

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53

**НАУЧНЫЕ СЕССИИ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР**

Начиная с 1963 г., вскоре после образования Отделения общей физики и астрономии (до 1968 г. оно называлось Отделением общей и прикладной физики), систематически проводятся научные сессии Отделения. Целью сессий является освещение широкого круга проблем физики и астрономии, рассчитанное, конечно, не только на членов Отделения, но в не меньшей степени и на всех научных работников.

С 1963 г. по март 1969 г. проведено уже 55 научных сессий, на которых было заслушано около 500 докладов и сообщений. Как правило, сессии состоят из трех заседаний и проводятся в последние среду и четверг каждого месяца в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР; все желающие могут свободно посещать эти сессии. Состоялся также ряд выездных сессий.

В наши дни, когда физика и астрономия колоссально разрослись, происходит все большая специализация научных работников. В результате проводимые конференции и семинары носят, как правило, довольно узкий характер. Такое положение и тенденция неизбежны, и изменить их нельзя. Но специализация, несомненно, таит в себе и определенную опасность или, лучше сказать, имеет отрицательные последствия. Как нейтрализовать следствия все более узкой специализации? Этот вопрос важен, он заслуживает внимания. Одна из мер в нужном направлении — более широкое развитие обзорных журналов и вообще обзорной литературы (см. об этом в статье К. Херринга, УФН 98 (2), 369 (1969)). Другая мера — проведение научных собраний (сессий, семинаров), предназначенных не для узкого круга специалистов, а для всех физиков и астрономов. К числу таких собраний и относятся научные сессии Отделения.

Казалось бы, эти сессии должны были бы пользоваться большой популярностью. Но это, если и справедливо, то лишь частично. Бывают случаи, когда на очень интересных докладах присутствуют лишь десятки слушателей. Кроме того, некоторые участники сессий приходят лишь на один доклад, близкий им по специальности, а с «чужих» докладов уходят.

Когда речь идет о людях уже сформировавшихся, я не чувствую себя в праве. да это было бы к тому же бесполезно, давать какие-либо советы. Но сессии посещает также молодежь. В какой-то мере именно для молодых научных работников, аспирантов и студентов сессии особенно нужны и полезны. В отношении этого контингента слушателей можно смело утверждать, что, не посещая сессий или пропуская большинство докладов, они сами не знают, что творят. Человек, вступающий или только недавно вступивший в научную жизнь, еще обычно не представляет себе, какие доклады могут быть ему полезны и важны, а какие нет. Впрочем, и самые опытные люди далеко не всегда могут это сказать, но по крайней мере они с большей долей вероятности способны заранее оценить характер доклада и, кроме того, имеют значительно больше дополнительных источников информации.

Задачи научных сессий ООФА АН СССР и нашего журнала во многом совпадают. Поэтому естественно, что ряд докладов, прочитанных на сессиях, уже был опубликован в «Успехах физических наук». Сейчас мы делаем следующий шаг: работа сессий будет освещаться на страницах УФН более подробно, как это сделано ниже в отношении 55-й научной сессии ООФА АН СССР, проводившейся в марте 1969 г.

В. Л. Гинабург

9\*

26 и 27 марта 1969 г. в конференц-зале Физического института им П. Н. Лебедева состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Ф. Л. Шапиро, Поиски электрического дипольного момента нейтрона и ультрахолодные нейтроны.

2. Г. И Макаров, В. В. Новиков, Вопросы распространения сверхдлинных радиоволн в волноводном канале Земля — ионосфера.

3. Е. А. Конорова, С. Ф. Козлов, Алмазный детектор ядерных излучений.

4. И. В. Карпова, С. Г. Калашников, О. В. Константинов, В. И. Перель, Г. В. Царенков, Рекомбинационные волны в компенсированном германии.

5. Ю. М. Гальперин, И. Л. Дричко, Ю. В. Илизавский, В. А. Кудинов, О возможности получения и использования эффекта усиления ультразвука полупроводниками в магнитном поле.

6. А. А. Веденов, А. М. Дыхне, М. Д. Франк-Каменецкий, Плавление молекул ДНК.

7. А. С. Тибилев, А. М. Шухтин, Генерация излучения на ион-ионной рекомбинации.

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

### Ф. Л. Шапиро. Поиски электрического дипольного момента нейтрона и ультрахолодные нейтроны

В последние годы при изучении распада нейтральных  $K$ -мезонов были открыты явления, противоречащие принципу инвариантности по отношению к обращению времени. Одним из следствий этого открытия является возможность существования

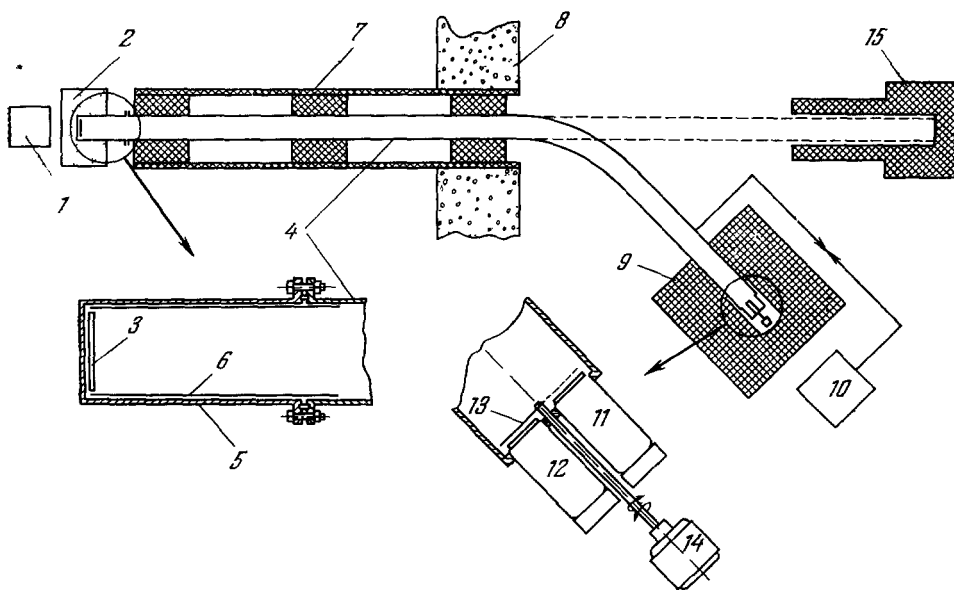


Схема установки.

