\Gamma_{nn'} \rho_{nn'} - i\omega_{nn'} \rho_{nn'} + F_{nn'}(t), \quad (17)$$

где  $\rho_{nn'}$  — элемент матрицы плотности, связывающий подуровни возбужденного состояния  $|n\rangle$  и  $|n'\rangle$ ;  $\Gamma_{nn'}$  — постоянная распада соответствующего элемента матрицы плотности;  $\omega_{nn'}$  — частотное расстояние между подуровнями  $|n\rangle$  и  $|n'\rangle$ ;  $F_{nn'}(t)$  — скорость образования атомов в суперпозиционном состоянии. Далее предположим, что накачка  $F_{nn'}(t)$  не зависит от состояния ансамбля атомов, т. е. от распределения атомов по скоростям, от приложенных внешних полей и т. д. Это предположение выполняется при возбуждении светом широкого спектрального состава, т. е. широкой линией. Действительно, при этом вероятность перехода в возбужденное состояние не зависит ни от скорости атома, ни от сдвига резонансной частоты под влиянием внешних полей. В условиях облучения широкой линией матрица накачки  $F_{nn'}$  просто выражается через матричные элементы  $E1$ -перехода  $f_{\mu n}$  из основного состояния  $|\mu\rangle$  в возбужденное  $|n\rangle$ :

$$F_{nn'} = K' F_{nn'}^0 = K' \sum_{\mu} f_{\mu n} f_{n' \mu} \rho_{\mu\mu}, \quad (18)$$

где

$$f_{\mu n} = \langle \mu | \hat{d}e | n \rangle. \quad (19)$$

Здесь  $K'$  — коэффициент, зависящий от многих параметров экспериментальной установки, но в основном от интенсивности облучаю-

щего света,  $\hat{d}\hat{e}$  — проекция оператора дипольного момента  $\hat{d}$  на направление поляризации облучающего света  $\hat{e}$ .

В экспериментах со стабильными атомами измеряются интенсивность и поляризация оптического излучения. Кроме матрицы плотности измеряемый сигнал зависит от конкретных условий эксперимента, которые характеризуются с помощью матрицы наблюдения  $\hat{A}$ :

$$A_{nn'} = \sum_{\mu} \langle \mu | \hat{d}\hat{e}_0 | n \rangle \langle n' | \hat{d}\hat{e}_0 | \mu \rangle, \quad (20)$$

где  $e_0$  — поляризация наблюдаемого света.

На эксперименте измеряется интенсивность света с поляризацией  $\hat{e}_0$ , которая связана с вышеупомянутыми величинами следующим образом:

$$I(e_0) = K \sum_{nn'} A_{nn'} \rho_{nn'}. \quad (21)$$

Опишем характер наблюдаемых сигналов при различных видах накачки. В простейшем случае интерференционных явлений, переключения уровней, накачка постоянна во времени, все остальные коэффициенты в (17) так же постоянны и дифференциальное уравнение для матрицы плотности (17) превращается в алгебраическое:

$$\frac{d}{dt} \rho_{nn'} = 0, \quad (22)$$

$$F_{nn'} - \Gamma_{nn'} \rho_{nn'} - i\omega_{nn'} \rho_{nn'} = 0,$$

решение которого имеет вид

$$\rho_{nn'} = F_{nn'} / (\Gamma_{nn'} + i\omega_{nn'}). \quad (23)$$

Наблюдаемая интенсивность  $I(e)$ :

$$I(e) = K \sum_{nn'} F_{nn'} A_{nn'} / (\Gamma_{nn'} + i\omega_{nn'}). \quad (24)$$

Выражение (24) полностью описывает сигнал. Разобьем сумму в (24) на две части: в первую войдут слагаемые с  $n = n'$ , а во вторую с  $n \neq n'$ . Первая часть характеризует среднюю интенсивность наблюдаемого сигнала:

$$\overline{I(e)} = K \sum_n A_{nn} F_{nn} / \Gamma_{nn}. \quad (25)$$

Вторая часть характеризует интерференционный сигнал или, как говорят, интерференционную интенсивность:

$$I_{\text{инт}}(e) = K \sum_{n \neq n'} F_{nn'} A_{nn'} / (\Gamma_{nn'} + i\omega_{nn'}). \quad (26)$$

Этот член обращается в нуль после усреднения по всем возможным поляризациям и направлениям наблюдения. Сигнал  $I_{\text{инт}}$ , возникающий из-за вырождения зеемановских подуровней в нулевом магнит-

ном поле, называют сигналом Ханле (пересечение уровней в нулевом магнитном поле). Значение  $\omega_{nn'}$  может изменяться с помощью внешнего магнитного поля. Изучая зависимость  $I_{\text{инт}}$  от внешнего магнитного поля  $I_{\text{инт}}(H)$ , можно определять константы сверхтонкого взаимодействия.

