

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР  
(18—19 января 1978 г.)**

18 и 19 января 1978 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. А. А. Михайлов. Прецессия инерциальная система координат.
2. Р. А. Сюняев. Вспыхивающие рентгеновские источники (барстеры).
3. Н. Б. Брандт, С. В. Кувшинников, А. П. Русаков, М. В. Семенов. Высокотемпературный эффект Мейснера (высокотемпературная сверхпроводимость?) у соединения  $\text{CuSi}$ .
4. Л. Н. Булаевский, В. Л. Гинзбург, Г. Ф. Жарков, Д. А. Кпржниц, Ю. В. Копаев, Е. Г. Максимов, Д. И. Хомский. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости.

Ниже публикуется краткое содержание одного доклада.

521.92(048)

**А. А. Михайлов.** Прецессия инерциальная система координат. На съезде Международного астрономического союза 1976 г. в Гренобле было принято новое значение постоянной прецессии, которое на  $1'',10$  в столетие больше принятого в 1896 г., бывшего во всеобщем употреблении, что немного повлияло на все определенные до сего времени собственные движения звезд. Хотя известно, что прецессия земной оси вызывается притяжением Луны и Солнца на экваториальное вздутие земного эллипсоида, но количественную сторону этого явления нельзя точно вычислить вследствие недостаточного знания распределения масс как в этом вздутии, так и внутри самой Земли. Поэтому лунно-солнечную прецессию приходится определять эмпирически — по наблюдениям координат звезд, что затрудняется влиянием их собственных движений. В отличие от лунно-солнечной прецессии, вековое смещение эклиптики, вызванное притяжением планет и поэтому называемое прецессией от планет, вычисляется очень точно теоретически на основании хорошо известных масс планет, тоже подвергшихся уточнению на съезде МАС в Гренобле. Трудности с учетом влияния собственных движений звезд теперь начинают устраняться путем привязки к внегалактическим туманностям, на что указал еще в 1805 г. Лаплас. Однако лишь теперь, с помощью фотографии и двухступенчатой привязки положений более ярких звезд к слабым изображениям туманностей, этот метод стал наиболее надежным для определения постоянной лунно-солнечной прецессии. Но тех 20 или 25 лет, протекших со времени первых фотографических наблюдений, сделанных главным образом в СССР и США, еще недостаточно для того, чтобы в полной мере извлечь выгоду этого способа, в будущем обещающего еще более точное определение прецессии земной оси, что позволит установить инерциальную систему координат, в которой полностью исключено вращение. Начало такой системы будет скреплено с баричесентром Солнечной системы. Однако в остающемся поступательном движении мы еще не можем устранить или измерить ускорение, которое вызвано неоднородностью гравитационного поля галактики. Может быть, астрофизические соображения или радиоастрономические наблюдения позволят решить и этот вопрос.

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР  
(15—16 февраля 1978 г.)**

15 и 16 февраля 1978 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. В. М. Г а л и ц к и й, Е. Е. Н и к и т и н, Б. М. С м и р н о в. Теория квазирезонансных процессов при столкновении атомных частиц.

2. Ю. Н. Д е м к о в, Л. П. П р е с н я к о в. Асимптотический подход в теории атомных столкновений.

3. Г. А. С м о л е н с к и й. Электроакустическое фононное эхо.

4. Б. П. З а х а р ч е н я, В. А. Н о в и к о в, В. Г. Ф л е и ш е р. Состояния и резонансы оптически ориентированных электронных и ядерных спинов полупроводника.

Ниже публикуется краткое содержание докладов.

539.186.3(048)

**В. М. Галицкий, Е. Е. Никитин, Б. М. Смирнов.** Теория квазирезонансных процессов при столкновении атомных частиц. В настоящее время в теории атомных столкновений наметились два пути развития. Один основан на численных решениях уравнения Шрёдингера без привлечения дополнительных физических аргументов. Основу второго составляет использование качественных физических соображений, позволяющих перейти к приближенным методам расчета и модельным представлениям. Продвижение вперед по первому пути опирается на использование ЭВМ, позволяющих интегрировать сотни связанных уравнений рассеяния, если предварительно, на основании каких-либо физических аргументов, сделан выбор базиса электронных состояний, т. е. из бесконечного числа состояний сталкивающихся атомов отделены те, которые считаются несущественными для данного процесса.

Второй путь более привлекателен, поскольку он позволяет получить общую картину для различных типов столкновений частиц и основан на приближениях, использующих естественные «малые параметры» системы. В частности, при рассмотрении переходов для рассматриваемой далее группы квазирезонансных процессов малым параметром является отношение характерного размера сталкивающихся частиц к характерному расстоянию между частицами, при котором происходит переход. Это составляет основу теории квазирезонансных процессов, которые в силу больших сечений процессов определяют свойства различных газовых и плазменных систем, а также явления, которые в них развиваются.