1 — реактор ИБР, 2, 3 — замедлитель (2 — парафин, 3 — слой полиэтилена толщиной 1 мм), 4 — медная труба с внутренним диаметром 9,4 см, полной длиной 10,5 м, 5 — алюминиевая труба; 6 — цилиндр из медной фольги, 7 — защита (парафин с карбидом бора), 8 — двухметровая бетонная стена зала реактора, 9 — защита детектора (парафин), 10 — система откачки и наполнения трубы, 11, 12 — детекторы (ФЭУ-13 со слоем  $ZnS$  + соединение лития), 13 — медная шторка толщиной 1,6 мм, 14 — механизм перемещения шторки, 15 — ловушка прямого пучка нейтронов

электрических дипольных моментов (ЭДМ) у элементарных частиц. В связи с этим несколькими научными группами были поставлены опыты по измерению электрического дипольного момента нейтрона (см., например, <sup>1</sup>). Наилучшей точности достигла американская группа <sup>2</sup>, показавшая, что если ЭДМ нейтрона и существует, то его величина меньше, чем элементарный заряд, умноженный на  $5 \cdot 10^{-23}$  см. Чувствительность при-

менного резонансного метода ограничивается в конечном счете временем пребывания нейтрона в установке, составлявшем  $\tau = 2 \cdot 10^{-2}$  сек. Отмеченная Я. Б. Зельдовичем возможность хранения в замкнутой полости очень медленных нейтронов (скорость  $v < 5-8$  м/сек), которые испытывают полное отражение от границы вакуум — среда при любых углах падения<sup>3</sup>, позволяет реализовать время  $\tau$  порядка среднего времени радиоактивного распада нейтрона ( $10^3$  сек). В принципе это должно поднять чувствительность резонансного метода измерения ЭДМ на 5 порядков. Указанные соображения стимулировали группу физиков из Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ (Дубна) проверить возможность извлечения таких ультрахолодных нейтронов (УХН) из реактора и их хранения<sup>4</sup>. Схема опыта представлена на рисунке. Нейтроны, выходящие из замедлителя 3 со скоростью, большей 5,7 м/сек, при столкновении со стенками медной трубы 4 поглощались или выходили наружу. Нейтроны меньших скоростей, испытывая многократное полное отражение от меди, диффундировали по вакуумированной трубе до нейтронных детекторов 11, 12 и регистрировались, если очень тонкая медная шторка 13 была открыта, или отражались от шторки, если она была закрыта. Соответственно скорость счета детектора резко уменьшалась при закрытии шторки. Специальные опыты позволили оценить время диффузии УХН от замедлителя до детектора, которое оказалось порядка 200 сек.

Результаты эксперимента показывают, что УХН образуются и распространяются в соответствии с теоретическими ожиданиями. Это позволяет планировать опыты по измерению периода распада нейтрона и его ЭДМ. Можно полагать, что УХН найдут и другие применения, основанные на использовании их малой энергии ( $\sim 10^{-7}$  эв), способности фокусироваться и других свойств.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Л. Шапиро, УФН 95 (1), 145 (1968).
2. J. K. Baird, P. D. Miller, W. B. Dress, N. F. Ramsay, Препринт статьи, направленной в Phys. Rev. (1969).
3. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 36, 1952 (1959).
4. В. И. Лушиков, Ю. Н. Покотилловский, А. В. Стрелков, Ф. Л. Шапиро, Письма ЖЭТФ 9, 40 (1969).

**Г. И. Макаров, В. В. Новиков.** Вопросы распространения сверхдлинных радиоволн в волноводном канале Земли — ионосфера

Радиоволны сверхдлинноволнового диапазона (СДВ) распространяются в приземном сферическом волноводном канале, образованном земной поверхностью и нижней частью ионосферы, которая в рассматриваемом диапазоне частот (1—60 кгц) ведет себя как неоднородный по высоте проводник, обладающий анизотропией вследствие наличия магнитного поля Земли. Свойства ионосферы и Земли меняются как в радиальном, так и в касательном направлениях, однако в большинстве случаев изменение свойств сред в касательных направлениях является медленным, и в первом приближении это обстоятельство можно не принимать во внимание. В результате задача распространения СДВ в приземном волноводе математически сводится к построению решения уравнений Максвелла при заданных источниках для сферически слоистой среды, состоящей из трех областей. Первая область  $a \leq r \leq a + h$  (где  $a$  — радиус Земли,  $h$  — высота нижней кромки ионосферы над земной поверхностью) представляет собой однородную изотропную среду со свойствами, практически совпадающими со свойствами вакуума. Вторая область  $0 \leq r < a$  является проводящей изотропной средой, свойства которой, вообще говоря, зависят от радиальной координаты  $r$ . И, наконец, третья область  $r > a + h$  (ионосфера) представляет собой анизотропный проводник с переменной по высоте проводимостью. Даже в такой идеализированной постановке не удается построить строго аналитическое решение задачи вследствие того, что переменные в уравнениях Максвелла, описывающие поле в анизотропной ионосфере, не разделяются. В настоящее время имеется приближенное аналитическое решение рассматриваемой задачи, но оно требует количественного исследования границ его применимости и дальнейших уточнений.

