

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1973 г.

537.312.62

ПУТЕШЕСТВИЕ В СТРАНУ ТУННЕЛИРОВАНИЯ *)**.I. Эсаки****1. ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР**

В 1923 г., когда квантовая теория находилась еще в младенческом состоянии, де Бройль¹ выдвинул новую фундаментальную гипотезу, согласно которой материя обладала двойственной природой и частицы могли характеризоваться также и волновыми свойствами. Эта гипотеза привела Шрёдингера² к созданию уравнения, теперь известного как волновое уравнение, причем предполагалось, что решения этого уравнения должны описывать электрон, или частицу. Эти решения обладали свойством непрерывности и не исчезали даже в классически запрещенных областях с отрицательной кинетической энергией. Отсюда вытекало, что электроны должны обладать способностью проходить через такие запрещенные области, другими словами, имелась вероятность туннелирования из одной классически разрешенной области в другую. Общее представление о тунNELЬНОМ эффекте, действительно, возникает из этого квантово-механического результата. Последующее экспериментальное подтверждение этого представления можно рассматривать как один из первых триумфов квантовой теории.

В 1928 г. физики-теоретики считали, что туннелирование может произойти лишь в результате искажения, понижения или утоньшения потенциального барьера под воздействием внешнего сильного электрического поля. Оппенгеймер³ объяснил явление автоионизации возбужденных состояний атомарного водорода с помощью туннельного эффекта. Действительно, кулоновская потенциальная яма, в которой движутся атомные электроны, при наложении сильного электрического поля может исказиться. При этом перед электроном окажется потенциальный барьер конечной величины, сквозь который он сможет туннелировать.

На основе представления об электронном туннелировании Фаулер и Нордгейм⁴ объяснили основные черты явления холодной эмиссии из металлов под воздействием сильного внешнего электрического поля, оставшегося непонятным со времени открытия этого явления Лиlienфельдом⁵ в 1922 г. Ими была предложена одномерная модель, согласно которой электроны металладерживаются в нем потенциальной стенкой, высота

*) Leo Esaki, Long Journey into Tunneling. Nobel Lecture, December 13, 1973. Reimpression de Les Prix Nobel, Stockholm, 1974, p. 65. Перевод Г. Ф. Жаркова.

1 УФН, т. 116, вып. 4

© The Nobel Foundation 1974.

© Перевод на русский язык,

Главная редакция физико-математической
литературы издательства «Наука»,
«Успехи физических наук», 1975 г.

которой равна работе выхода Φ плюс энергия Ферми E_F . Ширина же стенки может быть существенно уменьшена приложением сильного внешнего электрического поля, как изображено на рис. 1, в результате чего электроны способны туннелировать сквозь потенциальную стенку. Фаулер и Нордгейм получили хорошо известную ныне формулу, выражающую ток как функцию электрического поля F :

$$J = AF^2 \exp \left[-\frac{4(2m)^{1/2} \Phi^{3/2}}{3\hbar F} \right].$$

Почти немедленно эти идеи были применены Гамовым⁶, а также Гёрненем и Кондоном⁷ для описания α -распада как туннельного процесса. Затем Райс⁸ с помощью этой теории дал описание явления молекулярной диссоциации.

Следующим важным шагом была попытка использовать представление о туннелировании с целью понять транспортные свойства электрических

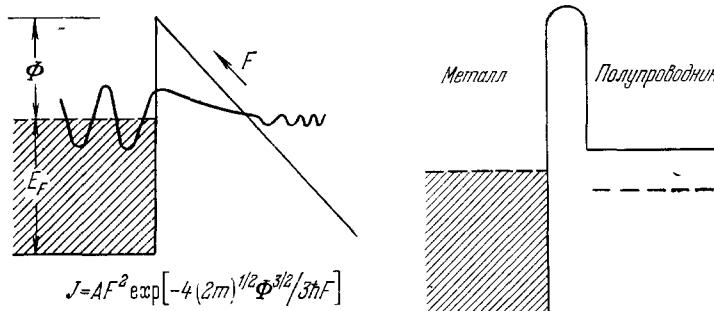


Рис. 1. Туннелирование в модели Фаулера — Нордгейма.

Рис. 2. Первая модель выпрямителей типа металл — полупроводник.

контактов между двумя твердыми проводниками. Явления, возникающие в месте контакта металл — металл или полупроводник — металл, имеют важное техническое значение, поскольку они используются при изготовлении электрических переключателей, выпрямителей и детекторов.

В 1930 г. Френкелем⁹ было предположено, что удивительный факт независимости контактного сопротивления между металлами от температуры может быть объяснен в терминах туннелирования через узкий вакуумный промежуток. Вслед за тем Холм и Мейсснер¹⁰ провели тщательные измерения контактного сопротивления. Они показали, что величина сопротивления изолирующих поверхностных слоев и его независимость от температуры действительно согласуются с объяснением, основанным на представлении о туннелировании через вакуумоподобный промежуток. Эти измерения, по-видимому, представляют собой первое правильно истолкованное наблюдение туннельного тока в твердых телах¹¹, поскольку вакуумоподобный промежуток представлял собой твердый изолирующий слой окисла.

В 1932 г. Вильсон¹², Френкель и Иоффе¹³ и Нордгейм¹⁴ применили представления о квантовомеханическом туннелировании к описанию контактов между металлом и полупроводником — случай выпрямителей, таких, как селеновые или изготовленные из окиси меди. Рассмотрение простейшей энергетической диаграммы (рис. 2) позволило получить следующее хорошо известное соотношение между током и напряжением:

$$J = J_s \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right].$$

Эта теория, по-видимому, использовалась в течение ряда лет, пока она не была затем отвергнута, поскольку в конце концов было понято, что предсказываемый ею выпрямленный ток должен иметь другой знак по сравнению с обычно используемыми диодами. Теперь ясно, что в обычных условиях поверхностные барьеры, образующиеся в месте контактов полупроводников и металлов, как изображено на рис. 2, слишком велики, чтобы можно было наблюдать туннельный ток. В те далекие годы вообще имелась тенденция объяснять любой необычный эффект с помощью туннелирования. Однако убедительное экспериментальное подтверждение эффекта туннелирования часто отсутствовало, главным образом ввиду примитивности применявшейся тогда экспериментальной техники.

