
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)»**

**ФАКУЛЬТЕТ ФИЗИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИИ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ**

**ДИПЛОМНАЯ РАБОТА НА СОИСКАНИЕ СТЕПЕНИ
БАКАЛАВРА**

**ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОГО
ТУННЕЛИРОВАНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ
ТЕМПЕРАТУРАХ**

**Соискатель
студент 554 группы МФТИ**

Мирхайдаров Б. М.

**Научный руководитель
к.ф.-м.н., доцент**

Попов В. Г.

**Работа выполнена в ИПТМ РАН
г. Черноголовка
2009**

Оглавление.

| | |
|--|-----------|
| 1. Введение..... | 3 |
| 1.1. Понятие резонансного туннелирования..... | 5 |
| 1.2. Цель работы..... | 6 |
| 1.3. Обзор литературы..... | 7 |
| 2. Методика измерения ВАХ при различных температурах..... | 20 |
| 2.1. Постановка эксперимента..... | 20 |
| 2.2. Калибровка угольного сопротивления..... | 22 |
| 2.3. Температурные измерения..... | 23 |
| 3. Экспериментальные результаты и их обсуждения..... | 24 |
| 3.1. Экспериментальные данные..... | 24 |
| 3.2. Применение спейсера в гетероструктурах..... | 29 |
| 3.3. Зависимость сопротивления спейсера от температуры..... | 31 |
| 4. Заключение..... | 34 |

1. Введение.

Современная физика и техника уже относительно давно встали на путь миниатюризации приборов. Уменьшая размеры приборов, человечество пришло к нанометровым размерам, к размерам при которых начинает проявляться квантово-механические эффекты, т.к. длина волны де Бройля становится сравнимой с размерами рассматриваемых объектов. Одним из ярких проявлений квантовой природы твердых тел является туннелирование. Уже при достижении характерных размеров в 100 нм решающее влияние на их работу вносят квантовые эффекты, в том числе и туннелирование.

Особенно сильно, в последнее время, повысился интерес к резонансному туннелированию и к таким объектам с модулированным легированием, как гетероструктуры (слоистые структуры из широкозонного полупроводника и узкозонного с приблизительно равным периодом решетки). Например, двойные гетероструктуры активно используются в лазерах на квантовых ямах. В таких лазерах активной средой является тонкий слой узкозонного полупроводника между двумя широкозонными. Использование таких двойных гетероструктур предложил Ж. И. Алферов и в 2000 году получил за это Нобелевскую премию вместе с Г. Крёмером.

Еще одним ярким примером является транзистор с высокой подвижностью (HEMT - High Electron Mobility Transistor). Из названия этого транзистора ясно, что подвижность электронов в них высокая, что в свою очередь влияет на такую важную характеристику транзистора, как крутизна (крутизна прямо пропорциональна подвижности). При этом в гетероструктурах подвижность высокая ($\mu > 10^7$ см²/(В×с)). Чтобы управлять концентрацией в таких транзисторах, у широкозонной части гетероструктуры создается контакт Шотки. Если толщина этого слоя достаточно мала, то область обеднения вблизи гетероперехода и контакта

Шотки перекрываются и все дно широкозонного слоя оказывается ионизованным. Таким образом, этот слой играет роль диэлектрика, а гетероструктура становится аналогом МДП структуры.