Задача распространения СДВ рассматривалась многими авторами<sup>1-10</sup>, которые при решении задачи использовали различные пути и приближения при построении решения и его исследовании. Имеются два пути построения решения (в них в явной или неявной форме используется приближенное разделение переменных в уравнениях Максвелла в ионосфере): один из них опирается на разложение решения по собственным функциям радиального оператора (метод нормальных волн), другой — на разложение по собственным функциям азимутального оператора (метод Дебая или метод

многократно отраженных волн). Второй путь построения решения является более простым в математическом отношении, так как азимутальный оператор обладает только дискретным спектром. С помощью преобразования Ватсона решение, получаемое вторым путем, сводится к представлению в виде ряда нормальных волн, который удобно использовать для численных расчетов поля на больших расстояниях от источника ( $r > 3000$  км). Разложение же решения в виде ряда многократно отраженных от поверхности Земли и ионосферы волн, которое получается непосредственно при использовании второго пути построения решения, удобно для расчетов на небольших удалениях от источника. Из этого разложения нетрудно получить приближенное геометрическое представление решения в виде многократно отраженных лучей, справедливое в освещенной для данного луча области. В области же тени отдельный член ряда многократно отраженных волн можно интерпретировать как «дифракционный» луч, испытывающий частичное скольжение по поверхности Земли.

При построении решения на основании разложений по собственным функциям азимутального оператора (полиномам Лежандра  $P_n(\cos \theta)$ ) падающее поле (поле источника в свободном пространстве) дается рядом зональных гармоник, каждый член которого представляет собой спиральную волну<sup>11</sup>. Если рассматривать последовательное отражение отдельной спиральной волны поочередно от поверхности Земли и ионосферы и удовлетворить граничным условиям на каждом акте отражения с помощью сферических коэффициентов отражения спиральных волн, можно получить формальное решение задачи в виде суммы многократно отраженных волн, каждая из которых определенное число раз отразилась от поверхности Земли и ионосферы. При этом каждая отдельная волна в свою очередь представляется суммой по собственным функциям азимутального оператора<sup>5</sup>.

В описанной схеме конструирования решения предполагается, что при отражении спиральной волны данного номера  $n$  отраженное поле представляет собой одну спиральную волну того же номера. Это предположение строго выполняется в случае изотропных сред, однако при отражении от анизотропной ионосферы оно, вообще говоря, нарушается — отраженное поле в данном случае дается бесконечной суммой спиральных волн. Поэтому полученное описанным выше методом решение задачи в случае анизотропной ионосферы является приближенным и соответствует «диагональному» приближению сферического коэффициента отражения от ионосферы.

При построении решения необходимо учитывать изменение поляризации волны при отражении от поверхности анизотропной ионосферы и использовать матричный сферический коэффициент отражения с отличными от нуля недиагональными элементами. Сферический коэффициент отражения от земной поверхности необходимо при этом также использовать в матричной форме, но с нулевыми недиагональными элементами.

Для исследования решения в виде ряда многократно отраженных волн или ряда нормальных волн требуется знание сферических коэффициентов отражения. Они могут быть написаны в явной аналитической форме только для однородных (слоисто-однородных) изотропных сред. В случае неоднородных сред, а также анизотропной ионосферы необходимо прибегать к численным расчетам коэффициентов отражения (или поверхностных импедансов). При этом, что касается сферического коэффициента отражения от анизотропной ионосферы, его приходится заменять коэффициентом отражения плоской волны от плоско-слоистой среды (или более точно, коэффициентом отражения цилиндрической спиральной волны от цилиндрически слоистой среды). Как показывают исследования для изотропной ионосферы<sup>12</sup>, такая замена обеспечивает высокую точность.

При исследовании решения в виде ряда нормальных волн основную трудность представляет решение характеристического трансцендентного уравнения для собственных значений радиального оператора. К настоящему времени разработана методика численного решения этого уравнения<sup>2, 8, 13, 14</sup> и приведены многочисленные расчеты, выявившие основные закономерности распространения сверхдлинных радиоволн в приземном волноводном канале.

Многопараметричность задачи затрудняет выяснение качественных закономерностей, поэтому большой интерес представляет использование вариационных методов с целью получения простых приближенных выражений для собственных значений радиального оператора. Применение таких методов в случае плоского изотропного волновода<sup>15</sup> дало возможность более детально разобраться в динамике собственных чисел, их зависимости от частоты, высоты волновода и поверхностного импеданса его верхней стенки, а также обнаружить явление вырождения собственных значений. Аналогичные исследования для сферического волновода показали, что влияние сферичности на собственные значения радиального оператора определяется параметром сферичности  $S = (kh)^2 h/a$ , который в диапазоне СДВ меняется от нескольких сотых до нескольких десятков, т. е. в верхней части диапазона СДВ влияние сферичности очень существенно. В сферическом волноводе, как и в плоском, имеет место явление вырождения, влияющее на нумерацию нормальных волн.