При наличии сверхтонкого взаимодействия, из-за смешивания состояний, характеризуемых в нулевом магнитном поле квантовыми числами  $F_n$  и  $F_{n'}$ , связь между  $\omega_{nn'}$  и значением внешнего магнитного поля довольно сложным образом определяется параметрами сверхтонкой структуры, а именно константами магнитного дипольного взаимодействия электронной оболочки с ядром, ее обычно обозначают  $A$ , и константой электрического квадрупольного взаимодействия  $B$ . Связь эта поддается вычислению с помощью ЭВМ, что позволяет по известному магнитному полю и расстоянию между выделенной парой зеемановских подуровней определить константы  $A$  и  $B$ . Явление пересечения уровней позволяет довольно точно определить по сигналу  $I_{\text{инт}}$  значение магнитного поля, при котором уровни вырождаются ( $\omega_{nn'} = 0$ ). Эти данные служат для определения констант  $A$  и  $B$ . Две измеренные точки пересечения различных пар уровней при известном множителе Ланде  $g_j$  достаточны для определения обеих констант. Наиболее перспективен этот метод для определения константы  $B$ , когда все остальные постоянные известны из независимых измерений. Исходя из значения констант  $A$  и  $B$  и расчета электронных волновых функций, определяют магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты ядра. Одним из наиболее существенных преимуществ метода является то, что он не требует высокой моноэнергетичности для возбуждающего излучения и при этом дает высокую точность результатов. Это позволяет работать с радиоактивными элементами в кюветках и плохо коллимированными пучками продуктов ядерных реакций.

Выше полагалось, что  $F_{nn'}$  — постоянно. При импульсном возбуждении и нулевом времени задержки между возбуждением и наблюдением зависимость  $I_{\text{инт}}(H)$  такая же, как и в случае возбуждения непрерывным светом. Этот факт позволяет наряду с непрерывными лазерами на красителях использовать в экспериментах подобного типа импульсные лазеры на красителях. Кроме того, при импульсном возбуждении можно получить ряд преимуществ [55].

Если накачка периодически зависит от времени с частотой  $\Omega$  и глубиной модуляции  $\epsilon$ , т. е.

$$F_{nn'}(t) = F_{nn'}^0 [1 + (\epsilon/2) \exp(i\Omega t) + (\epsilon/2) \exp(-i\Omega t)],$$

то решение дифференциального уравнения (17) имеет вид:

$$\rho_{nn'}(t) = F_{nn'}^0 \left[ \frac{1}{\Gamma_{nn'} + i\omega_{nn'}} + \frac{\epsilon}{2} \left( \frac{\exp(i\Omega t)}{\Gamma_{nn'} + i(\omega_{nn'} + \Omega)} \right) + \left( \frac{\epsilon}{2} \right) \frac{\exp(-i\Omega t)}{\Gamma_{nn'} + i(\omega_{nn'} - \Omega)} \right]. \quad (27)$$

Диагональные члены с  $n = n'$ ,  $\omega_{nn'} = 0$  дают сигнал:

$$\bar{I} = K \sum_n F_{nn}^0 A_{nn} \left[ \frac{1}{\Gamma_{nn}} + \frac{\varepsilon}{2} \frac{\Gamma_{nn} [\exp(i\Omega t) + \exp(-i\Omega t)]}{\Gamma_{nn}^2 + \Omega^2} + \frac{\varepsilon}{2} \frac{(i\Omega t) [\exp(i\Omega t) - \exp(-i\Omega t)]}{\Gamma_{nn}^2 + \Omega^2} \right], \quad (28)$$

полагая постоянные затухания одинаковыми и равными  $\Gamma$ , получаем:

$$\bar{I} = K \left[ \frac{1}{\Gamma} + \frac{\varepsilon \cos(\Omega t - \varphi)}{\sqrt{\Gamma^2 + \Omega^2}} \right] \sum_n F_{nn}^0 A_{nn}, \quad (29)$$

где  $\operatorname{tg} \varphi = \Omega/\Gamma$ .

Глубина модуляции флуоресценции  $\varepsilon\Gamma/\sqrt{\Gamma^2 + \Omega^2}$  меньше, чем глубина модуляции накачки, и зависит от времени жизни уровня  $1/\Gamma$ . Закон изменения интенсивности флуоресценции при модулированном возбуждении использовался для измерения времен жизни [56].

Для интерференционного члена:

$$I_{\text{инт}} = K \sum_{nn'} F_{nn'}^0 A_{nn'} \left[ \frac{2\Gamma_{nn'}}{\Gamma_{nn'}^2 + \omega_{nn'}^2} + \frac{\varepsilon \cos(\Omega t - \varphi_1)}{\sqrt{\Gamma_{nn'}^2 + (\omega_{nn'} + \Omega)^2}} + \frac{\varepsilon \cos(\Omega t + \varphi_2)}{\sqrt{\Gamma_{nn'}^2 + (\omega_{nn'} - \Omega)^2}} \right], \quad (30)$$

где  $\operatorname{tg} \varphi_1 = (\omega_{nn'} + \Omega)/\Gamma_{nn'}$ ;  $\operatorname{tg} \varphi_2 = (\omega_{nn'} - \Omega)/\Gamma_{nn'}$ . Первый член в квадратных скобках — эффект пересечения уровней; второй при больших частотах модуляции мал, третий, интерференционные биения, достигает максимума при  $\omega_{nn'} = \Omega$ .

При совпадении разности резонансных частот атома  $\omega_{nn'}$  с частотой модуляции внешнего магнитного поля наступает параметрический резонанс. Сигнал состоит из бесконечной серии резонансов, быстро убывающих по амплитуде. Ширина сигнала, как и во всех других интерференционных явлениях, не зависит от амплитуды радиочастотного поля.

При накачке импульсным лазером с малой длительностью импульса и наблюдения спада интенсивности во времени можно регистрировать характерные биения в излучении [56]. Накачка в этом случае представляет собой  $\delta$ -функцию:

$$F(t) = F_0 \delta(t - t_0), \quad (31)$$

где  $t_0$  — момент включения импульса.