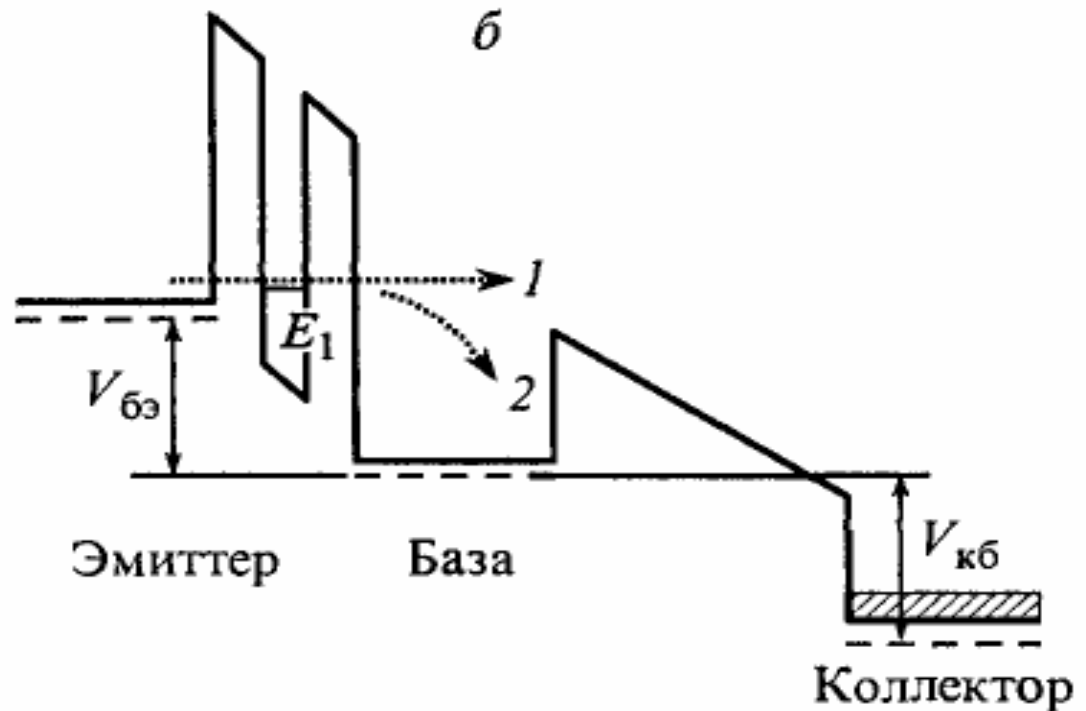


Рис.0.1. Энергетическая диаграмма RHET.

Нельзя не упомянуть такой актуальный на сегодняшний день прибор как транзистор на горячих электронах с резонансным туннелированием (Resonant Tunneling Hot Electron transistor - RHET). Энергетическая диаграмма этого транзистора приведена на рис.0.1. В качестве барьера эмиттер-база используется двойная гетероструктура, через которую электроны туннелируют резонансно с относительно узким распределением по энергии. Это сильно снижает потери, связанные с термализацией электронов (на рис.0.1. стрелочкой 1 схематично обозначены горячие электроны, электроны, у которых кинетическая энергия много больше тепловой; стрелочкой 2 схематично показаны термализованные электроны). В таком транзисторе можно достичь

терагерцового диапазона рабочих частот (возможно получить быстроедействие порядка 1ТГц). Но к сожалению такие транзисторы работают при температуре жидкого азота ($T = 77.4 \text{ К}$). Чтобы поднять рабочую температуру, *необходимо проводить исследования резонансного туннелирования при различных температурах*. Этот и многие другие примеры подчеркивают *актуальность* исследований, о которых пойдет речь в данной работе.

1.1. Понятие явления резонансного туннелирования.

Прежде чем сказать, что такое резонансное туннелирование, необходимо ввести понятие резонансно-туннельной структуры. Резонансно-туннельными структурами называют совокупность полупроводниковых слоев, разделенных туннельными барьерами, где хотя бы один из слоев представляет собой квантовую яму.