Для построения теории различных процессов столкновения атомных частиц широко используется то, что в шкале атомных единиц масса ядер велика и что любой неупругий процесс связан только с изменением состояния системы легких частиц (электронов). Для переходов между валентными состояниями атомов малость отношения  $m/M$  ( $m$  — масса электрона,  $M$  — масса ядра, в типичных случаях  $m/M \sim 10^{-4}$ ) означает, что до сравнительно больших энергий ядер ( $10^3 - 10^4$  эв) движение электронов в системе двух сталкивающихся атомных частиц  $A$  и  $B$  происходит адиабатически; другими словами, отношение типичной частоты электронного движения  $\Delta E/\hbar$  ( $\Delta E \sim 1-10$  эв) к характерной для столкновения частоте движения ядер  $v/R_0$  ( $R_0$  — характерный размер, на котором происходит переход,  $v$  — скорость ядер) велико ( $\Delta E R_0/\hbar v \gg 1$ ). Отсюда следует, что разумным исходным приближением для задач этого типа может служить адиабатическое приближение, т. е. в качестве электронного базиса выбираются электронные функции системы сталкивающихся частиц, найденные при неподвижных ядрах. Переходы между адиабатическими электронными состояниями вызываются динамическим взаимодействием электронов и ядер, обязанным движению ядер, которым пренебрежено при построении адиабатического базиса.

Как формулировка теории, так и решение конкретных задач существенно упрощаются, если дополнительно использовать квазиклассический характер столкновения, т. е. малость длины волны относительного движения  $\lambda$  по сравнению с  $R_0$ . Условие  $\lambda/R_0 \ll 1$  позволяет свести систему уравнений второго порядка к системе первого порядка, ввести понятие классической траектории ядер и, таким образом, дает возможность значительно дальше продвинуться в исследовании общих свойств ее решений.

Наконец, если изменение кинетической энергии атомов  $\delta\epsilon$  в результате неупругого столкновения мало по сравнению с  $\Delta E$ , то многоканальная задача в хорошем приближении сводится к задаче с небольшим (в пределе с двумя) числом каналов. Это связано с тем, что условие  $\delta\epsilon \ll \Delta E$  практически означает, что неадиабатическое взаимодействие между молекулярными термами часто происходит на расстояниях  $R^*$ , заметно превосходящих  $R_0$ . В свою очередь это может быть использовано для асимптотического (т. е. точного при достаточно больших  $R$ ) расчета взаимодействия термов в интересующей нас области изменения  $R \sim R^*$ .

Три условия  $\Delta E \cdot R_0 / \hbar v \ll 1$ ,  $\lambda \ll R_0$  и  $\delta\epsilon \ll \Delta E$  выделяют специальную, наиболее подробно исследованную область теории столкновений, относящуюся к медленным квазиклассическим квазирезонансным столкновениям. Основные процессы такого типа представлены в таблице. Особенность резонансных процессов состоит в том, что переходы между состояниями совершаются при больших расстояниях между ядрами по сравнению с размерами сталкивающихся частиц. Это проявляется в двух отношениях. С одной стороны, сечения квазирезонансных процессов достаточно велики

Квазирезонансные процессы столкновения атомных частиц

Название процесса	Явление или система, где проявляется данный процесс
1. Резонансная перезарядка	Процесс переноса заряда в атомном газе или плазме (газовый разряд, термоядерная плазма, приэлектродные явления и т.д.)
2. Нерезонансная перезарядка	Солнечный ветер в верхней атмосфере, полярные сияния, астрофизика, диагностика горячей плазмы, создание инверсной населенности в лазере и т.д.
3. Передача возбуждения	Уширение спектральных линий, создание инверсной населенности в лазере
4. Спиновый обмен и переходы между состояниями сверхтонкой структуры	Водородный и рубидиевый мазер
5. Деполяризация (изменение направления момента) при соударениях	Флуоресценция атомного газа, спектроскопические явления (например, эффект Ханле), лазерная спектроскопия
6. Переходы между состояниями тонкой структуры	Сенсибилизированная флуоресценция, спектроскопия газа
7. Ионизация при соударении с сильно возбужденным атомом	Образование заряженных частиц в возбужденном газе, в частности, в облучаемом газе
8. Взаимная нейтрализация при столкновении положительного и отрицательного ионов	Рекомбинация зарядов в разреженном электроотрицательном газе, в частности, в атмосфере Земли; создание инверсной населенности в лазере и т.д.
9. Разрушение отрицательного иона при соударении с атомом или молекулой	Образование электронов в электроотрицательном газе и обратный процесс
10. Деактивация метастабильных атомов при столкновениях	Кинетика возбужденных состояний в возбужденном газе

и поэтому эти процессы играют важную роль в различных явлениях в газах и в плазме (см. таблицу). С другой стороны, мы имеем малый параметр, который позволяет создать строгую асимптотическую теорию для каждого из рассматриваемых процессов.

Асимптотическая теория квазирезонансных процессов состоит из нескольких элементов<sup>1</sup>. В переходах при далеких столкновениях принимает участие ограниченное число каналов. Для каждого из этих каналов необходимо асимптотически точно (т. е. в пределе больших расстояний между ядрами) вычислить энергию этого состояния квазимолекулы как функцию расстояния между ядрами. Далее необходимо решить динамическую задачу для амплитуд вероятностей перехода. Это в конечном итоге позволяет определить сечение перехода или другие параметры столкновения (в частности, матрицу плотности системы при заданных условиях).