Решение уравнения (17) имеет вид

$$\rho_{nn'}(t) = F_{nn'}^0 \exp[-(\Gamma_{nn'} + i\omega_{nn'})(t - t_0)]. \quad (32)$$

Интенсивность флуоресценции:

$$I = \bar{I} + I_{\text{инт}} = K \sum_n F_{nn}^0 A_{nn} \exp[-\Gamma_{nn}(t-t_0)] + \\ + 2K \sum_{nn'} \exp[-\Gamma_{nn'}(t-t_0)] A_{nn'} F_{nn'}^0 \cos \omega_{nn'}(t-t_0).$$

Сигналы, соответствующие различным вариантам экспериментов, рассмотренных выше, приведены на рис. 12.

**Измерение констант сверхтонкого взаимодействия и определение квадрупольных моментов ядер по сигналам пересечений уровней.** Рассмотрим более подробно эксперименты по наблюдению сигналов пересечения уровней и методику определения параметров  $A$  и  $B$ .

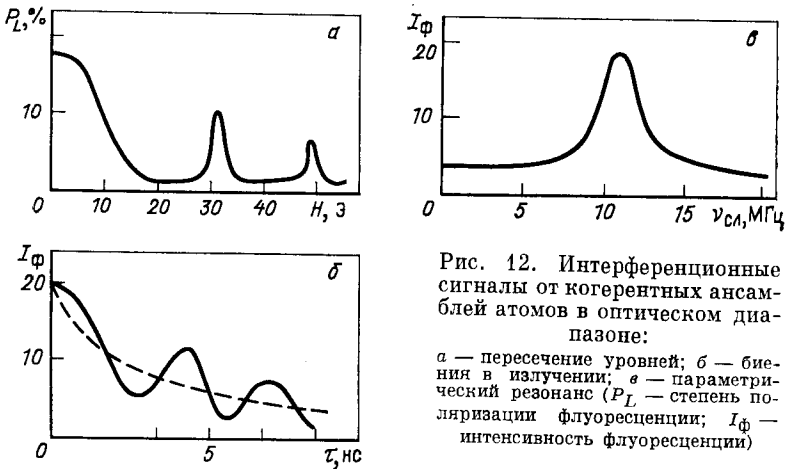


Рис. 12. Интерференционные сигналы от когерентных ансамблей атомов в оптическом диапазоне:

$a$  — пересечение уровней;  $b$  — биения в излучении;  $\delta$  — параметрический резонанс ( $P_L$  — степень поляризации флуоресценции;  $I_\phi$  — интенсивность флуоресценции)

В экспериментах исследуют зависимость поляризации флуоресценции, при облучении атомов когерентно поляризованным светом, от внешнего магнитного поля. Эксперименты можно проводить либо с парами веществ, находящихся в кювете, либо с атомными пучками. Однако заметим, что лишь небольшое число элементов можно исследовать в кюветах. Большая часть элементов химически взаимодействует со стенками кюветы либо требует слишком больших температур для создания достаточной для наблюдения флуоресценции плотности паров. Поэтому значительная часть экспериментов была выполнена на атомных пучках. Требования к атомному пучку в экспериментах по пересечению уровней иные, чем в спектроскопических исследованиях, поскольку при наблюдении пересечений уровней доплеровское уширение, связанное с разбросом скоростей атомов, не существенно [53]; угол расхождения пучка ограничивается чисто техническими причинами: от пучка требуется только то, чтобы окошки, через которые происходят засветка лазерным излучением и наблюдение, оставались прозрачными во время эксперимента, т. е.

чтобы на них не осаждалось исследуемое вещество. Остальные параметры экспериментальной установки такие же, как и в случае использования кюветы.

При облучении лазерным светом на сигнал может влиять сильное поле электромагнитной волны [57]. Знакомство с этим видом сигналов, которые сами по себе служат источником интересной информации [58], необходимо для правильной постановки эксперимента и интерпретации экспериментальных данных. Искажения такого рода будут наименьшими, если в качестве сигнала выбрана разность интенсивностей света с поляризациями, перпендикулярными друг другу и магнитному полю, отнесенная к их сумме. Тем не менее при точном определении констант сверхтонкого взаимодействия необходимо провести оценку искажений, вносимых электромагнитной волной. Для этого проводят измерения при нескольких значениях мощностей лазерного излучения.

Как правило, в эксперименте наиболее существенные искажения вносит пленение излучения, кроме того, возможны ошибки, связанные с некорректным учетом спектрального распределения интенсивностей как в канале облучения, так и в канале наблюдения. Остальные искажения меньше этих.

Экспериментальные данные обрабатываются на ЭВМ с помощью специальной программы. Вычисления осуществляются в два этапа. На первом этапе производится диагонализация оператора сверхтонкого взаимодействия с внешним магнитным полем [59]:

$$V = A (\mathbf{I}\mathbf{J}) + B \left[ \frac{3(\mathbf{I}\mathbf{J})^2 + (3/2)(\mathbf{I}\mathbf{J}) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \right] + g_I \mu_J (\mathbf{H}\mathbf{J}) - g_I \mu_I (\mathbf{H}\mathbf{I}), \quad (33)$$

где  $A$  и  $B$  — искомые константы сверхтонкого взаимодействия;  $\mathbf{I}$  — спин ядра;  $\mathbf{J}$  — спин электронной оболочки;  $g_I$  и  $g_J$  — гиромангнитные отношения для ядра и электронной оболочки;  $H$  — напряженность внешнего магнитного поля.