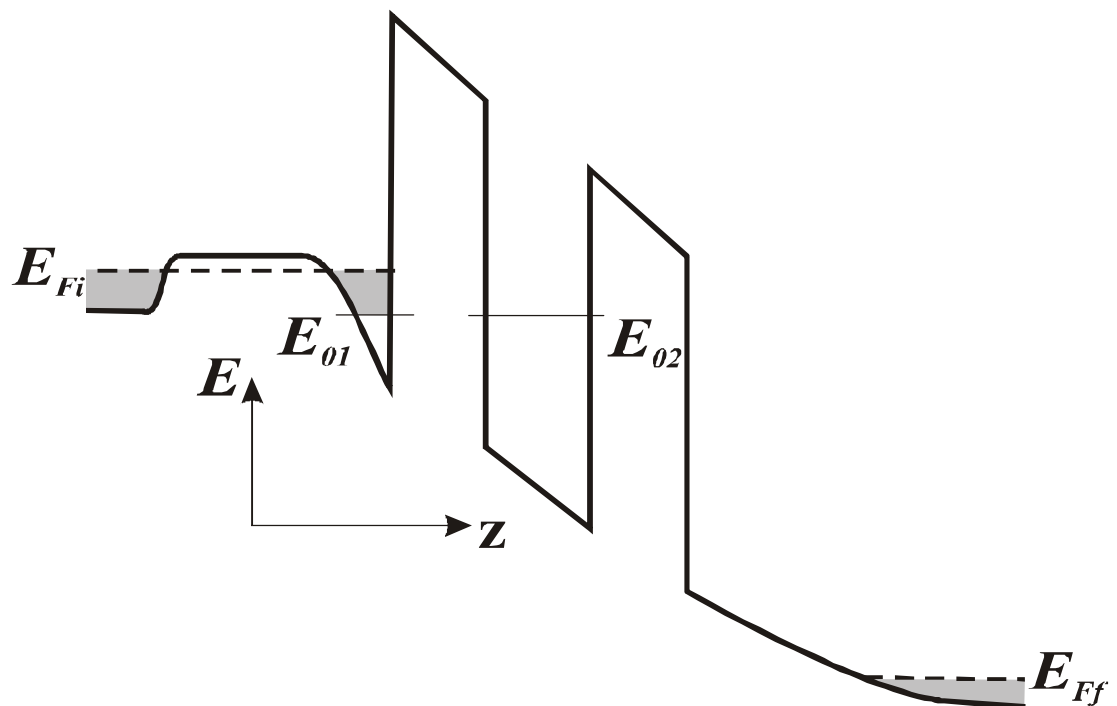


Рис.1.1. Энергетическая диаграмма дубарьерной гетероструктуры.

Рассмотрим в качестве резонансно-туннельной структуры двубарьерную гетероструктуру и попробуем качественно разобраться с понятием данного явления. Приложим к нашей структуре (см. рис.1.1) положительное напряжение смещения. Дискретность энергетического спектра в яме, образованной туннельными барьерами, приводит к тому, что туннелирование через левый барьер возможно лишь тогда, когда какой-нибудь из заполненных уровней, например уровень E_{01} совпадает с каким-нибудь из уровней в яме - E_{02} . Обращение тока в нуль означает, что значения E_{01} и E_{02} (при увеличении V) уже не совпадают, и ток начинает падать. Другими словами на ВАХ есть участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

На величину туннельного тока будет влиять прозрачность барьера $T(p_z)$. При туннелировании будут сохраняться энергия и параллельная барьеру компонента импульса, откуда следует, что $T(p_z) \sim \delta(p_z^2/2m + eV - E_{02})$. Но на практике еще нужно помнить о конечности времени жизни в яме τ за счет рассеяния на фононах, примесях, электрон-электронного взаимодействия и т. д. Это приводит к конечной ширине уровней в яме и поэтому резонансный пик на ВАХ будет уширен.

На основе явления резонансного туннелирования работают резонансно-туннельные диоды. Они интересны и **актуальны** благодаря своей возможности работать в терагерцовом диапазоне частот при комнатной температуре, поэтому исследование резонансного туннелирования представляет столь большой интерес.

1.2 Цель работы:

- 1) Исследовать поведение резонансного пика при разных температурах в диапазоне температур от 4.2 К до 300 К;
- 2) Как влияет на транспортные характеристики накопление заряда в яме и как оно зависит от температуры;

3) Исследовать влияние эффекта последовательного сопротивления спейсеров и каков транспорт носителей заряда через них при различных температурах.

1.3 Обзор литературы.

Впервые туннелирование через потенциальный барьер наблюдал Эсаки [1] в 1958 году. Он изобрел туннельный диод (иногда его называют диодом Эсаки) главное свойство которого - наличие участка отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). В 1973 году за это изобретение он разделил Нобелевскую премию с Дживером и Жозефсон за экспериментальное открытие туннельных явлений в полупроводниках и сверхпроводниках. Таким образом, туннелирование электронов стало предметом исследования для многих областей науки и техники.

С появлением в 70-х годах молекулярно-пучковой эпитаксии стало возможным создавать тонкие пленки хорошего качества, слоистые структуры, например сверхрешетки и гетероструктуры.

В 1973 году Тсу и Эсаки [2] рассчитали транспортные свойства в сверхрешетке с точки зрения туннелирования. Оказалось, что и там можно получить ОДС. Они рассмотрели случай двубарьерной, трехбарьерной и пятибарьерной сверхрешеток.