Достоинством асимптотической теории квазирезонансных процессов (как всякого подхода, использующего малый параметр) является возможность оценки точности для получаемого результата. Проиллюстрируем это на примере резонансной перезарядки иона на собственном атоме, где малый параметр теории вплоть до килоэлектрон-вольтных энергий столкновения частиц составляет примерно 0,1. Основная ошибка в расчете сечения резонансной перезарядки обусловлена неточным знанием волновой функции валентного электрона в атоме вдали от ядра. Неопределенность в волновой функции электрона для большинства элементов составляет 10—30%, что приводит к ошибке в сечении 3—10%. Другие источники ошибок сечения резонансной перезарядки (недостаточно корректный учет сопутствующих процессов, таких, как деполаризация, изменение состояния тонкой структуры партнеров, неупругие переходы, а также пренебрежение эффектами при близких столкновениях, которые приводят к осцилляциям в сечении) создают меньшую ошибку. Отсюда следует, что асимптотическая теория позволяет рассчитать сечение резонансной перезарядки с более высокой точностью, чем способен дать современный эксперимент (его точность для абсолютных значений сечения 10—30%). Это свидетельствует о возможностях асимптотических подходов в теории атомных столкновений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Никитин Е. Е., Смирнов Б. М.—УФН, 1978, т. 124, с. 201.

539.186.3(048)

Ю. Н. Демков, Л. П. Пресняков. Асимптотический подход в теории атомных столкновений. Исследование элементарных процессов в атомных столкновениях необходимо как для развития атомно-молекулярной физики в целом, так и для многочисленных приложений в физике плазмы, квантовой электронике, астрофизике и других областях. В теории атомных столкновений понятия необходимости в развитии эффективных методов, обеспечивающих ясную интерпретацию анализируемых процессов, четко установленную зависимость от основных физических параметров и хорошую точность практических расчетов сечений и скоростей реакций.

Следует отметить, что в теории атомных столкновений не существует какого-либо универсального метода расчета, эквивалентного по своим результатам методу Хартри — Фока при расчетах атомных структур. Это связано с принципиальным отличием между задачами непрерывного спектра (столкновения) и дискретного (строение атомов).

Наибольший интерес представляют так называемые медленные столкновения, при которых скорость относительного движения атомов меньше характерных орбитальных скоростей электронов. В зависимости от природы конкретного процесса верхняя граница кинетической энергии атомов при этом меняется от нескольких килоэлектрон-вольт (резонансная перезарядка<sup>1</sup>) до нескольких мегаэлектрон-вольт (образовательные вакансии в К-оболочках атомов при столкновениях). Для медленных столкновений какие-либо стандартные модификации теории возмущений, как правило, неприменимы.

Важнейшие результаты современной теории атомных столкновений получены на основе асимптотического подхода. На этом пути многоканальная задача о рассеянии и квантовых переходах развивается на два этапа: 1) выделение для каждого класса элементарных процессов больших по величине естественных физических параметров  $\lambda \gg 1$  (см. таблицу), 2) построение асимптотически точных решений в виде разложения по степеням малых параметров  $\lambda^{-1} \ll 1$ . В системе сталкивающихся атомов в соответствии с теорией Борна — Фока рассматриваются «быстрая» и «медленная» (ядерная) подсистемы. Классификация электронных термов по их симметрии позволяет установить правила отбора для квантовых переходов. Существенным упрощением задачи является уменьшение числа возможных процессов за счет отбрасывания так называемых адиабатически закрытых (таких, для которых параметр Мессе (см.<sup>1</sup>) много больше единицы, а вероятности переходов и сечения экспоненциально малы). Анализ электронных термов и взаимодействий между различными квантовыми состояниями приводит к разбиванию конфигурационного пространства на адиабатические и неадиабатические области. Квантовые переходы происходят только в неадиабатических областях. В простейшем случае в каждой такой области взаимодействуют всего два состояния, и многоканальная задача сводится к последовательности двухканальных<sup>2</sup>, каждая из которых может быть решена аналитически с контролируемой степенью точности<sup>1,3-5,10</sup>. Этот факт отражает наличие скрытой симметрии в системе сталкивающихся атомных частиц, следующей из распределения атомных электронов по оболочкам.

В общем случае задача остается многоканальной и требует принципиально новых методов решения. Характерные процессы такого типа, представляющие практический интерес, представлены в таблице. Преимуществом асимптотического подхода при их анализе является возможность построения физической модели (именно на этом этапе

используется разложение по малому параметру  $\lambda^{-1} \ll 1$ ), допускающей точное аналитическое решение многоканальной задачи о квантовых переходах.

В процессе 1 ввиду квазиклассичности движения высоковозбужденного электрона его энергетический спектр близок к эквидистантному. Это свойство позволяет найти метод точного решения задачи о квантовых переходах между высоковозбужденными уровнями при произвольном внешнем воздействии на атом<sup>6-7</sup>. Расчеты сечений

Процесс	Асимптотический параметр $\lambda \gg 1$
1. Столкновительные переходы между высоковозбужденными состояниями атомов	Главное квантовое число $n$
2. Ионизация атомов при медленных столкновениях	Главное квантовое число $n$ , аналитическое продолжение его значения в непрерывный спектр
3. Образование и распад отрицательных ионов при атомных столкновениях	Отношение значений энергии связи электрона в атоме и отрицательном ионе
4. Перезарядка многозарядных ионов на нейтральных атомах	Величина заряда иона $Z$
5. Нерезонансная перезарядка протонов на сложных атомах, захват электронов из внутренних оболочек атомов	Отношение значений энергии связи электронов внутренних оболочек к энергии связи электронов оптической оболочки