Вычисляются волновые функции как основного, так и возбужденного состояний. Второй шаг — вычисление сигнала  $S(H)$ :

$$S(H) = C \sum_{\mu, m, \mu', m'} \frac{\langle \mu | e d | m \rangle \langle m | e^* d | \mu' \rangle \langle \mu' | e' d | m' \rangle \langle m' | e'^* d | \mu \rangle}{(1/2)(\Gamma_\mu + \Gamma_{\mu'}) + i(E_\mu - E_{\mu'})/\hbar}, \quad (34)$$

где  $C$  — константа, определяемая геометрией опыта;  $e$  — поляризация облучающего света;  $e'$  — поляризация регистрируемого излучения;  $E$  и  $\Gamma$  — энергии и радиационные ширины промежуточных (возбуждаемых) состояний.

Время вычислений для одного набора констант, в случае перекрывающихся сигналов, составляет несколько минут. В случае хорошо разрешенных сигналов пересечений время вычислений резко сокращается и расчеты в ряде случаев можно проделать вручную.



Метод пересечения уровней наиболее часто применяется для определения квадрупольных моментов  $\langle Q_0 \rangle$  стабильных ядер, причем в ряде случаев он позволял получить наиболее точное значение  $\langle Q_0 \rangle$ . Для радиоактивных ядер подобные работы пока единичны и выполнены для долгоживущих нуклидов. Так, в [60] по методу пересечения уровней определены квадрупольные моменты ядер  $^{131,132,136}\text{Cs}$ , в [61] ядер  $^{107}\text{Cd}$  и  $^{109}\text{Cd}$ , в [62]  $^{193m}\text{Hg}$ , в [14]  $^{22}\text{Na}$ .

Заметим, что определение квадрупольных моментов из измерения сверхтонкого расщепления позволяет получать информацию непосредственно о значении  $\langle Q_0 \rangle$ , в то время как ряд методов ядерной физики позволяет оценивать значения  $\langle Q_0^2 \rangle^{1/2}$ . Величины  $\langle Q_0 \rangle$  оказываются нечувствительными к ряду динамических изменений формы ядра, и в этом смысле оптические методы дают информацию о статическом квадрупольном моменте ядер. В величину  $\langle Q_0^2 \rangle^{1/2}$  динамические изменения формы ядер дают ненулевой вклад, т. е.  $\langle Q_0^2 \rangle^{1/2}$  есть некая сумма статических и динамических величин. В [5, 63] отмечалось различие значений  $\langle Q_0 \rangle$  и  $\langle Q_0^2 \rangle^{1/2}$  для ряда основных и изомерных состояний ядер. Делаются попытки объяснить такое различие существованием динамических изменений формы ядер, в том числе и нулевых колебаний формы.

### КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЕ

При облучении атома светом с когерентной поляризацией в системе наряду с когерентностью в электронной оболочке в ряде случаев из-за наличия сверхтонкого взаимодействия возникает и ядерная когерентность, т. е. ядерные подсостояния, различающиеся по магнитному квантовому числу, оказываются связанными по фазе. В данном разделе мы рассмотрим вопросы, связанные с механизмом возникновения ядерной когерентности; типами оптических переходов, возбуждение которых приводит к появлению ядерной когерентности; особенностями радиоактивного распада ядер в таких системах и экспериментальным исследованием проявления ядерной когерентности в оптическом и ядерном излучениях. Описание будем вести в формализме матрицы плотности.

**Проявление ядерной когерентности в оптическом излучении.** Прежде всего выделим из матрицы плотности атома элементы матрицы плотности ядра и электронной оболочки. Для этого проведем тензорное разбиение матрицы плотности атома на матрицу плотности ядра и электронной оболочки. Методика подобных разбиений изложена в [52]. Пусть  $|Fm_F\rangle$  — состояния атома, матрица плотности  $\rho_F$ ;  $|Im_I\rangle$  — состояния ядра, матрица плотности  $\rho_I$ ;  $|Jm_J\rangle$  — состояния электронной оболочки, матрица плотности  $\rho_J$ . Поскольку полный момент атома является векторной суммой угловых моментов ядра и электронной оболочки, то оператор плотности  $\rho_F$  является тензорным произведением первого ранга операторов  $\rho_I$  и  $\rho_J$ :

$$\rho_F = \rho_I \otimes \rho_J, \quad (35)$$

или

$$\begin{aligned} \langle Fm_F | \rho_F | F'm'_F \rangle &= \sum G(IFF'JJ'I') \langle Im_I | \rho_I | I'm'_I \rangle \times \\ &\langle Jm_J | \rho_J | J'm'_J \rangle \langle I'm'_I J'm'_J | F'm'_F \rangle \langle Jm_J Im_I | Fm_F \rangle. \end{aligned} \quad (36)$$

Это и ряд других соотношений удобно получать, используя графическую технику [52]. Для компонент матрицы плотности после разложения по неприводимым тензорным операторам получим ( $I = I'$ ,  $J = J'$ ):

$$\begin{aligned} \rho_{kq}(F, F') &= \sum_{k_1 q_1, k_2 q_2} \rho_{k_1 q_1}(I) \rho_{k_2 q_2}(J) \langle k_1 q_1 k_2 q_2 | kq \rangle \times \\ &\times \hat{F} \hat{F}' k_1 k_2 \begin{Bmatrix} I & J & F \\ I & J & F' \\ k_1 & k_2 & k \end{Bmatrix}, \end{aligned} \quad (37)$$

где  $\hat{x} = \sqrt{2x+1}$ .