В 1934 г., с развитием зонной теории твердого тела, Зенером¹⁵ было введено представление о межзонном туннелировании, или внутренней эмиссии, в качестве объяснения диэлектрического пробоя. Им была вычислена вероятность переходов из заполненной зоны в следующую, более высокую по энергии, незаполненную зону при наложении электрического поля. Фактически им было продемонстрировано, что энергетическая щель в известном смысле аналогична потенциальному барьера. Этот подход затем был уточнен Хьюстоном¹⁶ в 1940 г. Зенеровский механизм пробоя диэлектриков оказался, однако, несущественным в реальных материалах. Если на кристалл диэлектрика или полупроводника наложить высокое электрическое поле, то обычно еще до наступления туннелирования развивается лавинный пробой (образование электрон-дырочных пар), и таким образом, поле не успевает достичь значения, достаточного для начала туннелирования.

2. ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД

Примерно в 1950 г. с развитием технологии изготовления диодов на основе германиевых $p - n$ -переходов, важнейших транзисторных элементов, были предприняты попытки понять свойства этих переходов. Для объяснения вольт-амперных характеристик с отрицательным дифференциальным сопротивлением Мак-Аффи с сотрудниками¹⁷ использовали модифицированную теорию Зенера. Ими было показано, что низковольтный пробой в германиевых диодах (в частности, они наблюдали пробой при 10 в) обязан межзонному туннелированию из валентной зоны в p -области в пустую зону проводимости в n -области. Работа Мак-Аффи с сотрудниками послужила толчком к целому ряду других исследований пробоя в $p - n$ -переходе. В результате этих исследований было выяснено¹⁸, что в большинстве переходов на основе Ge за пробой ответствен лавинный механизм. К тому времени, однако, наименование «зенеровский диод» уже укоренилось для диодов на основе Si, обладавших низким порогом пробоя. В действительности же эти диоды почти все были лавинного типа. В 1957 г. Чиновет и Мак-Кей¹⁹ изучали кремниевые переходы с низким порогом пробоя и объявили, что они, наконец-то, обнаружили туннелирование. В такой обстановке в 1956 г. я начал изучение межзонного туннелирования, или внутренней эмиссии, в полупроводниковых диодах, главным образом с целью уточнения электронной структуры узких (по ширине) $p - n$ -переходов. Такая информация в то время была также важна и с технологической точки зрения.

Картина поля, образующегося внутри $p - n$ -перехода, определяется характером распределения примесей — доноров и акцепторов. Если предположить, что распределения обоих сортов примесей имеют вид ступенек, то ширина перехода W оказывается равной $W = \text{const} \cdot \sqrt{(N_A + N_D)/N_A N_D} \sim 1/\sqrt{N}$, где N_A и N_D — концентрации

акцепторов и доноров, и $N < N_A$ или N_D . В соответствии с этим мы попытались приготовить сильно легированные германиевые $p-n$ -переходы. Концентрации как доноров, так и акцепторов были достаточно высоки, так что соответствующие участки переходов были вырождены, другими словами, уровни Ферми находились заведомо внутри валентной зоны и зоны проводимости.

В процессе экспериментов мы прежде всего получили так называемый обратный диод, который обладал лучшей проводимостью в обратном, а не в прямом направлении. В этом отношении его свойства согласовались с направлением выпрямления, предсказываемым ранее упомянутой старой туннельной теорией выпрямления. Рассчитанная ширина перехода при нулевом напряжении составляла примерно 200 Å, что было подтверждено емкостными измерениями. В таком переходе возможность развития лавины была полностью исключена, поскольку пробой происходил при напряжениях, много меньших порогового напряжения, необходимого для начала образования электронно-дырочных пар. Вольтамперные характеристики при комнатной температуре свидетельствовали, что основной электронный ток в обратном направлении был, несомненно, обусловлен

Рис. 3. Полулогарифмические кривые вольт-амперных характеристик туннельного диода с $N_A \approx 2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $N_D \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Левая (сплошная) кривая соответствует обратному направлению и почти отсутствию зависимости от температуры.

туннельным механизмом. Этот прохождение тока и в прямом направлении и в обратном направлении. Когда элемент был охлажден, мы впервые увидели

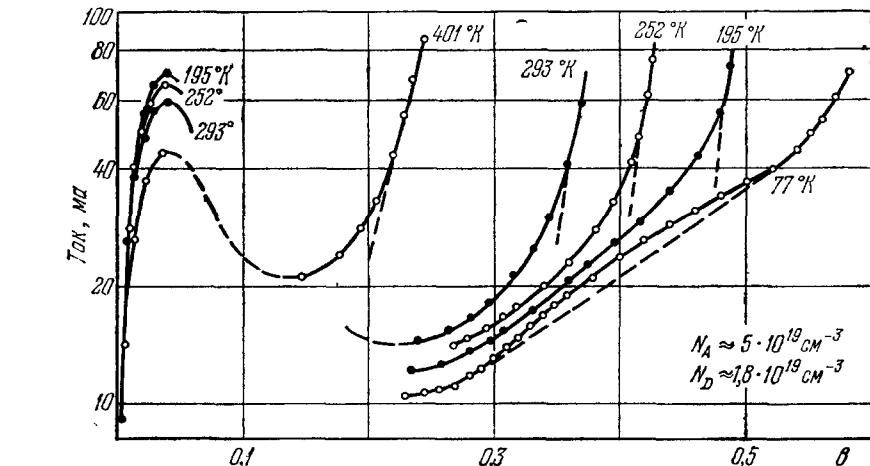


Рис. 4. Полулогарифмические кривые вольт-амперных характеристик туннельного диода с $N_A \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $N_D \approx 1,8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

область отрицательного сопротивления, как изображено на рис. 3. При дальнейшем увеличении степени легирования и соответствующем сужении ширины перехода (следовательно, при дальнейшем уменьшении пути

туннелирования) отрицательное сопротивление было четко видно при всех температурах (рис. 4)²⁰.