В 1974 году Чанг, Эсаки и Тсу [3] наблюдали резонансное туннелирование в двубарьерных структурах типа $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As} - \text{GaAs} - \text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$: первая с шириной барьеров 80 Å и шириной ямы 50 Å ; вторая с шириной барьеров и ямы по 40 Å соответственно. Высота барьеров в обоих случаях 0.4 эВ. Концентрация электронов в подложке и электродах (GaAs) $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а энергия Ферми 40 мэВ. Также они рассмотрели зависимость кондактанса от напряжения при температурах 4.2 К, 77 К и 300 К. На рис.1.2. представлены данные полученные Чангом, Эсаки и Тсу для

первой структуры. При комнатной температуре мы видим монотонную кривую зависимости кондактанса от напряжения, что говорит о сильном температурном размытии и подразумевает относительно малую высоту барьера. С уменьшением температуры начинают проявляться особенности зависимости кондактанса от температуры. Это говорит о том, что большой вклад в туннелирование вносят фононы.

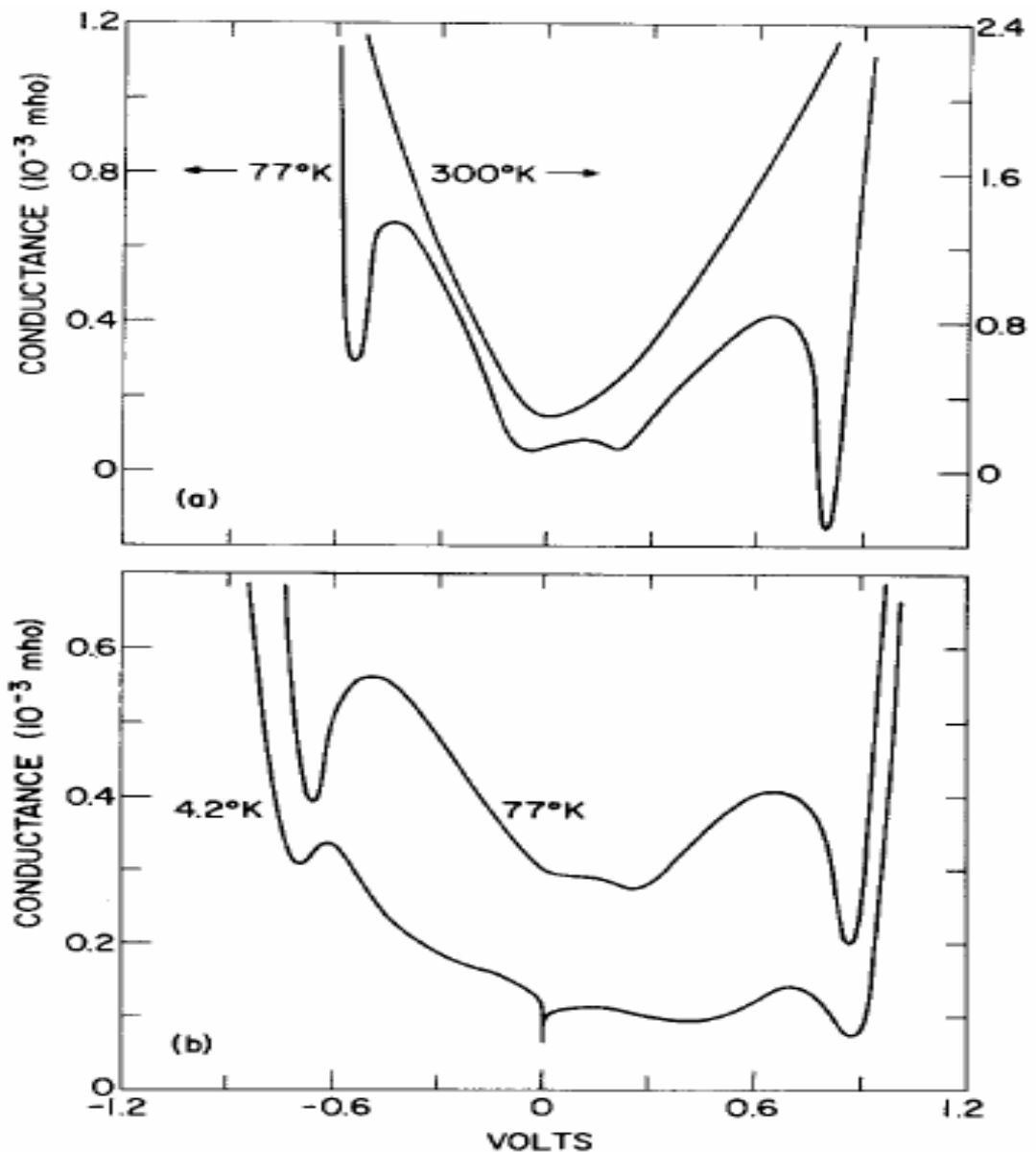


Рис.1.2. Энергетическая диаграмма двубарьерной гетероструктуры.