В случае возбуждения только одной из сверхтонких компонент атомного состояния можно положить  $F = F'$ ,  $I = I'$ ,  $J = J'$ , тогда

$$\begin{aligned} \langle Fm_F | \rho_F | Fm'_F \rangle &= \sum G(F, I, J) \langle Im'_I Jm'_J | Fm'_F \rangle \times \\ &\times \langle Jm_J Im_I | Fm_F \rangle \langle Im_I | \rho_I | Im'_I \rangle \langle Jm_J | \rho_J | Jm'_J \rangle. \end{aligned} \quad (38)$$

Из выражения (38) следует, что если  $\rho_I$  и  $\rho_J$  диагональны, то диагональна и  $\rho_F$ . Действительно, диагональность  $\rho_I$  и  $\rho_J$  означает что отличны от нуля только те элементы матрицы плотности, где  $m_I = m'_I$ ,  $m_J = m'_J$ , что, в свою очередь, означает  $m_F = m'_F$ , т. е. диагональность  $\rho_F$ . Вообще говоря, при наличии когерентности в атоме (недиагональность  $\rho_F$ ) не обязательно наличие когерентных ядерных состояний, поскольку матрица  $\rho_F$  может иметь отличные от нуля недиагональные элементы, если матрица  $\rho_J$  недиагональна. Однако в ряде случаев необходимым условием недиагональности  $\rho_F$  является недиагональность  $\rho_I$ . В таких случаях исследование интерференционных эффектов в оптическом излучении атома, связанных с недиагональностью  $\rho_F$ , позволяет сделать выводы о недиагональных элементах матрицы  $\rho_I$ . Это особенно важно при планировании экспериментов по изучению интерференционных явлений в ядерном излучении, связанных с недиагональностью  $\rho_I$ . Одним из таких случаев является эффект возникновения когерентности  $\Delta m = 2$  при возбуждении паров Na линейно поляризованным светом на  $D_1$ -линии. В работе [14] проводили эксперименты с атомным пучком  $^{23}\text{Na}$ . При возбуждении широкой линией, т. е. без выделения сверхтонких компонент перехода, когерентности не возникает. Действительно, хотя по правилам отбора с данного магнитного подуровня основного состояния и возможны переходы с  $\Delta m = \pm 1$ , но поскольку в возбужденном состоянии нет подуровней, различающихся по магнитному

квантовому числу на  $\Delta m = 2$ , то когерентности нет (рис. 13). Совсем другая ситуация получается, когда для возбуждения мы используем узкую линию. В этом случае, поскольку есть состояния, отличаю-

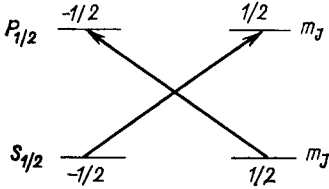


Рис. 13. Схема возбуждения перехода в атоме  $^{23}\text{Na}$  широкой линией

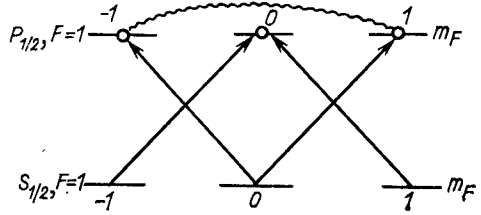


Рис. 14. Схема возбуждения перехода в атоме  $^{23}\text{Na}$  на узкой линии. Волнистой линией соединены когерентные состояния

щиеся по магнитному квантовому числу на  $\Delta m = 2$ , в системе возникает когерентность (рис. 14).

В качестве примера рассмотрим возбуждение перехода  $F = 1$ ,  $S_{1/2} \rightarrow F = 1, P_{1/2}$ . Матрица плотности  $\rho_{m_F m'_F}$  возбужденного состояния атома имеет вид

$$\begin{pmatrix} \rho_{-1-1} & 0 & \rho_{-11} \\ 0 & \rho_{00} & 0 \\ \rho_{1-1} & 0 & \rho_{11} \end{pmatrix}, \quad (39)$$

где

$$\rho_{1-1} = \langle F = 1, m_F = 1 | \rho_F | F = 1, m_F = -1 \rangle, \quad \rho_{1-1} = \rho_{-11}^*, \quad (40)$$

или, используя (38),

$$\begin{aligned} \rho_{1-1} = & G \langle 3/2 - 3/2 \ 1/2 \ 1/2 | 1 - 1 \rangle \langle 1/2 - 1/2 \ 3/2 \ 3/2 | 11 \rangle \times \\ & \times \langle 3/2 \ 3/2 | \rho_I | 3/2 - 3/2 \rangle \langle 1/2 \ 1/2 | \rho_J | 1/2 - 1/2 \rangle. \end{aligned} \quad (41)$$

Из выражения (41) следует, что если матрица  $\rho_I$  диагональна, то будет диагональна и  $\rho_F$ , а если  $\rho_F$  — недиагональна, то  $\rho_I$  также недиагональна.