Вольт-амперные характеристики анализировались на основе представлений о межзонном туннелировании. Если процесс туннелирования имеет упругий характер, то энергия электрона будет сохраняться. На рис. 5 изображены энергетические диаграммы туннельного диода при нулевом напряжении смещения и, соответственно, при наличии разности потенциалов V_1 , V_2 , V_3 . По мере увеличения напряжения, вплоть до величины V_1 , межзональный туннельный ток растет (этому соответствует стрелка на рис. 5, б). Однако когда зона проводимости области n -типа полностью пересечет валентную зону в области p -типа, то при дальнейшем увеличении напряжения (рис. 5, в) ток станет убывать, из-за недостатка разрешенных энергетических состояний для туннелирования. Если напряжение достигло или превысило значение V_3 , то главную роль будет играть нормальный диффузионный (или термический) поток, как это наблюдается в случае обычного $p-n$ -диода (рис. 5, г). Наряду с Ge сразу же были изучены и другие полупроводниковые материалы и были получены туннельные диоды на основе Si, InSb, GaAs, InAs, PbTe, GaSb, SiC и другие.

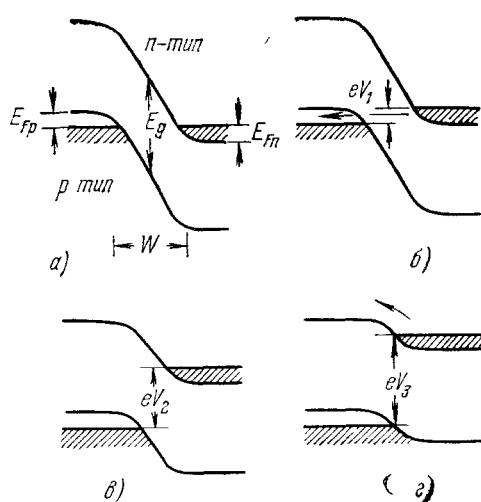


Рис. 5. Энергетические диаграммы при различных напряжениях смещения на туннельном диоде.

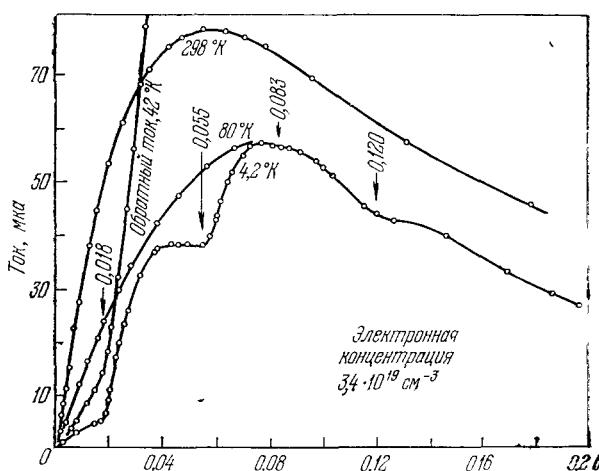


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики в кремниевом туннельном диоде при 4,2, 80 и 298 K.

В первых же экспериментах с кремниевым туннельным диодом²¹ была обнаружена удивительно тонкая структура вольт-амперной характеристики при 4,2 °K, указывавшая на наличие неупругого туннелирования (рис. 6). Большое впечатление произвел на нас тот факт, что четыре

значения напряжения, соответствовавшие указанным на рисунке сингулярностям кривой, почти точно совпадали с четырьмя характеристическими энергиями, связанными с акустическими и оптическими фононами. Эти энергии получались ранее из данных по спектрам оптического поглощения²², а также находились с помощью внутреннего рекомбинационного излучения²³ в чистом кремнии. Анализ деталей вольт-амперных характеристик позволил изучать не только электронные состояния исследовавшихся материалов, но также и взаимодействие туннелирующих электронов с фононами, фотонами, плазмонами и даже с колебательными модами молекул барьера²⁴.

В результате возникла целая область науки, а именно, туннельная спектроскопия, которая позволяет получать богатую информацию с помощью исследования туннельных явлений.

3. ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ПЕРЕХОДАХ: МЕТАЛЛ—ОКИСЬ—ПОЛУПРОВОДНИК

В этом докладе мы не стремились дать исчерпывающий обзор множества теоретических и экспериментальных работ по туннелированию; такого рода обзор содержится, например, в книге²⁵. Напротив, в оставшееся время мне хотелось бы сосредоточиться лишь на одном из аспектов проблемы, а именно, на явлении отрицательного сопротивления в полупроводниках, которое можно наблюдать с помощью современных туннельных структур.

Дифференциальное отрицательное сопротивление проявляется лишь в особых условиях, когда полное число туннельных электронов, прошедших через барьер в секунду, уменьшается с ростом приложенного напряжения, а не увеличивается, как в обычном случае. Явление отрицательного сопротивления важно не только в твердотельной электронике, где с его помощью можно получать усиление сигнала, но оно важно и само по себе, поскольку проливает свет на некоторые фундаментальные черты туннельного эффекта.

Прежде чем перейти к главной теме, мне хотелось бы кратко обрисовать теорию туннелирования в приближении независимых электронов²⁶. При туннелировании мы обычно имеем дело с одномерным потенциальным барьером $V(x)$. Коэффициент прохождения D для такого барьера определяется как отношение интенсивности пройденной электронной волны к интенсивности падающей волны. Наиболее часто используется следующее выражение для D , полученное на основе полуклассического ВКБ-приближения:

$$D(E_x) = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V - E_x)} dx \right]; \quad (1)$$

здесь E_x — кинетическая энергия в направлении, нормальному к барьеру, а величины x_1 и x_2 — классические точки поворота электрона с энергией E_x на краях потенциального барьера. Если барьер имеет резкие границы, то сперва необходимо построить волновые функции путем спшивания значений функций и их производных на каждой границе, а затем уже вычислить коэффициент прохождения.

Выражение для туннельного тока должно учитывать два фундаментальных закона сохранения: 1) закон сохранения полной энергии электрона и 2) закон сохранения компоненты волнового вектора, параллельной плоскости барьера. Скорость падающего электрона в состоянии с волновым числом k_x дается в одночастичном приближении формулой $\hbar^{-1} \partial E / \partial k_x$.