и скоростей столкновительных переходов представляют интерес для радиоастрономических исследований распределения атомарного водорода по возбужденным состояниям в планетарных туманностях. Процесс 2 является естественным продолжением первого в область непрерывного спектра. Это позволяет развить обобщение моделей связанных состояний на непрерывный спектр, исследовать поведение квазистационарных состояний двухатомной системы, изучить зависимость сечений ионизации от основных физических параметров<sup>2</sup>. Одним из предсказаний теории, подтвержденным экспериментально, явилось указание на образование монохроматических групп электронов в результате ионизации. В процессах 3 физически оправдано использование короткодействующих потенциалов с учетом эффектов поляризации и конечных размеров системы<sup>2</sup>, что позволяет надежно вычислять сечения этих процессов. При анализе перезарядки многозарядных ионов ( $Z \gg 1$ ) на атомах показано, что доминирующим процессом является захват атомных электронов в возбужденные ионные состояния. Эффективное сечение велико, растет с зарядом иона и мало меняется в весьма широком диапазоне энергий<sup>7-8</sup>. Экспериментальные данные подтверждают выводы теории, что стимулирует поисковые работы по созданию лазеров в жестком ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах<sup>9</sup>.

Исследование неупругих процессов при атомных столкновениях привело к развитию принципиально новых методов в квантовой теории рассеяния. Найдены ранее неизвестные классы нестационарных задач квантовой механики, имеющие точное решение<sup>2, 6</sup>. Асимптотический подход позволяет также обобщить традиционные методы (контурного интеграла, эталонных уравнений, производящих функций и др.) на случай многоканальных процессов с неразделенными областями неадиабатичности. Теория, созданная для атомных столкновений, находит применение и в смежных областях (уширение и сдвиг спектральных линий, распространение электромагнитных волн в диэлектриках и др.). На этом пути удастся наиболее наглядным образом выявить природу физических процессов при столкновениях, установить зависимость от основных параметров и выполнить расчеты, необходимые для анализа свойств газа и плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никитин Е. Е., Смирнов Б. М.— УФН, 1978, т. 124, с. 201.
2. Демков Ю. Н., Островский В. Н. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1975.
3. Демков Ю. Н.— ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 195.
4. Вайштейн Л. А., Пресняков Л. П., Соболевман И. И.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 518.
5. Демков Ю. Н., Кунике М.— Вестн. Ленингр. ун-та, 1969, № 16, вып. 3, с. 39.
6. Пресняков Л. Р., Угнов А. М.— J. Phys. Ser. B, 1970, v. 3, p. 1267.
7. Пресняков Л. П.— Тр. ФИАН СССР, т. 119.

8. P r e s n y a k o v L. P.— In: Electronic and Atomic Collisions: Proc. of the X ICPEAC. Invited Papers and Progress Reports/Ed. G. Watel — Amsterdam; New York; Oxford: North-Holland, 1978. — P. 407.
9. W a y n a n t R. W., E l t o n R. C.— Proc. IEEE, 1976, v. 64, p. 1059.
10. Д е м к о в Ю. Н., О с т р о в с к и й В. Н.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 1582.

537.226.33(048)

Г. А. Смоленский. Электроакустическое фоновое эхо. Нелинейные явления и взаимодействие «подсистем» или квазичастиц представляет собой интересные аспекты исследования твердых тел<sup>1</sup>. В результате такого рода исследований было открыто явление электроакустического фонового эха в пьезоэлектриках и сегнетоэлектриках<sup>2, 3</sup>.

Это явление заключается в возникновении в определенные моменты времени импульсов переменного электрического поля (импульсов эха), сопровождающих акустические колебания, после подачи на пьезоэлектрик в виде монокристаллов или порошков импульсов переменного электрического поля. Образцы пьезоэлектриков, подвергнутые воздействию двух электромагнитных импульсов в моменты времени 0 и  $\tau$ , излучают импульсы эха в моменты времени  $2\tau$ ,  $3\tau$ , ... Эти сигналы называются сигналами двухимпульсного эха. Если на образец подано три импульса в моменты времени 0,  $\tau$  и  $T$ , то при  $T + \tau$ ,  $T + 2\tau$ , ... также излучаются сигналы эха. Сигналы  $T + \tau$ ,  $T + 2\tau$  называются сигналами трехимпульсного эха. Первый и второй импульсы называются записываемыми, а третий — считываемым.

Для наблюдения двухимпульсного эха необходимо выполнение условия, при котором время  $\tau$  должно быть меньше времени затухания звука  $T_2$ . В противном случае не будет реализоваться взаимодействие акустических колебаний, возбуждаемых в образце внешними импульсами. Казалось, что и  $T$  должно быть меньше  $T_2$ . Однако было обнаружено, что трехимпульсное эхо может наблюдаться при  $T > T_2$  и даже при  $T \gg T_2$ . На порошках при комнатной температуре была обнаружена длительная память, сохраняющаяся в течении нескольких месяцев<sup>4, 5</sup>.

Для исследования эха используется два основных режима — режим (как объемных, так и поверхностных) бегущих волн и режим стоячих акустических волн. В резонансном режиме (стоячие волны) используется большое число малых кристалликов (~10<sup>6</sup> штук) с размерами порядка половины длины волны звука. Для наблюдения эха применяются акустические методы или используются импульсные радиоспектрометрические методики.