При возбуждении перехода  $F = 1, S_{1/2} \rightarrow F = 2, P_{1/2}$  (см. рис. 1) матрица плотности атома имеет более сложный вид:

$$\begin{pmatrix} \rho_{-2-2} & 0 & \rho_{20} & 0 & 0 \\ 0 & \rho_{-1-1} & 0 & \rho_{-11} & 0 \\ \rho_{0-2} & 0 & \rho_{00} & 0 & \rho_{02} \\ 0 & \rho_{1-1} & 0 & \rho_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{20} & 0 & \rho_{22} \end{pmatrix}. \quad (42)$$

Используя соотношения (36), (38), в данном случае также легко получить вывод о том, что если недиагональна  $\rho_F$ , то недиагональна и  $\rho_I$ , и наоборот.

В оптическом излучении, как отмечалось ранее, при недиагональности  $\rho_F$  возникает интерференционный сигнал:

$$I = K \frac{\sum \langle f | \hat{D} | i \rangle \rho_{ij} \langle j | \hat{D} | f \rangle}{\sum \langle f | \hat{D} | i \rangle \rho_{ii} \langle i | \hat{D} | f \rangle}. \quad (43)$$

В [14] исследовали интерференционный сигнал при возбуждении атомов  $^{23}\text{Na}$  узкой линией. В каналах наблюдения также проводилось выделение компонент сверхтонкой структуры и изучался интерференционный сигнал. Авторы работы [14] дали оценку степени ядерной когерентности:

$$K = |\rho_{m_1 m_2}^I|^2 / |\rho_{mm}^I|^2.$$

Оказалось, что  $K \sim 0,11$ . Здесь  $|\rho_{m_1 m_2}^I|^2$  — квадрат амплитуды недиагонального элемента матрицы плотности ядра, ответственный за наблюдаемый эффект;  $|\rho_{mm}^I|^2$  — среднее значение квадрата амплитуды диагонального элемента матрицы плотности ядра.

Когерентность ядерных подуровней может привести к ряду интерференционных явлений в ядерном излучении: биениям, пересечению уровней как атома в слабых магнитных полях, так и ядра в сильных полях, поляризации излучения. Необходимо отметить, что в литературе вопросы, связанные с использованием ядерного когерентного источника радиоактивных излучений, не разработаны, так что в настоящее время можно только наметить основные особенности применения ядерной когерентности. Некоторые эффекты когерентности рассматривались в [64, 65] для отдельных ядер. Однако при использовании некогерентного источника радиоактивных излучений эти эффекты усредняются по ансамблю и становятся ненаблюдаемыми.

Кроме сказанного выше в работе [14] дан анализ возникновения ядерной когерентности в случае возбуждения  $D_2$ -перехода в натрии. Показано, что в этом случае ядерная когерентность возникает при освещении системы широкой линией, а это, в свою очередь, позволяет наблюдать ряд интерференционных явлений, не проводя выделения компонент сверхтонкой структуры.

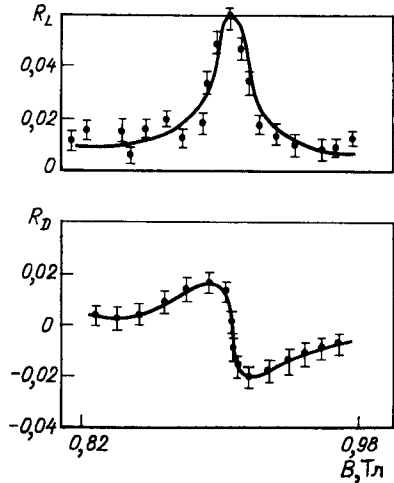
Наблюдение явления пересечения уровней по ядерному излучению в сильных магнитных полях. При радиоактивном распаде ядерных систем, обладающих когерентностью в ядерном излучении, должен наблюдаться интерференционный сигнал:

$$I_{\text{инт}}(H) = \frac{\sum \langle f | \hat{D} | i \rangle \rho_{ij}^I \langle j | \hat{D} | f \rangle}{\sum \langle f | \hat{D} | i \rangle \rho_{ii}^I \langle i | \hat{D} | f \rangle}, \quad (44)$$

где  $\rho^I$  — матрица плотности для ансамбля ядер;  $\hat{D}$  — оператор ядерного перехода.

Возбуждать суперпозиционные состояния, в которых различные ядерные подсостояния оказываются связанными по фазе, можно как

Рис. 15. Лоренцева и дисперсионная формы сигнала пересечений, наблюдаемые по  $\gamma$ -излучению



с помощью лазерного излучения, так и непосредственно на пучках ускорителей, облучая мишень протонами,  $\alpha$ -частицами и т. д. В первом случае в ядерном излучении будут проявляться пересечения уровней сверхтонкой структуры в атомах и для наблюдения сигналов пересечений нужны слабые магнитные поля (около 100 Э). Во втором случае будут наблюдаться пересечения уровней непосредственно ядер и нужны уже магнитные поля в несколько десятков килоэрстед.