При этом выражение для плотности туннельного тока записывается в виде

$$J = \frac{2e}{(2\pi)^3} \int \int \int D(E_x) [f(E) - f(E')] \hbar^{-1} \frac{\partial E}{\partial k_x} dk_x dk_y dk_z, \quad (2)$$

где f — фермиевская функция распределения, или вероятность заполнения, а E и E' — соответственно энергии падающего и прошедшего электронов. Множитель $2/(2\pi)^3$ представляет собой фазовый объем, занимаемый двумя электронами с противоположными спинами.

Эффект отрицательного сопротивления впервые наблюдался, по-видимому, на вышеупомянутом туннельном диоде. Однако аналогичные характеристики, как я сейчас продемонстрирую, могут быть получены и на туннельных переходах типа металл — окись — полупроводник²⁷. В этом случае отрицательное сопротивление возникает по совсем иным причинам, нежели в туннельных диодах. Полупроводники, о которых пойдет

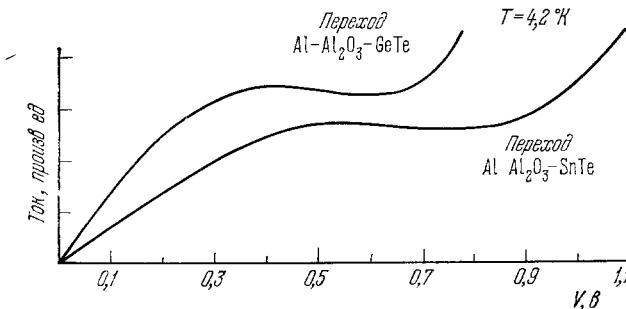


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики в туннельных переходах SnTe и GeTe при $4,2 \text{ K}$.

речь (SnTe и GeTe), довольно необычны — они обладают скорее металлической, а не полупроводниковой, проводимостью. Оба эти материала нестехиометричны и, благодаря высокой концентрации вакансий на Sn или Ge, имеют ярко выраженный p -тип, со значениями концентраций носителей, соответственно, порядка $8 \cdot 10^{20}$ и $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Туннельные переходы приготавливались испарением SnTe или GeTe на предварительно напыленную и оксидированную полоску Al на кварцевой или сапфировой подложке. В противоположность p — n -диодам, все материалы, использовавшиеся в этих переходах, были поликристаллическими, хотя окись алюминия, возможно, аморфна.

На рис. 7 показаны вольт-амперные характеристики типичных переходов SnTe и GeTe при $4,2 \text{ K}$, а на рис. 8 изображены их энергетические диаграммы при нулевом напряжении, а также при напряжениях V_1 и V_2 (слева направо). Как и в случае туннельного диода, туннельный ток растет до тех пор, пока напряжение смещения не поднимет уровень Ферми в металле до вершины валентной зоны в полупроводнике (рис. 8, б). При дальнейшем росте напряжения смещения (рис. 8, в) полное число свободных разрешенных состояний (дырок) в вырожденном полупроводнике p -типа остается неизменным. Однако высота туннельного барьера увеличивается, например, с E_{BV} до E_{BV_2} , что приведет к уменьшению вероятности туннелирования благодаря экспоненциальному множителю $e^{-\lambda}$, где $\lambda \sim \sqrt{2dE_{BV}/\hbar}$, а E_{BV} и d — высота барьера и, соответственно, его ширина. Таким образом, на вольт-амперной характеристике появляется область отрицательного сопротивления. Если напряжение смещения станет больше, чем уровень, соответствующий дну зоны проводимости в полупроводнике, то откроется новый путь туннелирования из металла в зону

проводимости и ток снова станет возрастать с ростом напряжения. Направление выпрямления в этом переходе опять обратное, как и в случае туннельного диода.

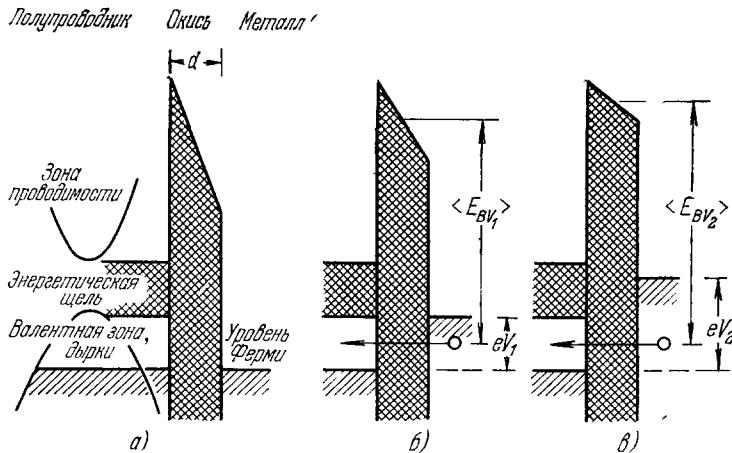


Рис. 8. Энергетические диаграммы при различных напряжениях смещения в туннельных переходах $\text{Al} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SnTe}$ или $\text{Al} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{GeTe}$.

Заметим, что экспоненциальный туннельный множитель считался здесь зависящим лишь от разности энергий между дном зоны проводимости в окисле и энергией Ферми металла. Это предположение должно быть справедливо, поскольку упомянутая разность энергий, по-видимому, много меньше, чем разность энергий между вершиной валентной зоны в окисле и энергией Ферми металла.

4. ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ БЛАГОДАРЯ РЕЗОНАНСНОМУ ПРОХОЖДЕНИЮ

Известно, что существует так называемое явление резонансного прохождения. Исторически резонансное прохождение было впервые обнаружено при рассеянии электронов атомами благородных газов и часто называется эффектом Рамзауера. Во многих учебниках по квантовой механике²⁸ одной из наиболее популярных глав является как раз резонансное прохождение при туннелировании или рассеянии. В одномерном случае двойного потенциального барьера²⁹ узкая центральная потенциальная яма обладает слабоквантованными (квазистационарными) связанными состояниями, энергии которых мы обозначим через E_1 и E_2 (рис. 9, а). Если энергия падающих электронов совпадает с этими энергиями, то электроны смогут протуннелировать сквозь оба барьера без всякого поглощения. Как видно из рис. 10 (две кривые при $V = 0$), коэффициент прохождения равен единице при энергии электрона $E = E_1$ или $E = E_2$. Поскольку состояние E_1 более сильно квантовано, чем E_2 , резонансный пик при $E = E_1$ гораздо более острый по сравнению с пиком при $E = E_2$. Хотя степень остроты пика зависит от толщины барьера, можно всегда добиться для определенной энергии выполнения резонансного условия 100%-ного прохождения при любой толщине двух барьеров. Этот эффект довольно любопытен, поскольку обычно считается, что коэффициент прохождения есть произведение двух соответствующих коэффициентов для каждого из барьеров; в результате полный коэффициент прохождения должен был бы быть очень мал. Ситуация здесь несколько напоми-

нает случай с интерференционным фильтром типа Фабри — Перо в оптике. Большая величина прохождения возникает при этом потому, что для

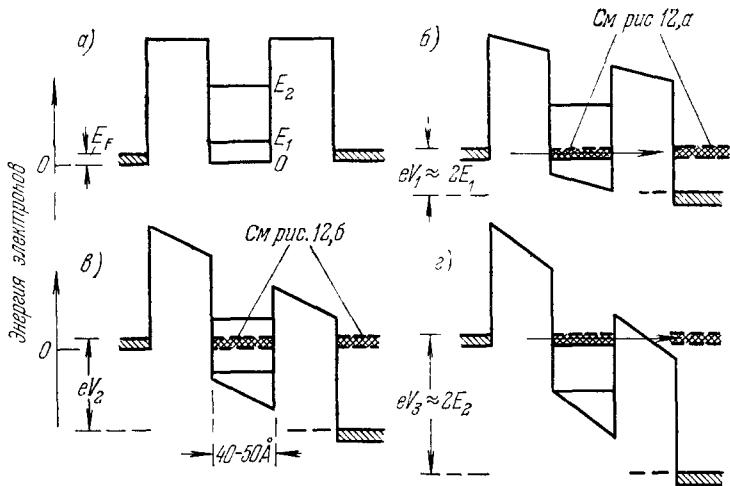


Рис. 9. Энергетические диаграммы при различных напряжениях смещения в туннельном переходе с двойным барьером.
В случаях б, г) возможно резонансное прохождение.

определенных длин волн отраженные изнутри волны интерферируют с падающей волной и погашают ее так, что остается лишь прошедшая волна.

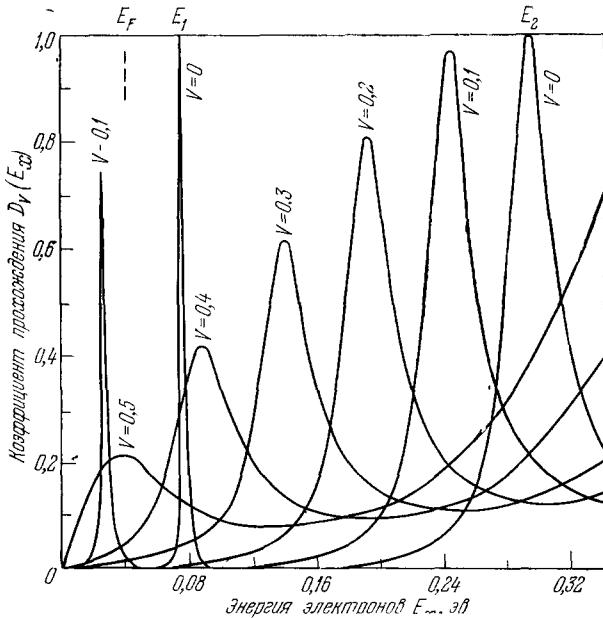


Рис. 10. Зависимость коэффициента прохождения от энергии электронов, указывающая на возможность резонансного прохождения.

Это резонансное условие можно распространить на случай периодической барьерной структуры. В модели Кронига — Пенни для случая одномерного кристалла, состоящего из ряда равномерно расположенных

потенциальных барьеров, хорошо известно, что разрешенные энергетические зоны полного прохождения разделены запрещенными зонами поглощения. Такие одномерные математические задачи зачастую весьма элегантны и могут иметь точные аналитические решения, которые приводятся в учебниках по квантовой механике. Многие из таких задач, однако, считаются чисто математической абстракцией, далекой от реальности. Недавно нами была начата экспериментальная работа, имеющая целью реализовать одномерные потенциальные барьеры в монокристаллических полупроводниках и попытаться заметить предсказанные квантовомеханические

эффекты³⁰. В качестве рабочего полупроводника, или матрицы, был выбран GaAs *n*-типа, причем потенциальные барьеры величиной доли электрон-вольта создавались путем наложения тонких слоев $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ или AlAs. Поскольку химические связи Ga и Al сходны, а ионы имеют почти одинаковый размер, то введение AlAs в GaAs приводит к наименьшим нарушениям качества монокристалла. Тем не менее различие в электронной структуре этих двух веществ приводит к появлению резкого потенциального барьера внутри рабочего полупроводника. Для приготовления многослойных структур нами использовалась техника эпитаксиального нанесения

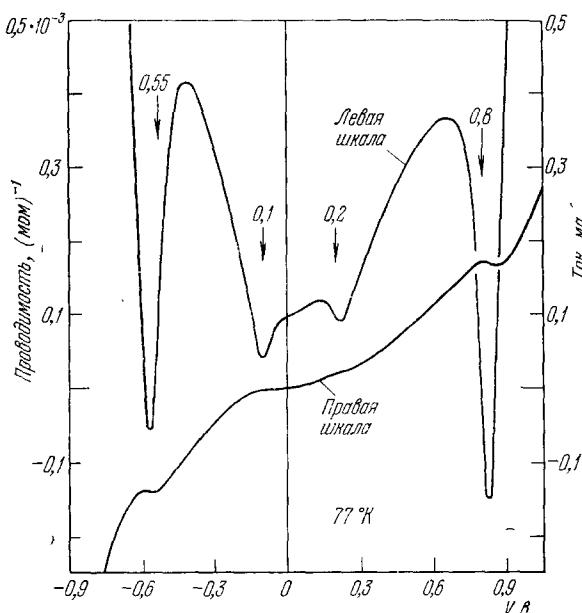


Рис. 11. Зависимости тока J и проводимости dJ/dV от напряжения в туннельном переходе с двойным барьером.