## ЛИТЕРАТУРА

1. K. G. Budden, Proc. Roy. Soc. **265**, 1323 (1962).
2. П. Е. Краснушкин, Н. А. Яблочкин, Теория распространения сверхдлинных волн, М., Изд. ВЦ АН СССР, 1963.
3. J. R. Wait, Canad. J. Phys. **41** (2), 299 (1963).
4. J. R. Jöhler, J. Res. NBS **68D** (1), 67 (1964).
5. Г. И. Макаров, В. В. Новиков, Некоторые вопросы распространения радиоволн СДВ диапазона. Третий Всесоюзный симпозиум по дифракции волн. Рефераты докладов, М., «Наука», 1964.
6. Э. М. Гюннинен, И. Н. Забавина, в сб. «Проблемы дифракции и распространения волн», т. 5, Л., Изд-во ЛГУ, 1966.
7. П. Е. Краснушкин, ДАН СССР **171** (1), 61 (1966).
8. Р. Б. Байбулатов, П. Е. Краснушкин, ДАН **174** (1), 84 (1967).
9. Г. Ф. Ременец, Г. И. Макаров, В. В. Новиков, в сб. «Проблемы дифракции и распространения волн», т. 8, Л., Изд-во ЛГУ 1968.
10. J. Galejs, Radio Sci. **2** (6), 557 (1967).
11. H. Vemmer, Terrestrial Radiowaves, N. Y., 1949.
12. С. Т. Рыбачек, в сб. «Проблемы дифракции и распространения волн», т. 7, Л., Изд-во ЛГУ, 1968.
13. С. Т. Рыбачек, Э. М. Гюннинен, в сб. «Проблемы дифракции и распространения волн», т. 6, Л., Изд-во ЛГУ, 1966.
14. Г. Ф. Ременец, в сб. «Проблемы дифракции и распространения волн», т. 7, Л., Изд-во ЛГУ, 1968.
15. Г. И. Макаров, В. В. Новиков, в сб. «Проблема дифракции и распространения волн», т. 7, Л., Изд-во ЛГУ, 1968.

**Е. А. Конова, С. Ф. Козлов.** Алмазный детектор ядерных излучений

Несмотря на успех германиевых и кремниевых детекторов ядерных излучений, остаются области применения, где алмазный детектор может обладать определенными преимуществами благодаря высокой химической и термической стойкости алмаза. Исследованию счетных свойств алмаза посвящено значительное количество работ<sup>1-3</sup>. Однако эти исследования не привели к созданию алмазного детектора — прибора, годного для практического использования.

Естественные алмазы являются изоляторами с сопротивлением  $10^{14}$  ом·см и выше. Электрические поля до  $10^6$  в/см еще не вызывают пробоя кристалла. Подвижности носителей заряда велики и составляют  $1550$  см<sup>2</sup>/в·сек для дырок<sup>4</sup> и  $2000$  см<sup>2</sup>/в·сек для электронов<sup>5</sup>. Эти свойства алмаза очень благоприятны для использования его в качестве детектора излучений.

Однако применение очень сильных электрических полей ограничено зависимостью подвижности от поля, как и в других валентных кристаллах. Согласно работам<sup>5,6</sup> скорость дрейфа электронов в алмазе достигает своего предельного значения  $10^7 \pm 0,2 \cdot 10^7$  см/сек при комнатной температуре в поле около  $2 \cdot 10^4$  в/см. Это обстоятельство не было учтено ни в одной из опубликованных работ по счетным свойствам алмаза, и поэтому трактовка экспериментальных результатов не всегда была удовлетворительной. Так как время жизни электронов и дырок в алмазе в очень редких случаях превышает  $10^{-8}$  сек<sup>5</sup>, максимальная глубина рабочей области детектора ограничена 200—300 мкм.

Существенным недостатком алмазных детекторов являлась поляризация кристалла, так как из-за очень малой электропроводности электрическое равновесие внутри кристалла не успевало восстанавливаться за время между импульсами. Известные способы снятия поляризации с помощью нагрева, освещения или приложения переменного поля неудобны и малоэффективны. Для того чтобы избежать поляризации, нами было предложено использовать инжектирующий контакт на стороне пластины алмаза, противоположной облучаемой<sup>7</sup>. В окрестности такого контакта поддерживается равновесие поля и заряда. При нарушении этого равновесия захваченными носителями, например электронами, созданными в кристалле при ионизации регистрируемым излучением, нейтрализация их осуществляется за счет дырочно-го тока с контакта (ток, ограниченный объемным зарядом).

После преодоления многих трудностей, связанных с разработкой инжектирующих контактов для алмаза, отбором кристаллов с необходимым временем жизни и другими, было изготовлено 10 алмазных детекторов. Свойства этих детекторов исследовались при регистрации  $\alpha$ -частиц с энергией 5,5 Мэв от источника Pu<sup>238-242</sup>. Полученные результаты сведены в таблицу (на стр. 735), данные которой относятся к комнатной температуре.

№ образца	Толщина, мм	Рабочее напряжение, в	Эффективность счета, %	Энергетич. разрешение, %	$\epsilon_{\alpha}$ *) эв
1	0,15	400	100	5	15,6
2	0,16	600	100	5	15,4
3	0,21	600	100	8	16,2
4	0,27	400	100	9	16,1
5	0,14	600	100	8	16,3
6	0,20	300	100	4	15,9
7	0,20	400	100	10	16,2
8	0,19	200	100	15	16,2
9	0,13	400	100	15	16,6
10	0,40	600	100	5	16,2

\*)  $\epsilon_{\alpha}$  — энергия, необходимая для создания пары носителей, рассчитанная по импульсу в максимуме кривой амплитудного распределения.

Рабочая площадь приготовленных детекторов лежала в пределах от 2 до 10 мм<sup>2</sup>.

Работа детекторов была исследована при регистрации  $\alpha$ -частиц в диапазоне температур 300—1000° К. До температуры 490—550° К свойства детекторов существенно не изменялись, при более высоких температурах амплитуда импульсов и эффективность счета падали, однако счет продолжался в некоторых случаях до 1000° К.