Нельзя не отметить работу Соллнера [4] и его соавторов 1983 года. Они наблюдали резонансное туннелирование при комнатной температуре и признаки области ОДС при 200 К. Параметры образца $\text{Ga}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$: ширина барьеров и ямы по 50 Å, концентрация доноров в яме $N_{D2} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, концентрация доноров во внебарьерном GaAs $N_{D1} = N_{D3} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, высота барьеров 0.23 эВ. Так же исследовался отклик на внешний терагерцовый сигнал, вследствие чего было выявлена граничная частота при 2.5 ТГц. Эта работа показала, что резонансно-туннельный диод на двубарьерной гетероструктуре может быть хорошим терагерцовым генератором.

С момента своего появления на свет, резонансно-туннельный диод никогда не переставал быть интересным для многих физиков (бурное развитие технологии способствует получению все более и более чистых и качественных образцов). К таким ученым можно отнести Мёрфи, Эйзенштейна, Пфайфера и Веста. Прежде чем обратить внимание на их работу, связанную с температурной зависимостью [6], нужно сначала упомянуть о другой работе, которая посвящена образцу [5], в которой подробно описана исследуемая в работе [6] структура. На рис. 1.3. изображена схема исследуемого образца. Образец представляет собой двухямную гетероструктуру GaAs / AlGaAs / GaAs (пленки GaAs шириной в 200 Å - квантовые ямы, пленка AlGaAs в 175 Å - барьер), которая была получена методом молекулярно-пучковой эпитаксии. По краям образца вожжены индиевые контакты (на боковом разрезе на верхней вставке обозначены как «С»). Они образуют омический контакт к обеим ямам одновременно (ямы заштрихованы). Electroды “Top Gate” и “Bottom Gate” нанесены методом фотолитографии. Подавая на них отрицательный потенциал можно добиться того, что каждый из индиевых электродов образует контакт к разным ямам. Например, отрицательный потенциал, приложенный к электроду “Top Gate” приводит к обеднению электронами той части ямы, которая находится под ним. Аналогично дело обстоит с

другой ямой и электродом “Bottom Gate”. На нижней вставке рис. 1.3 изображен вид сверху этого образца. Он сделан в форме креста. Такая форма позволяет использовать четырехконтактный метод Ван дер Пау для измерения подвижности электронов и представляется возможным определить их концентрацию при помощи эффекта Холла и Шубникова-де Гааза.