слоев с помощью молекулярных пучков в условиях сверхвысокого вакуума. Использование электронно-вычислительной следящей системы позволило обеспечить тщательный контроль толщины H и состава³¹.

С помощью этой техники нами была изготовлена туннельная структура с двойным потенциальным барьером³², в которой высота и ширина барьера составляли, соответственно, около 0,4 эв и несколько десятых ангстрема, а ширина центральной ямы была всего 40–50 Å. С помощью этих данных можно было оценить значения первых двух энергий E_1 и E_2 слабокvantованных состояний в яме, которые оказались порядка 0,08 и 0,30 эв.

Результаты измерения вольт-амперной характеристики этой двойной туннельной структуры, а также проводимости dJ/dV как функции приложенного напряжения при 77 K, изображены на рис. 11. Ясно видны две сингулярности при обеих полярностях, видны даже области отрицательного сопротивления в районе +0,8 в и -0,55 в. Величина приложенного напряжения, соответствующего этим сингулярностям, усредненная по обеим полярностям, примерно вдвое превосходит рассчитанные значения энергии связанных состояний. Общий характер кривых, в основном, сохраняется и при температуре 4,2 K; при комнатной температуре структура кривых уже не видна.

Энергетические диаграммы при нулевом смещении, а также при напряжениях V_1 , V_2 и V_3 , изображены на рис. 9. Плотности электронов как слева, так и справа от GaAs примерно равны 10^{18} см^{-3} , что соответствует энергии Ферми $0,04 \text{ эв}$ при нулевой температуре. Эти электроны можно считать классическими свободными носителями с эффективной массой m^* и кинетической энергией E , причем

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2).$$

С другой стороны, электроны в центральной яме обладают слабоквантованными уровнями E_1 , E_2 , ... для движения в x -направлении, перпендикулярно стенкам ямы, и непрерывным спектром для движения в плоскости y , z , параллельной стенкам. Эти электроны почти двумерны, т. е. их кинетическая энергия дается формулой

$$E = E_x + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_y^2 + k_z^2).$$

Мы предполагаем, что во всей туннельной структуре можно приблизенно ввести одну и ту же эффективную электронную массу m^* . При этом выражение для туннельного тока в такой структуре ³⁸ можно получить с помощью описанного выше туннельного формализма (формула (2)). Используя соотношения $\partial E / \partial k_x = \partial E_x / \partial k_x$, $2\pi k_t dk_t = dk_y dk_z$, получаем выражение для тока при $T = 0$:

$$J = \frac{e}{2\pi^2 \hbar} \int_0^{E_F} D(E_x) \int_0^{\sqrt{2m^*(E_F - E_x)\hbar}} k_t dk_t dE_x - \\ - \frac{e}{2\pi^2 \hbar} \int_0^{E_F - eV} D(E_x) \int_0^{\sqrt{2m^*(E_F - E_x - eV)\hbar}} k_t dk_t dE_x, \quad (3)$$

где V — приложенное напряжение, от которого зависит коэффициент прохождения $D(E_x)$. Вышеприведенное выражение можно проинтегрировать по поперечным волновым числам k_t , в результате получим

$$J = \frac{em^*}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^{E_F} D_V(E_x) (E_f - E_x) dE_x - \frac{em^*}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^{E_F - eV} D_V(E_x) (E_f - E_x - eV) dE_x. \quad (4)$$

В соотношениях (3) и (4) второй член отличен от нуля лишь при $eV < E_F = 0,04 \text{ эв}$.

Далее, коэффициент прохождения $D_V(E_x)$, в зависимости от приложенного напряжения, может быть найден с помощью волновых функций, построенных с учетом условия непрерывности как функций, так и их производных на каждой границе. На рис. 10 приведены в качестве примера рассчитанные значения D , как функции энергии электронов, при различных приложенных напряжениях в интервале от 0 до $0,5 \text{ в}$. Нуль отсчета энергии расположен на дне левой зоны проводимости, как изображено на рис. 9. В этом примере ширина ямы взята равной 45 \AA , а высота барьера $0,4 \text{ эв}$ при нулевом смещении. Для простоты расчета принято, что барьеры и яма имеют прямоугольную форму, хотя в действительности при любом приложенном напряжении они трапецидальны.

Что касается рис. 9 и 10, то абсолютные значения коэффициентов прохождения, а также энергии, соответствующие максимумам прохожде-

ния, убывающих с ростом приложенного напряжения. За нуль отсчета энергии принят край зоны проводимости для левого внешнего слоя GaAs. Максимумы тока имеют место при таких приложенных напряжениях, когда энергии электронов слева совпадают с энергиями связанных состояний, как изображено на рис. 9, б и г. Существование такого резонансного прохождения было подтверждено экспериментально (см. рис. 11). Однако величина самого коэффициента прохождения в резонансе заметно меньше единицы, что видно из рис. 10. Это обстоятельство, в основном, связано с асимметрией профиля потенциала при отличных от нуля напряжениях.

Для того чтобы лучше понять это туннельное явление, особенно в связи с сохранением поперечного волнового вектора (зеркальное туннелирование), полезно перейти к описанию в пространстве волновых векторов (рис. 12). На рисунке показаны плоскости k_y , k_z , параллельные плоскости перехода, которые соответствуют двум барьерам. Рис. 12, а и б изображают две различные ситуации с различными приложенными напряжениями. Прежде всего, сфера Ферми слева спроектирована на первый экран и изображена в виде кру-