В настоящее время можно наметить следующие области применения алмазных детекторов ядерных излучений: 1) Регистрация короткопробежных частиц ( $\alpha$ -частиц, протонов) при повышенных температурах. 2) Регистрация короткопробежных частиц в агрессивных средах — кислотах и щелочах. 3) Регистрация  $\beta$ -частиц малых энергий при комнатной температуре и повышенных температурах, а также в активных средах (например, излучения трития в биологических объектах).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. C. Champion, Proc. Phys. Soc. **B65**, 465 (1952).
2. P. J. Kennedy, Proc. Roy. Soc. **A253**, 37 (1959).
3. P. J. Dean, J. C. Male, J. Phys. Chem. Solids **25**, 311 (1964).
4. P. J. Dean, E. C. Lightowers, D. R. Wight, Phys. Rev. **140**, A352 (1965).
5. Е. А. Конорова, С. Ф. Козлов, В. С. Вавилов, ФТТ **8**, 3 (1966).
6. Е. А. Конорова, С. А. Шевченко, ФТП, **1**, 364 (1967).
7. С. Ф. Козлов и Е. А. Конорова, Авторское свидетельство № 224697 (заявка № 1144951).

**И. В. Карпова, С. Г. Калашников, О. В. Константинов, В. И. Перель, Г. В. Царенков.** Рекомбинационные волны в компенсированном германии.

В докладе приведены данные об обнаружении и исследовании нового типа электрической неустойчивости в плазме полупроводников — так называемых рекомбинационных волн (РВ). Существование РВ теоретически было предсказано в работе <sup>1</sup>, в которой было показано, что в полупроводниках, содержащих глубокие ловушки, при наличии внешнего электрического поля могут самовозбуждаться волны концентрации носителей заряда и предельного электрического поля. В последующих работах <sup>2, 3</sup> свойства РВ были исследованы более подробно. В отличие от других известных типов электрической неустойчивости в полупроводниках, возбуждение РВ не связано с разогревом плазмы и с возникновением отрицательной дифференциальной проводимости; оно не требует также внешнего магнитного поля. Однако до настоящего времени РВ не наблюдались на опыте. В настоящей работе была обнаружена электрическая неустойчивость в компенсированных кристаллах германия <sup>4</sup>, свойства которой позволяют истолковать ее как возбуждение РВ.

Колебания тока наблюдались в кристаллах *n*-типа, в которых центрами рекомбинации были атомы марганца. Марганец компенсировался сурьмой так, что верхний уровень ( $E_c - 0,37$ ) эв был заполнен электронами частично. Контакты изготавливались вплавлением индия или олова с добавкой 1% сурьмы.

Наблюдавшаяся неустойчивость обладала следующими особенностями. Спонтанные колебания тока возникали при температурах, близких к комнатной, и существовали в сравнительно узком интервале температур (несколько десятков градусов).

Критическое поле неустойчивости было мало и для разных образцов лежало в пределах немногих десятков  $v/cm$ ; это исключало заметный разогрев плазмы. Неустойчивость наблюдалась только при частичной компенсации верхнего уровня марганца и не возникала, если концентрация сурьмы превышала удвоенную концентрацию марганца. Вольт-амперные характеристики образцов до возникновения колебаний тока были строго линейными. Вблизи порога колебания тока имели шумовой характер, но при дальнейшем увеличении поля становились правильными. Частота колебаний лежала в пределах  $0,1-1 Mгц$  и не зависела от длины кристаллов. Амплитуда колебаний была велика; глубина модуляции тока  $(i_{max} - i_{min})/i_{max}$  достигала  $50-90\%$ .

Исследование изменения потенциала в пространстве и времени в процессе колебаний, проведенное с помощью подвижного прижимного зонда, показало, что неустойчивость имеет объемный характер. При этом было обнаружено, что колебания поля возникают только в ограниченной части кристалла, отстоящей на разные расстояния от обоих электродов. Специальные опыты с образцами весьма различной формы показали, что возможная инжекция с контактов не играет принципиальной роли в развитии неустойчивости. Точно так же не было обнаружено заметного влияния обработки поверхности кристаллов.

Указанные выше особенности наблюдавшейся неустойчивости качественно согласуются с теорией РВ. Чтобы сравнить теорию с опытом и количественно, в работе были вычислены значения критического поля  $E_c$ , соответствующей ему частоты колебаний  $\omega_c$ , а также температурная зависимость  $E_c$ . Исходными уравнениями, как и в работах <sup>1-3</sup>, являлись: два уравнения непрерывности для электронов и дырок, уравнения рекомбинационной кинетики и условие  $div j = 0$ , где  $j$  — плотность конвекционного тока. Расчеты были проведены в линейном приближении, т. е. только для пороговых условий развития неустойчивости. Рассматривая поведение гармонической флуктуации концентрации носителей и электрического поля в форме  $\exp [i(kx - \omega t)]$ , можно было найти значение порогового электрического поля  $E_{п}(k)$  (соответствующего нулевому инкременту затухания) и частоты  $\omega(k)$  как функции волнового числа  $k$ . Критическое поле неустойчивости ( $E_c$ ) принималось равным минимальному значению  $E_{п}(k_c)$ , а критическое значение частоты ( $\omega_c$ ) находилось как  $\omega(k_c)$ .

Полученные выражения для  $E_c$ ,  $\omega_c$  и  $k_c$  зависят от: равновесных концентраций дырок и электронов  $p_0$  и  $n_0$ ; концентрации марганца  $N$ ; коэффициентов захвата дырок  $\alpha_p$  и электронов  $\alpha_n$  на верхний уровень марганца; равновесной степени заполнения электронами верхнего уровня марганца при температуре опыта  $f \equiv n_t/N$ , где  $n_t$  — концентрация электронов на указанном уровне. Значения  $p_0$ ,  $n_0$  и  $N$  определялись из измерений постоянной Холла и электропроводности. Величины коэффициентов захвата  $\alpha_p$  и  $\alpha_n$  и их зависимость от температуры были известны из работы <sup>5</sup>. Величина  $f$  определялась из исследования температурной зависимости постоянной Холла и электропроводности. Интерпретация этих данных была трудна, так как верхний уровень марганца лежит вблизи середины запрещенной зоны. Однако при этом оказалось возможным все же определить интервал возможных значений  $f$ .