Возникновение электроакустического эха, как и эха другой природы, состоит из следующих основных этапов: 1) возбуждение колебаний, в нашем случае — акустических, 2) расфазировка этих колебаний, 3) обращение временной эволюции фаз; в случае бегущих волн это «обращение» волнового вектора, 4) фазировка колебаний (рождение эха).

Возникновение эха в режиме бегущих волн в монокристаллах можно объяснить следующим образом. Первый радиочастотный импульс за счет пьезоэффекта возбуждает пакет упругих волн, распространяющихся от поверхности вглубь кристалла. Смещение в этом пакете имеет вид

$$u_1 = C_1 e^{i(kx - \omega t)}, \quad (1)$$

где  $k$  — волновой вектор, а  $\omega$  — частота.

Последовательно отражаясь от торцов кристалла, этот пакет ходит по кристаллу, пока не затухнет. При этом происходит расфазировка исходного пакета за счет дифракционной расходимости пучка, упругого рассеяния звука на неоднородностях кристалла и шероховатости поверхности торцов, от которых он отражается.

Если в момент  $\tau$  подать второй радиочастотный импульс с той же частотой  $\omega$ , то он создает в кристалле электрическое поле

$$E = E_2 e^{i\omega(t - \tau)}. \quad (2)$$

В результате нелинейного взаимодействия этого поля с бегущей звуковой волной, которое описывается, например, членом  $u_1^2 E^2$  в разложении свободной энергии (см. ниже), в кристалле возникает новая акустическая волна

$$u_2 \sim u_1 E^2 \sim C_1^* E_2^2 e^{-i[kx - \omega(t - 2\tau)]}, \quad (3)$$

(как обычно, звездочкой отмечается сопряженная величина), распространяющаяся в направлении, противоположном исходной волне, и, как это видно из (3), возникает новый пакет упругих волн, создающий сигнал эха при  $t = 2\tau$ . Действительно, в электрическом поле второго радиочастотного импульса каждая гармоника, составляющая пакет  $u_1$ , возбуждает гармонику с той же фазой (в момент приложения второго импульса), но с противоположным направлением распространения. Эта вторичная гармоника

проходит тот же путь, что и исходная, испытывая те же самые процессы рассеяния, но в обратном порядке. В результате разность фаз между отдельными гармониками пакета  $u_2$  уничтожается.

Разложение свободной энергии по степеням электрического поля  $E$  и деформации  $u$  схематически представляется в виде

$$F \sim cu^2 + c^{(3)}u^3 + c^{(4)}u^4 - \varepsilon E^2 + \varepsilon^{(3)}E^3 + f'E^4 + \\ + eEu + dE^2u + fEu^2 + \\ + gE^2u^2 + qE^3u + hEu^3 + \dots \quad (4)$$

Нетрудно убедиться, что практически все члены в этом разложении, описывающие нелинейные члены, т. е. члены выше второго порядка, дают вклад в эхо <sup>6, 7</sup>.

Из данного выше описания явления эха следует, что это явление может наблюдаться не только в пьезоэлектриках и сегнетоэлектриках, т. е. в нецентросимметричных кристаллах, но и вообще во всех кристаллах и твердых телах. Для наблюдения эха в центросимметричных кристаллах необходимо использовать внешние преобразователи для возбуждения и преобразования упругих волн. Таким образом, фононное электроакустическое эхо является универсальным явлением.

Исследование явления эха в порошках мелких кристалликов оказалось также весьма интересным. Для наблюдения эха в порошках существенными оказались условия акустического резонанса, т. е. когда частота заполнения импульсов близка к частотам колебаний зерен. Очевидно, что при этом удастся получить максимальные амплитуды колебаний для данных электрических полей. Двухимпульсное эхо в монокристаллах и в порошках — явление одной и той же физической природы. Различие — это механизм расфазировки и фазировки. В монокристаллах эти процессы обусловлены упругим рассеянием акустических волн. В порошках они связаны с различием собственных частот механических колебаний отдельных частиц. Кроме того, в порошках, в отличие от монокристаллов, из нелинейных процессов наиболее существенными являются упругие нелинейности.

Механизм образования трехимпульсного эха несколько другой. В монокристаллах при наблюдении на бегущих волнах нелинейное взаимодействие колебаний, возбужденных первыми двумя импульсами, приводит не только к возникновению новых колебаний, создающих двухимпульсное эхо, но и к возникновению постоянной во времени, но неоднородной в пространстве деформации:

$$u_c \sim u_1 E = C_1 e^{i(kx - \omega t)} E_2 e^{i\omega(t - \tau)} \sim C_1 E_2 e^{i(kx - \omega t)}. \quad (5)$$

Эти стационарные составляющие, неоднородные в пространстве, содержат информацию о фазах колебаний, возбуждаемых первым и вторым импульсами. Как видно из (5), они периодичны в пространстве с периодом, равным длине волны звука. Третий импульс,  $u_3 = C_3 e^{-i[kx - \omega(t - T)]}$ , действуя на такой неоднородный кристалл, возбуждает колебания с такими же фазовыми соотношениями, которые были в момент действия второго импульса. Следовательно, фазы этих колебаний, как и после второго импульса, совпадут спустя время  $\tau$  после приложения третьего импульса, т. е. в момент времени  $T + \tau$  возникает сигнал трехимпульсного эха:

$$u_3 \sim u_c u_3 = C_1 E_2 C_3 e^{-i\omega[t - (T + \tau)]}. \quad (6)$$

Под действием неоднородной деформации или поля в кристалле происходит перераспределение дефектов и зарядов («декорирование» решетки дефектами). Это неоднородное распределение дефектов и зарядов может сохраняться в течение длительного времени (время релаксации  $T_1$ ) уже после того как создавшие его колебания затухли. Таким образом, записывается акустическая голограмма, причем при соблюдении ряда условий эту акустическую голограмму можно многократно считывать, что важно для практических применений.