В [66] по  $\gamma$ -излучению изучалось явление пересечения ядерных уровней в  $^{69}\text{Ge}$ . Исследовалось изомерное состояние в  $^{69}\text{Ge}$   $I^\pi = 9/2^+$ ,  $E = 398$  кэВ,  $\tau = 4$  мкс. Изомер заселялся при облучении кристалла цинка  $\alpha$ -частицами с энергией 20 МэВ. Исследовалась интенсивность  $\gamma$ -излучения  $M2$ -перехода  $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$  под определенными углами в зависимости от внешнего магнитного поля. Энергия ядерного зеемановского подуровня в кристалле:

$$E_m = \hbar (3 m^2 \omega_Q + m \omega_L + \text{const}), \quad (45)$$

где

$$\omega_L = -g\mu H/\hbar,$$

$$\omega_Q = \omega_0/3 \text{ (целое } I) \text{ или } 6\omega_Q \text{ (полуцелое } I),$$

$$\omega_Q = eQV_{zz} [4I(2I-1)/\hbar].$$

Здесь  $H$  — напряженность магнитного поля;  $V_{zz}$  — градиент электрического поля;  $Q$  — квадрупольный момент ядра;  $g$  — гиромагнитное отношение.

Резонанс в  $\gamma$ -излучении возникает при

$$\omega_L/\omega_0 = \frac{1}{2} n \quad (n = 1, 3, 5 \dots),$$

когда пересекаются два уровня с  $\Delta m = 2$  и т. д. Экспериментально изучались лоренцева и дисперсионная формы сигналов:

$$R_L(H) = \frac{W(0^\circ) - W(90^\circ)}{W(0^\circ) + W(90^\circ)}, \quad (46)$$

$$R_D(H) = \frac{W(45^\circ) - W(135^\circ)}{W(45^\circ) + W(135^\circ)}, \quad (47)$$

где  $W(\theta)$  — скорость счета  $\gamma$ -излучения под углом  $\theta$  к направлению пучка  $\alpha$ -частиц. Зависимости лоренцевой  $R_L$  и дисперсионной  $R_D$  форм сигнала приведены на рис. 15. Первое пересечение наблюдалось в поле  $B \sim 0,94$  Тл. Из результатов экспериментов авторы [66] получили оценки градиена электрического поля в кристалле цинка и ряда констант релаксационных процессов.

Отметим, что вышеописанная методика может использоваться в экспериментах по антипересечению уровней. Эксперименты по изучению антипересечения уровней дополняют информацию, полученную в опытах по пересечению уровней [53].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С появлением лазеров с перестраиваемой частотой стало развиваться множество весьма оригинальных и эффективных методов исследования атомов, молекул и ядер с помощью лазерного излучения. Существенно, что во многих случаях применение лазерного излучения позволяет решить проблему, которую не удавалось решить до этого, или же радикально упростить или улучшить существовавший метод исследования [68]. Высокая чувствительность и разрешающая способность методов лазерной спектроскопии позволяют исследовать характеристики ядер, доступных в малых количествах, а возможность плавной перестройки частоты лазерного излучения открывает широкие возможности для работы с атомами и молекулами, содержащими радиоактивные ядра, и исследования свойств этих ядер. Однако до сих пор при исследовании свойств ядер с помощью лазерного излучения наиболее часто использовались лишь два его свойства: высокая моноэнергетичность и высокая интенсивность. Свойство когерентности лазерного излучения не получило пока широкого применения в ядерно-физических исследованиях.

В настоящем обзоре рассматривались возможности лазерной техники при решении задач, связанных с получением поляризованных ядер и ядер с поляризационной когерентностью. Однако это лишь небольшая часть развитых в когерентной оптике методов, которые могли бы применяться в ядерно-физических исследованиях. Развитие и приложение методов когерентной оптики к ядерной физике представляется весьма интересным направлением исследований.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Флеров Г. Н., Гангрский Ю. П., Марков Б. Н. и др.//Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983, Д7-83-644. Дубна. С. 291—300.
2. Зарецкий Д. Ф. Применение лазеров в атомной, молекулярной и ядерной физике. М.: Наука, 1979. С. 459—467.
3. Kastler A.//JOSA. 1957. Vol. 47. P. 460—475.
4. Hanle W.//Z. Phys. 1933. Vol. 85. P. 304—313.
5. Otten E. W.//Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983, Д7-83-644. Дубна. С. 134.