Сопоставление рассчитанных значений  $E_c$  и циклической частоты  $\omega_c$  с данными опыта обнаружило удовлетворительное согласие. В таблице в качестве иллюстрации приведены результаты для одного из образцов. Наиболее интенсивные колебания тока

Сравнение теоретических значений критического поля и частоты с экспериментом

$T, ^\circ K$	$n_0, см^{-3}$	$p_0, см^{-3}$	$N, см^{-3}$	$f$	$E_{теор}, см^{-1}$	$E_{эксп}, см^{-1}$	$\omega_{теор}, сек^{-1}$	$\omega_{эксп}, сек^{-1}$	$k_{теор}, см^{-1}$
313	$4,3 \cdot 10^{13}$	$4,3 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{14}$	0,31	18	18	$2 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$	40

для этого образца наблюдались при  $313^\circ K$ . При этой температуре проводимость образца можно было считать собственной. Для  $f$  было найдено  $0,2 < f < 0,4$ . Совпадение теоретического и экспериментального значений  $E_c$  получается при  $f = 0,31$ , что соответствует середине интервала возможных значений  $f$ , определенного экспериментально.

Рассчитанная зависимость  $E_c(T)$  показала, что развитие неустойчивости в исследованных образцах возможно было только в узком интервале температур — вблизи комнатной, так как только в этом случае критическое поле имеет низкое значение. Именно это и наблюдалось на опыте.

Приведенные выше данные показывают, что свойства электрической неустойчивости, наблюдаемой в германии с частично компенсированным марганцем, соответствуют выводам теории РВ. Поэтому возникновение описанной неустойчивости можно рассматривать как экспериментальное доказательство существования РВ.

Результаты настоящей работы подробнее изложены в <sup>6</sup>.

## ЛИТЕРАТУРА

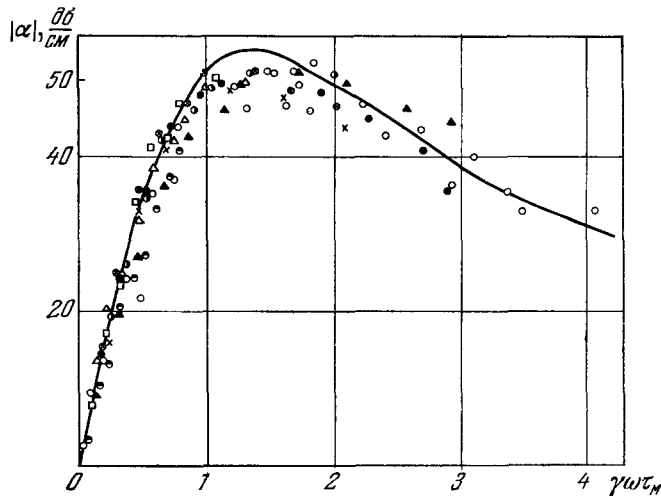
1. О. В. Константинов, В. И. Перель, ФТТ 6, 3364 (1964).
2. О. В. Константинов, Г. В. Царенков, ФТТ 8, 1866 (1966).
3. О. В. Константинов, В. И. Перель, Г. В. Царенков, ФТТ 9, 1761 (1967).
4. П. В. Карпова, С. Г. Калашников, Письма ЖЭТФ 6, 954 (1967).
5. Е. Г. Ландсберг, С. Г. Калашников, ФТТ 5, 1067 (1963).
6. I. V. Karпова, S. G. Kalashnikov, O. V. Konstantinov, V. I. Perel, G. V. Tzarenkov, Phys. Status Solidi 33 (2) (1969).

Ю. М. Гальперин, И. Л. Дричко, Ю. В. Илизавский, В. А. Кудинова.  
О возможности получения и использования эффекта усиления ультразвука полупроводниками в магнитном поле

Как известно, коэффициент поглощения звука носителями заряда, движущимися под действием внешнего электрического поля в пьезоэлектрических полупроводниках, определяется следующим выражением:

$$\alpha_{\text{эл}} = \alpha_0 \frac{\gamma \omega \tau_M^0}{(1 + \omega^2 \tau_i^2)^2 + (\gamma \omega \tau_M^0)^2} \quad (\text{дБ/см}), \quad \text{где } \alpha_0 = 4,34 \frac{4\pi\beta^2}{\epsilon \rho v_{\text{зв}}^2} \frac{\omega}{v_{\text{зв}}} = 8,68 \frac{K^2}{2} \frac{\omega}{v_{\text{зв}}} \quad (\text{дБ/см}).$$

$\beta$  — эффективный пьезоэлектрический коэффициент в направлении распространения звука,  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная,  $v_{\text{зв}}$  — скорость звука,  $\omega = 2\pi\nu$  — его частота,  $\rho$  — плотность кристалла,  $\tau_i = R_0/v_{\text{зв}}$ ,  $R_0$  — дебаевский радиус экранирования,  $K$  — константа электромеханической связи,  $\tau_M^0 = \epsilon/4\pi\sigma_0$  — максвелловское время релаксации,  $\gamma = 1 - v_{\text{др}}/v_{\text{зв}}$ , где  $v_{\text{др}}$  — дрейфовая скорость электронов.



Зависимость усиления звука в  $n$ -InSb от параметра  $\gamma\omega\tau_M$ .  
Частота  $f = 800$  МГц,  $T = 77^\circ$  К.

При  $v_{\text{др}} > v_{\text{зв}}$   $\gamma < 0$  и поглощение звука сменяется его усилением, что подтверждено многочисленными экспериментальными исследованиями.