В порошках определенную роль в создании памяти может играть макроскопический ориентационный механизм, обусловленный переориентацией частиц вторым импульсом <sup>8, 9</sup>.

В настоящее время электроакустическое эхо и память исследованы более чем на 50 веществах. Эти исследования проводились в широком интервале частот от 1 до 10 Гц и температур от гелиевых до 300—400 °С. В результате этих исследований выявлены не только механизмы формирования эха и памяти, но и основные свойства этих явлений.

Электроакустическое эхо открыло новое направление в акустике твердых тел. Это явление представляет не только самостоятельный научный интерес, но оказывается перспективным в физических исследованиях нелинейных явлений, в том числе электроакустических эффектов, затухания упругих волн, особенно при сверхвысоких частотах, фазовых переходов, по изучению свойств веществ в мелкодисперсном состоянии дефектов кристаллической решетки и др.

Явление эха может быть использовано для ряда технических применений по созданию устройств запоминания и обработки информации, как-то: устройств шевртки, корреляции, преобразования Фурье, запоминающих устройств, управляемых линий задержки, устройств когерентного и некогерентного накопления радиоимпульсов с линейной и нелинейной внутрисигнальной модуляцией, устройств обращения сигнала во времени. Благодаря тому, что устройства, использующие явления эха, являются широкополосными, их информационная емкость может на 2—3 порядка превышать информационную емкость других акустоэлектрических устройств.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Смоленский Г. А., Леманов В. В. — Акуст. журн., 1974, т. 20, с. 426.
2. Попов С. Н., Крайник Н. Н. — ФТТ, 1970, т. 12, с. 3033.
3. Кессель А. Р., Сафин И. А., Гольдман А. М. — Ibid., с. 3070.
4. Попов С. Н., Крайник Н. Н., Смоленский Г. А. — Письма ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 543; ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 974.
5. Асадуллин Я. Я., Березов В. М., Корепанов В. Д., Романов В. С. — Письма ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 285.  
Березов В. М., Асадуллин Я. Я., Корепанов В. Д., Романов В. С. — ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 1674.
6. Лайхтман Б. Д. — ФТТ, 1975, т. 17, с. 3278; 1976, т. 18, с. 612.
7. Кессель А. Р., Зельдович С. А., Гуревич И. Л. — Ibid., с. 826.  
Зельдович С. А., Кессель А. Р. — Ibid., 1977, т. 19, с. 1464.
8. Чабан А. А. — Письма ЖЭТФ, 1976, т. 27, с. 389.
9. Melcher R. L., Shigen N. S. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 888.

[539.12.142:537.311.33](048)

**Б. П. Захарченя, В. А. Новиков, В. Г. Флейшер.** Состояния и резонансы оптически ориентированной системы электронных и ядерных спинов полупроводника. Метод оптической ориентации позволяет простыми средствами получать высокую степень ориентации электронных и ядерных спинов. Исследования оптической ориентации спинов в полупроводниках, проведенные в последнее время, выявили ряд принципиальных особенностей поведения ориентированных светом спиновых систем в твердом теле. В отличие от газов, здесь существенную роль играют сильные спин-спиновые взаимодействия в ядерной системе, приводящие к установлению спиновой температуры, отличной от температуры решетки. Кроме того, как оказалось, на поведение электронных спинов в слабых внешних магнитных полях влияет анизотропия сверхтонкого поля и, в частности, ядерные квадрупольные эффекты.

Исследование анизотропии оптической ориентации привело к обнаружению фиксированных устойчивых состояний электронно-ядерных спиновых систем, как с постоянной, так и непрерывно осциллирующей поляризацией. Различные внешние факторы могут вызывать переходы между этими состояниями. В частности, такие переходы могут быть вызваны наложением переменных магнитных полей на частотах ЯМР. При этом в оптическом канале легко регистрируются магнитные резонансы в необычном для твердого тела диапазоне малых полей и частот. Эти резонансы позволяют четко идентифицировать вклад ядерных квадрупольных эффектов.