6. Jacuinet P., Klapisch R.//Repts. Progr. Phys. 1979. Vol. 42. P. 775—830.
7. Otten E. W.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A354. P. 471—483.
8. Гроот С., Тольхук Х., Хюизкаим В. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Т. 3: Пер. с англ./Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969. С. 309—342.
9. Happer W.//Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. P. 170—246.
10. Деком Б., Дюмон М., Дюклой М.//Лазерная спектроскопия атомов и молекул: Пер. с англ. М.: Мир, 1979. С. 325—374.
11. Kopf U., Besch J. H., Otten E. W., Platen C.e.a.//Z. Phys. 1968. Vol. 226. P. 297—304.
12. Huber G., Bonn J., Kluge H. J., Otten E. W.//Z. Phys. 1976. Vol. 276A. P. 187—216.
13. Schweickert H., Dietrick H. J., Neugart R., Otten E. W.//Nucl. Phys. 1975. Vol. 246A. P. 203—218.
14. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В.//Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983. Д7-83-644. Дубна. С. 137—146.
15. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В., Михалевиц С. П. и др.//Тезисы докладов XXXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1982. С. 455.
16. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В.//Тезисы докладов XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1983. С. 500.
17. Burns M., Kuhl T. U., Pappas P. G.e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 141. P. 429—434.
18. Otten E. W.//Нур. Int. 1978. Vol. 2. P. 127—136.
19. Olshewski L., Otten E. W.//Proc. Intern. Conf. Optical pumping and atomic line shape. Warsaw, 1968. P. 375—384.
20. Bemis C. F., Beene J. R., Yongs T. P., Kramer S. D.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1854—1858.
21. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В.//Тезисы докладов XXXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1982. С. 456.
22. Зарецкий Д. Ф., Козлинский А. В.//ЯФ. 1980. Т. 31. С. 891—898.
23. Харрис Ч., Брейланд У.//Лазерная когерентная спектроскопия: Пер. с англ. М.: Мир, 1982. С. 473—496.
24. Шиффер Д. Лазеры на красителях: Пер. с англ. М.: Мир, 1976. С.18—45.
25. Citron M. L., Cray H. R., Gabel C. W., Stroud C. R.//Phys. Rev. 1977. Vol. A16. P. 1507—1518.
26. Pappes P. G., Forber R. A., Quiwers W. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 236—240.
27. Andersen L. W., Nimmo C. A.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 1520—1523.
28. Vanier J.//Canad. J. Phys. 1969. Vol. 47. P. 1461—1468.
29. Pescht K., Gerhardt H., Matthias E.//Z. Phys. 1977. Vol. A281. P. 199—205.
30. Thibault C., Touchard F., Buttgenbuch S. e.a.//Phys. Rev. 1981. Vol. 23C. P. 2720—2729.
31. Анисимов С. И. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
32. Thile E., Goodman H.//Opt. Eng. 1980. Vol. 19. P. 10—15.
33. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В., Шишунов Н. А.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 2036—2041.
34. Series S. W.//Proc. of the 10 Scottish Universities School in Physics. 1969. P. 395—487.
35. Besch H. J., Kopf U., Otten E. W.//Phys. Lett. 1967. Vol. 25B. P. 120—123.
36. Robinson H. G., Ensberg E. S., Dehmelt H. G.//Bull. Amer. Phys. Soc. 1958. Vol. 63. P. 9.
37. Bouchiat M., Brossel J.//Compt. Rend. 1963. Vol. 257. P. 2825—2836.
38. Bouchiat M., Brossel J.//Compt. Rend. 1965. Vol. 260. P. 6823—6839.
39. Bulos R. B., Happer W.//Phys. Rev. 1971. Vol. A4. P. 849—858.

40. Bhaskar N. D., Pietras J., Camparo J. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 930—933.
41. Huiskamp W. J., Miedemp A. R., Steenland M. J. e.a. // Physica. 1958. Vol. 24. P. 157—167.
42. Струтинский В. М. // ЯФ. 1966. Т. 3. С. 614—621.
43. Wiese W. L. Atomic transition probabilities, NSRDS-NBS4. Washington, 1969.
44. Moore S. E. Selected tables of atomic spectra. NSRDS-NBS3. Section 1—8, Washington. 1979.
45. Demtroder W. // Phys. Rev. 1973. Vol. 7C. P. 225—238.
46. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В. // Тезисы докладов XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1983. С. 498.
47. Делоне Н. Б., Федоров М. В. // УФН. 1979. Т. 127. С. 651—682.
48. Kroop V., Kammler C., Behmenburg W. // Z. Phys. 1975. Vol. A286. P. 139—147.
49. Hertel I. // Atomic Phys. 1975. Vol. 4. P. 385—397.
50. Ducloy M., Dumont M. // Compt. Rend. 1982. Vol. 266B. P. 340—347.
51. Fischer A., Hertel I. V. // Z. Phys. 1982. Vol. A304. P. 103—118.
52. Эль-Бааз, Кастель Б. Графические методы алгебры спинов: Пер. с англ. М.: Мир, 1974. С. 234—244.
53. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л.: Изд. ЛГУ, 1975.
54. Miyazakik K., Scheingraber H., Viclal G. R. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1046—1048.
55. Copley G., Kibble B. P., Series C. W. // J. Phys. 1968. Vol. 1B. P. 724—735.
56. Александров Е. Б. // УФН. 1972. Т. 107. С. 592—622.
57. Decomps B., Dumont M. // Compt. Rend. 1966. Vol. 262B. P. 1004—1019.
58. Dycloy M., Gozza M., Decomps B. // Opt. Commun. 1973. Vol. 8. P. 323—332.
59. Schmieder R. W., Lurio A., Happer W., Khadjani A. // Phys. Rev. 1970. Vol. 2A. P. 1216—1228.
60. Ackermann F., Otten E. W., Zu Putlitz e.a. // Nucl. Phys. 1976. Vol. A248. P. 158—173.
61. McDermott M. N., Novick R. // Phys. Rev. 1963. Vol. 131. P. 707—734.
62. Redi O., Stroke H. // Phys. Rev. 1974. Vol. A9. P. 1776—1789.
63. Touchard F., Serre J., Buttgenbach S. e.a. // Phys. Rev. 1982. Vol. 25C. P. 2756—2771.
64. Варшалович Д. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964. Т. 28. С. 275—286.
65. Барышевский В. Г., Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ Р-2026, Дубна, 1964.
66. Shibuya S., Fujioka M., Kawamura N. // Nup. Int. 1983. Vol. 41. P. 315—329.
67. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В., Шишунов Н. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 182—186.
68. Летохов В. С. Применение лазеров в атомной, молекулярной и ядерной физике. М.: Наука, 1978. С. 24—41.
69. Walkup R., Migdall A. L., Pritohard D. E. // Phys. Rev. 1982. Vol. 25A. P. 3114—3120.