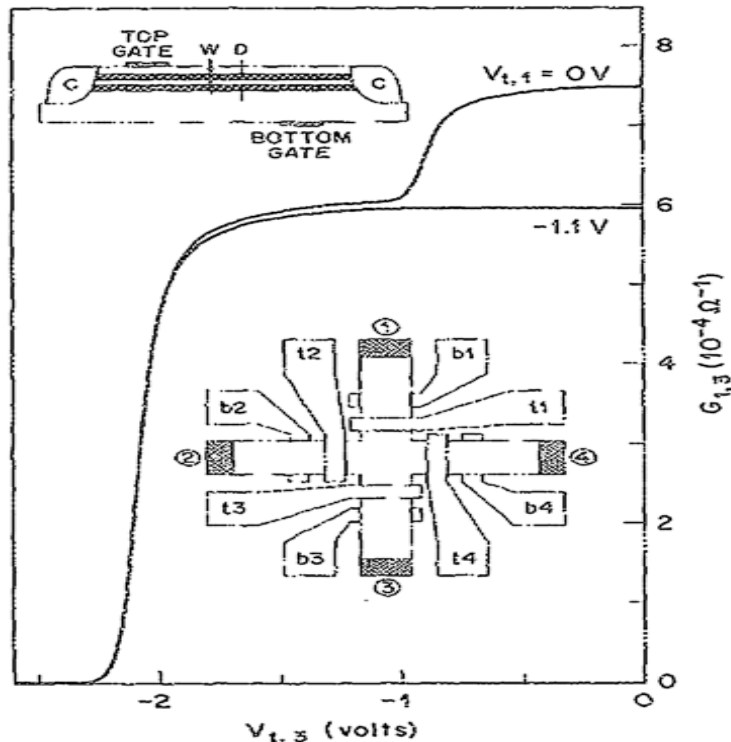


FIG. 1. Upper inset: idealized view of double quantum well structure fitted with two ohmic contacts C and top and bottom gates. Each quantum well is of width W and is separated from the other by a barrier of thickness D . Lower inset: sample mesa and gate configuration. At each end of the cross-shaped mesa a diffused In contact (No. 1–No. 4) is made. Each arm is fitted with top and bottom gates as shown. Data: Conductance $G_{1,3}$ vs top gate bias $V_{t,3}$ for two bias voltages $V_{t,1}$ on the “upstream” top gate. Side arms 2 and 4 are cut off by large (-3 V) biases on their top gates. Data taken at 1.2 K. Substantial series resistances (leads and contacts) are included in the measured conductance.

Рис.1.3. Схематическое изображение образца с двумя квантовыми ямами.

Аналогичные три образца были использованы в статье [6] (все тоже самое только ширины барьеров $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ различаются в диапазоне от 175 Å до 340 Å и $0.1 < x < 0.33$). Измерения были проведены методом туннельной спектроскопии при четырех температурах в диапазоне от $T =$

0.7 К до 10 К. Эта статья посвящена влиянию электрон-электронного (e-e) и электрон-фононного (e-ph) рассеяний на ширину резонансного пика. Поскольку при 2D-2D туннелировании, а здесь рассматривается именно оно, сохраняется компонента импульса, параллельная барьеру, то туннельная проводимость должна обращаться в нуль при всех напряжениях, кроме тех напряжений, при которых уровни квантования в ямах выравниваются. Авторы этой работы считают, что в данном случае e-e рассеяние вносит доминирующий вклад в уширение пика.

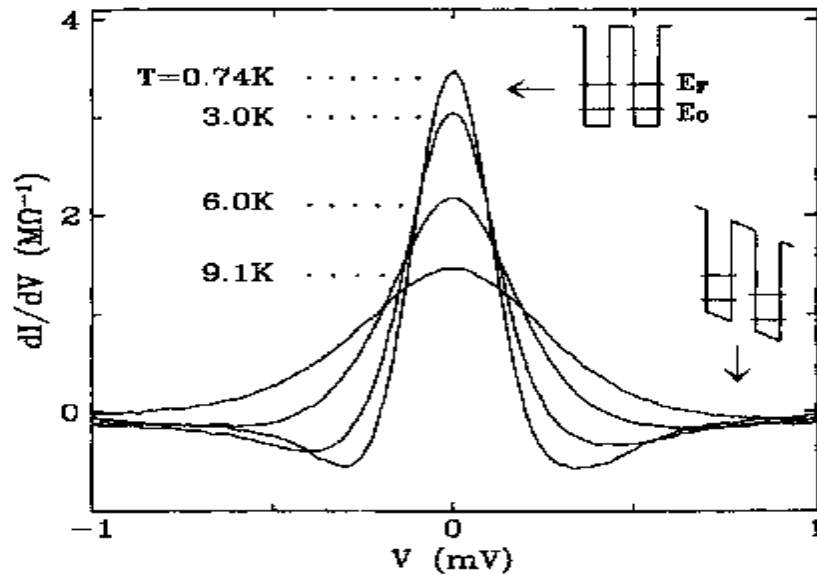


FIG. 1. Typical 2D-2D tunneling resonances observed at various temperatures in a sample with equal densities ($N_s = 1.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) in the two 2DES's. Insets show simplified band diagrams on and off resonance.

Рис.1.4. Зависимость туннельной проводимости от напряжения при четырех разных температурах.

На рис.1.4. приведена зависимость dI/dV от V для образца с одной и той же концентрацией электронов в обеих ямах ($N_s = 1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Из графика видно, что при увеличении температуры пик уширяется и понижается, а значит, время жизни электронов уменьшается из-за e-e рассеяния в каждой яме.