Ниже приводятся некоторые результаты, полученные при исследовании оптической ориентации на примере твердого полупроводникового раствора  $Ga_xAl_{1-x}As$ , в котором  $\sim 1/4$  атомов Ga исходного кристалла GaAs заменяется на Al ( $x = 0,24$ ). Эти кристаллы  $p$ -типа (легированы Zn с концентрацией  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) возбуждались лучом He — Ne-лазера, падающим нормально к поверхности кристалла вдоль оси 4-го порядка. В основном измерении выполнены в перпендикулярном к лучу света внешнем магнитном поле  $H$  при различных ориентациях кристаллографических осей относительно этого поля. Изменение ориентации осуществлялось поворотом кристалла вокруг лазерного луча. На опыте измерялась степень  $\rho$  циркулярной поляризации люминесценции, численно равная проекции  $SS_z/|S_x|$  среднего спина электронов  $S$  на направление распространения возбуждающего света. (Здесь  $|S_x| = \rho$  — величина среднего спина электронов, ориентируемых светом в нулевом магнитном поле.) Измерения выполнены при температуре  $77^\circ K$ . Деполяризация люминесценции в поперечном магнитном поле, по аналогии с газами называемая иногда эффектом Ханле, в случае полупроводников позволяет получить обширную информацию о сверхтонком поле. Ориентированные светом электроны за счет сверхтонкого взаимодействия охлаждаются ядерную спин-систему (здесь  $H_{\text{лок}}$  — локальное поле ядер) до обратной температуры  $1/\Theta \sim \sim (SH)/(H^2 + H_{\text{лок}}^2)^{1,2}$ . В рассматриваемой геометрии такое охлаждение возможно в поле  $h_e S$  ориентируемых светом электронов  $^3, ^4$  ( $h_e = \text{const}$ ). В этом случае  $1/\Theta \sim \sim S^2(H \gg h_e S)$ . При установлении термодинамического равновесия охлажденная светом



ядерная спин-система поляризуется в направлении внешнего поля  $\mathbf{H}$ . Поскольку охлаждение светом оказывается достаточно глубоким, уже в слабых внешних полях (порядка десятков эрстед) может возникнуть значительная ядерная поляризация. Поляризованные ядра создают эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}_N$ , действующее на электронные спины. В области малых полей  $H$  это поле может ускорять деполаризацию люминесценции, приводя к появлению характерной узкой линии в зависимости  $\rho(H)$ <sup>3, 4</sup>. Если  $\mathbf{H}_N \uparrow \mathbf{H}$ , имеется область примерной компенсации внешнего поля внутренним, и величина  $\rho$  оказывается практически такой же, как при  $H = 0$ . На зависимости  $\rho(H)$  появляется дополнительный подъем. Решение уравнения Блоха, описывающего поведение электронного спина  $S$  в поперечном поле с учетом охлаждения ядерной спин-системы, позволило получить хорошее согласие с экспериментом в тех случаях, когда анизотропия не играла существенной роли. В рамках этой модели была предсказана возможность существования двух устойчивых состояний поляризации вблизи области

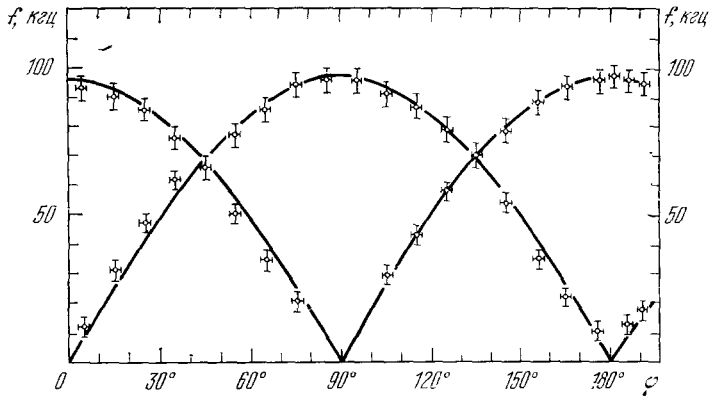


Рис. 1. Угловая зависимость резонансных частот.

компенсации внешнего и внутреннего полей. Такие состояния были вскоре обнаружены экспериментально<sup>5</sup>. На границах диапазона полей  $\mathbf{H}$ , внутри которого функция  $\rho(H)$  многозначна, поляризация люминесценции изменяется скачкообразно. Величина этого диапазона определяет ширину «петли гистерезиса».

Оказалось, что вид функции  $\rho(H)$  может сильно меняться при изменении ориентации кристалла. Повороты кристалла вокруг лазерного луча могут приводить к переходу из состояний с постоянной поляризацией в состояния с непрерывно осциллирующей поляризацией. При фиксированных внешних условиях поляризация электронно-ядерной спиновой системы оказывается неустойчивой. Поскольку в рассматриваемых кубических кристаллах  $g$ -фактор электронов изотропен, вся анизотропия связана со сверхтонким полем. Оптическое детектирование ЯМР позволило установить ее природу<sup>6, 7</sup>. На рис. 1 приведены зависимости резонансных частот  $f$  основных линий ЯМР-спектра от угла  $\phi$  между осью  $\{110\}$  и внешним полем  $H$ . Резонансы регистрировались по изменению величины  $\rho$  при наложении переменного магнитного поля  $\mathbf{H}_N \perp S_1, \mathbf{H}$ . Изменение эффективного поля  $\mathbf{H}_N$  при резонансе вызывает изменение  $\rho$ . Как видно из рис. 1, все резонансные частоты хорошо укладываются на две синусоидальные ветви. Абсолютные значения частот соответствуют утроенной частоте обычного ЯМР ядра  $\text{As}^{75}$  в магнитных полях, равных проекциям внешнего магнитного поля на пространственные диагонали куба. Эти проекции в рассматриваемой геометрии попарно различаются для четырех главных диагоналей, что дает две ветви частот. При наклоне поля  $\mathbf{H}$  к лазерному лучу каждая ветвь расщепляется еще на две.