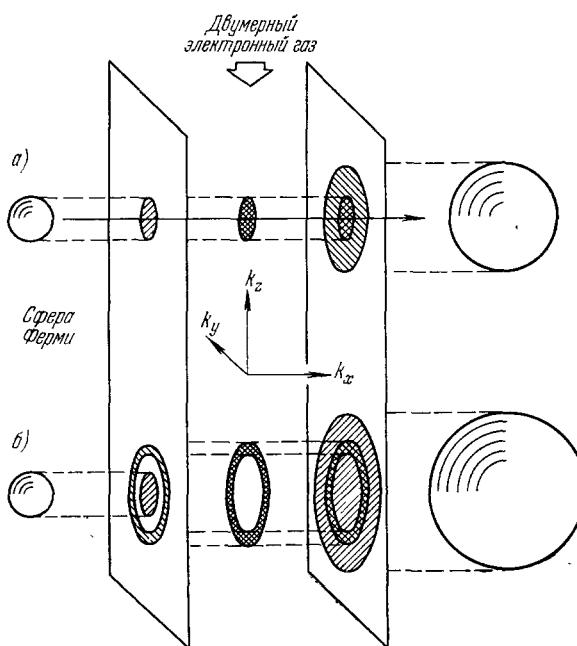


Рис. 12. Построение энергетических теневых областей в двух k_y , k_z -плоскостях, соответствующих двум барьерам.

га. Аналогичная проекция двумерных электронов в центральной яме, имеющих такую же полную энергию, что и электроны в сфере Ферми слева, при определенных значениях приложенного напряжения будет выглядеть в виде круга (рис. 12, а) или в виде кольца (рис. 12, б) в зависимости от величины поданного напряжения. Если обе спроектированные картины не перекрываются, то зеркальный туннельный ток будет отсутствовать. Ситуация на правом экране несколько иная, поскольку энергетическая сфера справа, в которой электроны обладают такими же полными энергиями, что и электроны в сфере Ферми слева, имеет больший размер. Более того, этот размер будет увеличиваться с ростом приложенного напряжения. Таким образом, в этом случае две спроектированные картины всегда перекрываются. Рис. 12, а и в соответствуют условиям по напряжению, показанным соответственно на рис. 9, б и в. С ростом приложенного напряжения от V_1 к V_2 ток будет уменьшаться вследствие исчезновения перекрывающихся областей, в результате возникает отрицательное сопротивление. Поскольку плотность тока оказалась зависящей от полуширины резонансных пиков, изображенных на рис. 10, мы смогли увидеть чистое отрицательное сопротивление, соответствующее второму связанныму состоянию, не замазанное избыточными токами, могущими возникнуть по различным причинам.

5. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА — СВЕРХРЕШЕТКА

Следующим естественным шагом после получения двойного барьера было попытаться приготовить последовательность туннельных переходов с помощью периодического изменения состава сплава³⁰. Используя ту же технику эпитаксиального нанесения слоев молекулярными пучками при контроле ЭВМ, мы пытались получить одномерную периодическую структуру типа Кронига — Пенни — созданную человеком сверхрешетку с периодом в 100 Å³¹. В качестве материалов для этого снова использовались GaAs и AlAs или $Al_{1-x}Al_xAs$.

Профиль состава такой структуры³⁴ был установлен путем одновременного использования метода полировки поверхности образца бомбардировкой ионами и спектроскопии оже-электронов. Результат изображен на рис. 13. Амплитуды оже-сигналов от Al давали величину концентрации

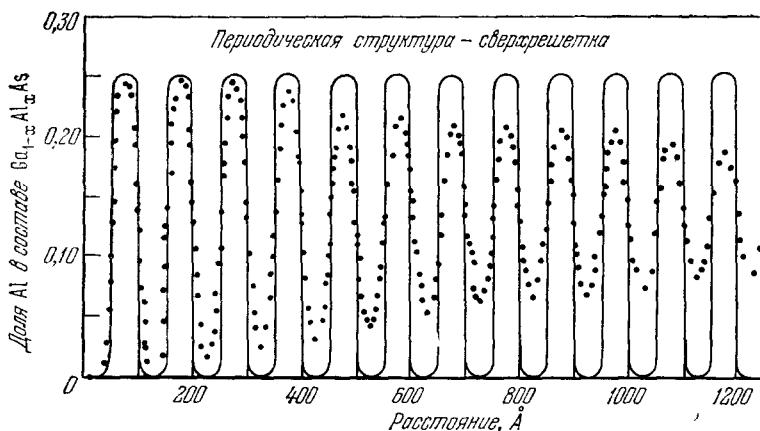


Рис. 13. Профиль состава сверхрешетки, измеренный комбинированным методом ионной бомбардировки — полировки с помощью спектроскопии оже-электронов.

Al вблизи поверхности, на глубине внутри образца всего около 10 Å. Затухание осцилляторного поведения, видное из экспериментальных данных, вызвано не термической диффузией или иными причинами, а обязано эффекту огрубления поверхности, возникновению неоднородностей в процессе полировки образца бомбардировкой ионами. Действительный профиль поэтому, по-видимому, лучше передается сплошной кривой на рис. 13. Насомните, что здесь мы имеем структуру, обладающую наивысшей степенью разрешения из числа когда-либо созданных в монокристаллических полупроводниках.

Необходимо подчеркнуть, что период этой сверхрешетки ~100 Å все еще велик по сравнению с постоянной кристаллической решетки. Если же этот период l сделать меньше, чем длина свободного пробега электрона, то следует ожидать появления серии узких разрешенных и запрещенных зон, обязанных разбиению первоначальной зоны Бриллюэна на ряд минизон. При выполнении условия $eF\tau l/\hbar > 1$, где τ — время столкновения для электрона, F — приложенное электрическое поле, возникает совместный эффект от наличия узких энергетических зон и узких зон волновых векторов. Благодаря этому эффекту электроны могут быть возбуждены за точкой поворота в соотношении между энергией и волновым вектором.

В результате, при прохождении электронов в направлении сверхрешетки, должно возникнуть отрицательное сопротивление. К этому же результату можно прийти и иначе. Длина волны де Броиля электронов

проводимости, имеющих, например, в GaAs *n*-типа энергию 0,03 эв, по порядку величины равна 200 Å (эффективная масса $\sim 0,1m$). Поэтому следует ожидать взаимодействия этих электронных волн с потенциалом типа Кронига — Пенни, обладающим периодом 100 Å, что приведет к нелинейным транспортным свойствам.