При включении постоянного магнитного поля величина  $\tau_M^0$  в  $\alpha_{\text{эл}}$  заменяется на

$$\tau_M = \tau_M^0 \frac{1 + \left(\frac{uH}{c}\right)^2}{1 + \left(\frac{uH}{c}\right)^2 \cos \theta} \quad \left(\cos \theta = \frac{qH}{qH}\right)$$

( $u$  — подвижность). В сильном (в классическом смысле) поперечном магнитном поле, когда  $\cos \theta = 0$  и  $(uH/c)^2 \gg 1$ ,  $\tau_M = \tau_M^0 (uH/c)^2$ , т. е. электронное поглощение звука (или его усиление) увеличивается в  $(uH/c)^2$  раз.



В работе исследовалось влияние поперечного магнитного поля на поглощение и усиление звука с частотой 400—800 Мгц в монокристаллах InSb  $n$ -типа с  $n \sim 10^{14}$  см $^{-3}$  и  $u \sim 6 \cdot 10^5$  см $^2$ /в.сек при  $T = 77^\circ$  К. В измерениях использовалась пьезоэлектрически активная сдвиговая волна, распространяющаяся в направлении [110] с поляризацией вдоль [001]. Результаты измерений при напряженности магнитного поля  $H \leq 8 \cdot 10^3$  э хорошо согласуются с линейной теорией. Это позволило определить константу электрохимической связи ( $K^2 = 1.4 \cdot 10^{-3}$ ). Константа определялась: 1) из измерений по поглощению звука в магнитном поле при выполнении условий  $(uH/c)^2 \gg 1$ ,  $(uH/c)^2 \cos^2 \theta \ll 1$  и  $\omega \tau_M \ll 1$ ; 2) из анализа температурной зависимости поглощения звука в магнитном поле в интервале температур 77—160° К; 3) по величине максимума в зависимости коэффициента электронного усиления звука  $\alpha$  от параметра  $\gamma \omega \tau_M$ , которая не зависит ни от  $\gamma$ , ни от  $H$ , ни от механизма рассеяния электронов.

На рисунке приведен вид этой зависимости для частоты  $f = 800$  Мгц. Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом: 1) Экспериментально наблюдалось влияние магнитного поля на поглощение и усиление звука. 2) Усиление и поглощение звука в магнитных полях до  $8 \cdot 10^3$  э находятся в хорошем согласии с линейной теорией. На частоте 800 Мгц наблюдалось усиление порядка 50 дБ/см. 3) Определен пьезоэлектрический коэффициент  $e_{14} = 0,08$  к/м $^2$ . 4) Измерение поглощения и усиления звука дает возможность исследовать поперечную проводимость полупроводников с большой подвижностью в магнитном поле. 5) Полученные данные показывают, что использование поперечного магнитного поля позволяет расширить круг полупроводниковых материалов, в которых наблюдается значительное усиление звука.

**А. А. Веденов, А. М. Дыхне, М. Д. Франк-Каменецкий.** П л а в л е н и е м о л е к у л ДНК.

Молекула ДНК состоит из двух правовинтовых спиралей длиной  $\geq 10^5$  Å, с шагом 34 Å, навитых друг на друга так, что образуется цилиндр диаметром  $\sim 20$  Å, и скрепленных, с помощью водородных связей, АТ- и ГЦ-парами оснований (10 пар, или звеньев, на 1 виток спирали).

При нагревании примерно до 90° С (при так называемых нормальных условиях, когда в 1 л воды растворено 0,15 моля NaCl) происходит плавление (иначе — денатурация) молекулы ДНК; часть водородных связей разрывается, в этих местах две спирали расходятся и, будучи гибкими, сворачиваются в растворе в беспорядочные клубочки. Это расхождение спиралей можно увидеть, осажда ДНК из раствора на твердую подложку и рассматривая ее под электронным микроскопом; однако при изучении молекул в растворе процесс плавления обычно наблюдается косвенно — по изменению вязкости раствора или по изменению поглощения света ( $\lambda = 2600$  Å) при нагревании в районе плавления. Процесс плавления обратим — при охлаждении спирали сходятся (обычно в расплавленных молекулах ДНК спирали все-таки остаются скрепленными друг с другом в нескольких точках), водородные связи восстанавливаются и снова образуется двухспиральный полимер — ДНК ренатурирует.

Температурная ширина интервала плавления в различных условиях меняется от долей градуса до нескольких градусов. Это говорит о том, что плавление ДНК — процесс коллективный (чаще говорят — кооперативный); если бы АТ (или ГЦ)-пары диссоциировали независимо, то ширина интервала плавления составляла бы  $4T^2/q = 160^\circ$  ( $q = 3500^\circ$  К — теплота плавления в расчете на 1 звено цепи ДНК).

Теория плавления молекулы ДНК, исходя из статистической термодинамики, должна предсказать температурную зависимость доли расплавленных звеньев, средней длины расплавленных участков и т. п.

Для молекул со звеньями одного сорта (так называемый гомополимер) теория рассматривалась в различных моделях (литературу см., например, в<sup>1</sup>); сравнение с экспериментальным значением ширины интервала плавления гомополимера  $\sim 1^\circ$  позволяет найти энергию двух границ расплавленного и спирального участков:  $F_S = 3500^\circ$  К.

При добавлении в раствор ДНК в воде низкомолекулярных веществ (металлы, красители, а также белки) их молекулы могут садиться на молекулы ДНК и укреплять связь между спиралами. При этом кривая плавления сдвигается в область более высоких температур и уширяется. Повышение температуры плавления и уширение интервала плавления<sup>2</sup> в точности такие же, как при плавлении твердых растворов, имеющих диаграмму плавкости типа «сигары». Эти опыты позволяют найти теплоту плавления 1 звена ДНК  $q = 3500^\circ$  К, а также отношение концентраций введенного низкомолекулярного вещества на расплавленных и спиральных участках ДНК.