Наблюдаемая картина ядерных резонансов соответствует вкладу квадрупольного взаимодействия, возникающего в результате локального нарушения симметрии при замещении части атомов Ga на Al. Появление градиентов электрического поля на ближайших к замещенным атомам ядрах As приводит к квадрупольному расщеплению уровней  $1/2$  и  $3/2$ . Внешнее магнитное поле расщепляет уровни  $3/2$  на величину  $3H \cos \psi \cos \phi$  для одной пары квадруполей и  $3H \cos \psi \sin \phi$  для другой. Здесь  $\psi$  — угол между пространственной диагональю куба и диагональю его грани. В условиях оптической ориентации, в зависимости от знака циркулярной поляризации света, преимущественно заселяются уровни  $+3/2$ , либо  $-3/2$ . При этом возникает дополнительная компонента поля  $\mathbf{H}_N$ , влияющая на величину  $\rho$ . Выравнивание заселенностей уровней  $\pm 3/2$  в условиях ЯМР позволяет легко детектировать в оптическом канале эффекты, связанные с ядерным квадрупольным взаимодействием.

Изменение величины поля  $H_N$  в условиях резонансов может приводить к качественным изменениям состояний спин-системы. На рис. 2 показаны такие изменения, происходящие при медленном сканировании частоты переменного поля. На рис. 2, а приведена зависимость  $\rho(H)/\rho_1$  для  $\varphi \approx 0$ . Эта зависимость включает область с двумя устойчивыми состояниями поляризации. На границах этой области поляризация люминесценции изменяется скачкообразно, как показано стрелками на рис. 2, а. Таким образом, наблюдается оптический аналог эффекта переключения. Переходы между

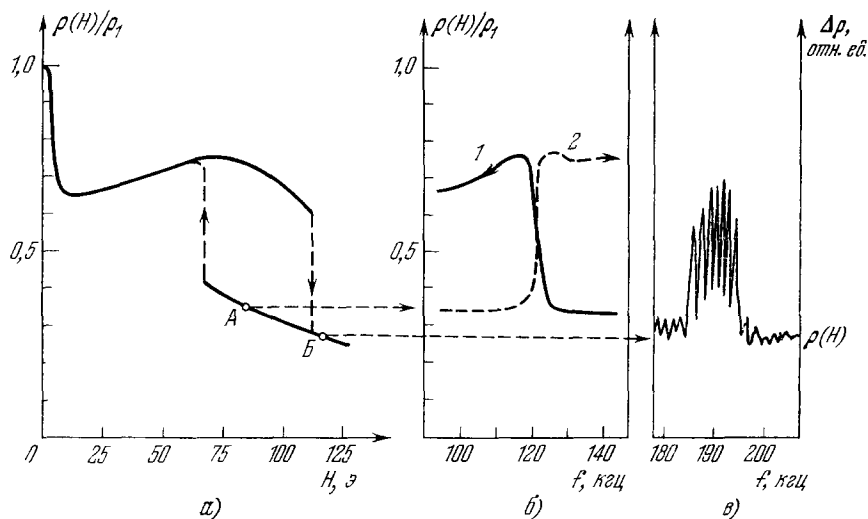


Рис. 2. Изменение состояния спин-системы при сканировании частоты переменного поля.

а) Зависимость  $\rho(H)/\rho_1$  при  $\varphi = 0$  и  $H_{\sim} = 0$ ; б) переход из нижнего устойчивого состояния в верхнее для точки А рис. а); в) возникновение осцилляций с периодом  $\sim 10$  сек для точки В рис. а).

устойчивыми состояниями могут происходить не только на границах области гистерезиса, но и внутри нее. Для этого достаточно изменить поле  $H_N$ , например, с помощью переменного поля  $H$  на частоте ЯМР. Кривые 1 и 2 на рис. 2, б получены при сканировании частоты  $H$  вблизи резонанса со скоростью  $\sim 0,15$  кГц/сек. Поляризация изменяется от значения, соответствующего нижнему устойчивому состоянию в точке А на рис. 2, а, до значений, соответствующих верхнему устойчивому состоянию.

На рис. 2, в показано возникновение медленных осцилляций поляризации с периодом  $\sim 10$  сек при сканировании частоты переменного поля с той же скоростью, но при постоянном поле  $H$ , соответствующем точке В на рис. 1, а. В отсутствие поля  $H_{\sim}$  эта точка соответствует единственному устойчивому состоянию с постоянной поляризацией. Если сканирование частоты прекращается в области резонанса, наблюдаются незатухающие колебания поляризации люминесценции. Такие колебания можно наблюдать и при отсутствии переменного поля, если угол  $\varphi$  увеличить до  $5^\circ - 10^\circ$ .

Таким образом, сильное взаимное влияние электронной и ядерной поляризации в условиях оптической ориентации спинов приводит к ряду новых магнитооптических явлений, проявляющихся в необычной для магнитооптики полупроводников области малых полей. Охлаждение ядерной спин-системы и анизотропии сверхтонкого взаимодействия определяет своеобразие состояний и резонансов ансамбля ориентированных светом электронных и ядерных спинов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дьяконов М. И., Перель В. И.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1514.
2. Захарченя Б. П., Флейшер В. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, т. 40, с. 1839.
3. Новиков В. А., Флейшер В. Г.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 778.
4. Paget D., Zampe G. et al.— Phys. Rev. Ser. B, 1977, v. 15, p. 5780.
5. Новиков В. А., Флейшер В. Г.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 158.; ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 1026.
6. Захарченя Б. П., Новиков В. А., Флейшер В. Г.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 316.
7. Берковиц В. Л., Сафаров В. И.— Ibid., с. 377.