Одна из недавно наблюденных нами вольт-амперных характеристик такого типа приведена на рис. 14. Появление отрицательного сопротивления может представить интерес не только с чисто научной точки зрения, но и ввиду возможных практических применений, поскольку в этом случае верхний предел рабочих частот будет выше, чем в любом другом известном полупроводниковом приборе.

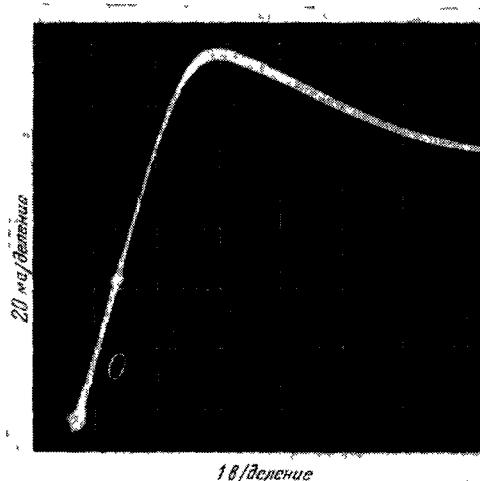


Рис. 14. Вольт-амперная характеристика сверхрешетки GaAs — $Ga_{0,5}Al_{0,5}As$, имеющей период 70 Å.
Температура — комнатная.

в разделе 2, были получены, когда я еще находился в Японии, а все остальное³⁵ выполнено во время моего пребывания в Америке. Поскольку мое путешествие в страну туннелирования продолжается, я не стану сейчас подводить какие-либо итоги. Мне хотелось бы, однако, отметить, что в мире существует множество высоких барьеров: барьеры между нациями, расами и религиями. К сожалению, некоторые из этих барьеров обширны и сильны. Я надеюсь, что, преисполненные решимости, мы сумеем объединиться и найти способ легко и свободно туннелировать сквозь эти барьеры. Завещание, оставленное нам Альфредом Нобелем, отвечает этим целям.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. de Broglie, Nature 112, 540 (1923); Ann. de Phys. 3, 22 (1925).
2. E. Schrödinger, Ann. d. Phys. 79, 361, 489 (1926).
3. J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. 31, 66 (1928); Proc. Nat. Ac. Sci. U.S. 14, 363 (1928).
4. R. H. Fowler, L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. A119, 173 (1928).
5. J. E. Lilienfeld, Phys. Zs. 23, 506 (1922).
6. G. Gamow, ibid. 51, 204 (1928).
7. R. W. Gurney, E. U. Condon, Nature 122, 439 (1928).
8. O. K. Rice, Phys. Rev. 34, 1451 (1929).
9. J. Frenkel, ibid. 36, 1604 (1930).
10. R. Holm, W. Meissner, Phys. Zs. 74, 715 (1932); 86, 787 (1933).
11. R. Holm, Electric Contacts, N.Y., Springer-Verlag, 1967, p. 118.
12. A. H. Wilson, Proc. Roy. Soc. A136, 487 (1932).
13. J. Frenkel, A. Joffe, Phys. Zs. Sowjetunion 1, 60 (1932).
14. L. Nordheim, Zs. Phys. 75, 434 (1932).
15. C. Zener, Proc. Roy. Soc. 145, 523 (1934).
16. W. V. Houston, Phys. Rev. 57, 184 (1940).
17. K. B. McAfee, W. Shockley, M. Sparks, ibid. 83, 650 (1951).

18. K. G. Mc Kay, K. B. Mc Alpine, *ibid.* 91, 1079 (1953); K. G. Mc Kay, *ibid.* 94, 877 (1954); S. L. Miller, *ibid.* 99, 1234 (1955).
19. A. G. Chynoweth, K. G. Mc Kay, *ibid.* 106, 418 (1957).
20. L. Esaki, *ibid.* 129, 603 (1958); in: Solid State Physics in Electronics and Telecommunications (Proc. of Intern. Conference, Brussels, 1958), Ed. M. Desirant and J. L. Michels, v. 1 — Semiconductors, pt. 1, N.Y., Academic Press, 1960, p. 514.
21. L. Esaki, Y. Miyahara, не опубликовано; in: Solid State Electron. 1, 13 (1960); N. Holonyak, I. A. Lesk, R. H. Hall, J. J. Tiemann, H. Ehrenreich, *Phys. Rev. Lett.* 3, 167 (1959).
22. G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington, V. Roberts, *J. Phys. Chem. Sol.* 8, 388 (1959).
23. J. R. Haunes, M. Lax, W. F. Flood, *ibid.*, p. 392.
24. См. например: Tunneling Phenomena in Solids, Ed. E. Burstein and S. Lundqvist, N.Y., Plenum Press, 1969.
25. C. B. Duke, Tunneling in Solids, N.Y., Academic Press, 1969.
26. W. A. Harrison, *Phys. Rev.* 123, 85 (1964).
27. L. Esaki, P. J. Stiles, *Phys. Rev. Lett.* 16, 1108 (1966); L. L. Chang, P. J. Stiles, L. Esaki, *J. Appl. Phys. Soc. Japan, Suppl.* 21, 589 (1966).
28. См. например: D. Bohm, Quantum Theory, Prentice-Hall, N.J., 1951 (имеется перевод: Д. Бом, Квантовая механика, 2-е изд., М., «Наука», 1965).
29. E. O. Kane, цит. в ²⁴ сборник, р. 9.
30. L. Esaki, R. Tsu, IBM J. Res. and Develop. 14, 61 (1970); L. Esaki, L. L. Chang, W. E. Howard, V. L. Rideout, in: Proc. of 11th Intern. Conference on Physics of Semiconductors, Warsaw, 1972, p. 431.
31. L. L. Chang, L. Esaki, W. E. Howard, R. Ludeke, J. Vac. Sci. and Technol. 10, 11 (1973); L. L. Chang, L. Esaki, W. E. Howard, R. Ludeke, G. Schul, *ibid.*, p. 655.
32. L. L. Chang, L. Esaki, R. Tsu (будет опубликовано).
33. R. Tsu, L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* 22, 562 (1973).
34. R. Ludeke, L. Esaki, L. L. Chang (будет опубликовано).
35. Partly supported by Army Research Office, Durham, N.G.