В отличие от гомополимеров — легкоплавкого поли-АТ и тугоплавкого поли-ГЦ (температуры плавления  $T_{АТ} = 65^\circ$  С,  $T_{ГЦ} = 105^\circ$  С, ширины интервалов

плавления  $\sim 1^\circ$ ), реальная гетерогенная ДНК, состоящая из АТ и ГЦ пар, плавится при  $T = 90^\circ \text{C}$  (при концентрации АТ пар  $c = 1/2$ ) и имеет более широкий интервал плавления ( $\sim 4^\circ$ ).

В последнее время развита теория плавления реальной ДНК<sup>3, 4</sup>. Предложен простой алгоритм, позволяющий рассчитывать на электронно-вычислительной машине плавление ДНК с любой заданной последовательностью звеньев<sup>3</sup>, и найдено (при  $(T_{\text{ГЦ}} - T_{\text{АТ}})q/T_{\text{АТ}}F_s \ll 1$ ) аналитическое решение задачи о плавлении ДНК со случайной последовательностью звеньев<sup>4\*</sup>). Согласно аналитическому решению, плавление гетерогенной ДНК происходит при средней температуре плавления составляющих ее звеньев; при этом ДНК плавится большими кусками (примерно по  $l = [F_s T_{\text{АТ}}/q(T_{\text{ГЦ}} - T_{\text{АТ}})]^2/c(1-c) \approx 400$  звеньев), а большая ширина интервала плавления обусловлена неоднородностью состава АТ — ГЦ в этих кусках и равна  $(T_{\text{ГЦ}} - T_{\text{АТ}})\sqrt{c(1-c)}/l$ . Из-за большой длины расплавленных участков относительное обогащение расплавленной части ДНК легкоплавкой АТ-компонентой невелико, порядка  $1/\sqrt{l}$ . Если двухнитевая ДНК раздроблена на куски по  $N$  звеньев, то ширина интервала плавления возрастает примерно на  $(T_{\text{ГЦ}} - T_{\text{АТ}})\sqrt{c(1-c)}/\sqrt{N}$ .

Оценка показывает, что поверхностная энергия  $F_s$  для замкнутой кольцевой ДНК вдвое меньше, чем у линейной; это согласуется с тем фактом, что ширина интервала плавления у кольцевой ДНК вдвое больше, чем у линейной<sup>5</sup>.

Расчет на электронно-вычислительной машине<sup>3</sup>, качественно согласуясь с аналитическим решением, уточняет выводы теории и приводит к лучшему согласию с экспериментом.

Сравнение экспериментальных кривых плавления ДНК с теорией позволяет оценить концентрацию дефектов на молекуле ДНК, отклонение АТ—ГЦ последовательности от случайной и т. п.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D. M. Crothers, B. H. Zimm, J. Mol. Biol. 9, 1 (1964).
2. М. Д. Франк-Каменецкий, ДАН СССР 157, 187 (1964); Молекулярная биология 2, 408 (1968).
3. А. А. Веденов, А. М. Дыхне, А. Д. Франк-Каменецкий, М. Д. Франк-Каменецкий, Молекулярная биология 1, 313 (1967).
4. А. А. Веденов, А. М. Дыхне, ЖЭТФ 55, 357 (1968).
5. М. Д. Франк-Каменецкий, А. Д. Франк-Каменецкий, Молекулярная биология 3 (3) (1969).

А. С. Тибилев, А. М. Шухтин. Генерация излучения на ионной рекомбинации

Сечение для реакции ион-ионной рекомбинации (ИИР) двойным столкновением  $A^- + B^+ \rightarrow A + B^*$  при тепловых скоростях достигает значений  $\sigma_{\text{ИИР}} \approx 10^{-12} \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ . Эта реакция может идти с избирательным заселением возбужденных уровней образующихся нейтральных атомов. Положение резонансно заселяемого уровня, ширина резонанса, а также величина  $\sigma_{\text{ИИР}}$  для данной пары ионов хорошо поддаются расчету. Реакцию ИИР можно рассматривать как возможный механизм создания инверсии заселенности уровней. Она особенно удобна при использовании в схеме «лазера на столкновениях», так как образующиеся нейтральные атомы при этом получают кинетическую энергию  $\Delta E = 1-2 \text{ эв}$ , что практически исключает обратный процесс. Для получения усиливающей среды на механизме ИИР необходимо создать такие условия, при которых роль ИИР в заселении данных уровней является доминирующей в сравнении с другими механизмами. Проведенные исследования показали, что такие условия возникают при импульсном электрическом разряде в смеси  $\text{Na} - \text{H}_2$  ( $j \approx 200 \text{ а/см}^2$ ).

Реакция  $\text{H}^- + \text{Na}^+ \rightarrow \text{H} + \text{Na}$  ( $4S$ ) приводит к избирательному заселению уровня  $\text{Na}(4S)$ . Высокая степень ионизации  $\text{Na}$  в разряде ( $n_{\text{Na}^0} < 10^9 \text{ см}^{-3}$ , а  $n_{\text{Na}^+} \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) и высокие значения электронной температуры приводят к тому, что указанная реакция становится основным источником заселения основного и нижних возбужденных уровней  $\text{Na}$ . ИИР в данном случае оказывается весьма эффективным механизмом создания инверсии в заселении уровней  $4S^2S_{1/2} - 3P^2P_{1/2, 3/2}$  и генерации индуцированного излучения на этих переходах с большим коэффициентом усиления.

\*) Математически задача эквивалентна одномерной модели Изинга — цепочке взаимодействующих спинов в магнитном поле, случайным образом зависящем от номера звена.