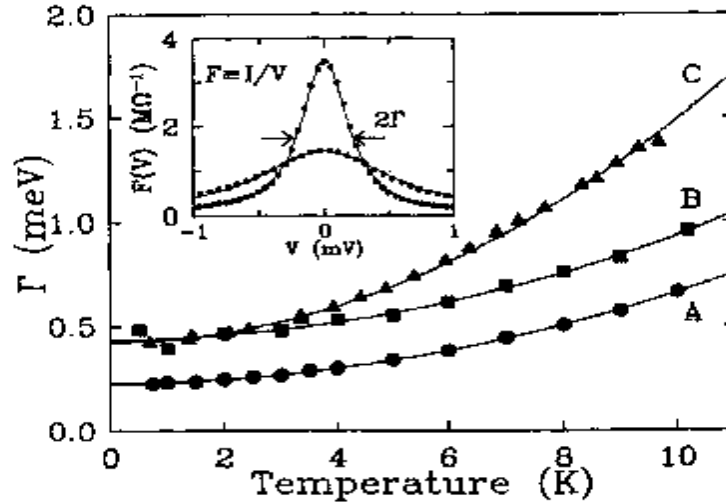


FIG. 2. Temperature dependence of the tunneling linewidth Γ for three samples. Samples *A* and *B* have comparable 2DES densities ($N_s = 1.6$ and $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) but different amounts of static disorder [i.e., different $\Gamma(T = 0)$]. Sample *C* has a lower density ($0.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Inset: Dotted curves are the ratios $F(V) = I/V$ determined from the measured dI/dV traces at $T = 0.74$ and 9.1 K shown in Fig. 1. (The point density has been reduced for clarity.) The definition of the linewidth Γ is shown. The solid curves are Lorentzian fits to the $F(V)$ data.

Рис.1.5. Зависимость ширины Γ кривой $F(V)$ от температуры.

Во вставке рис.1.5. представлен график функции $F(V)=I/V$, которая получена из данных dI/dV численным интегрированием. С этой функцией удобнее работать, поскольку при сохранении импульса $F(V)$ является сверткой спектральной функции $A(E,k)$ 2D-электронов (спектральная функция $A(E,k)$ [7] дает вероятность того, что электрон с волновым вектором k имеет энергию E , и обладает сильным пиком при энергии $\frac{\hbar^2 k^2}{2m}$).

В основной части рисунка приведена температурная зависимость ширины Γ кривой $F(V)$ для трех образцов. Образцы *A* и *B* имеют почти равные концентрации 2D-электронов в ямах ($N_s = 1.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ у образца *A* и $N_s = 1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ у *B*), но разное значение $\Gamma(T=0)$ (так называемое количество статического беспорядка). Образец *C* имеет меньшую

плотность ($N_s = 0.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$), но такое же количество статического беспорядка, что и образец В. То что при температуре ниже $T = 2 \text{ K}$ кривая Γ почти независит от T , говорит о том, что неупругие процессы становятся пренебрежимо малыми. В этом режиме ширина резонансной кривой чувствительна к плотности неоднородностей, сбой импульса из-за несовершенства барьеров и конечное время жизни в каждом 2ДЭГ (двумерный электронный газ), вызваны рассеянием на статическом неупорядоченном потенциале (например на Si донорах). При температуре $T > 2 \text{ K}$ величина Γ растет квадратично с температурой. Причем видно, что Γ увеличивается с уменьшением концентрации N_s , следовательно температурно зависимая часть Γ зависит от плотности 2D электронов, а не от беспорядка. А это в свою очередь предполагает неэластичные процессы, как e-e и e-ph (акустические фононы) рассеяния. Но e-ph рассеяние можно считать малым вкладом хотя бы потому, что при туннелировании с участием фононов с ростом температуры пик туннельной проводимости увеличивался бы.

Количественно-теоретические оценки тока можно делать при помощи золотого правила Ферми следующим образом:

$$I = a \sum_{k,k'} |T_{k,k'}|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dE \int_{-\infty}^{+\infty} dE' A_L(E, k) A_R(E', k') [f(E) - f(E')] d(E - E' - eV),$$

где a - константа, $T_{k,k'}$ – туннельная матрица перехода, $f(E)$ - функция Ферми. Учитывая закон сохранения импульса, $|T_{k,k'}|^2 = |t|^2 d_{k,k'}$. Как уже говорилось выше, функция $F(V)$ является сверткой спектральной функции (более подробное объяснение можно найти в самой статье):

$$\frac{I}{V} = b |t|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dx A_L(x) A_R(x + E_{F,R} - E_{F,L} - eV)$$

$$|T_{k,k'}|^2 = |t|^2 d_{k,k'}, \quad \text{где } \beta \text{- константа.}$$

$$x = E + E_F - \hbar^2 k^2 / 2m$$

Как это упоминается у авторов статьи, спектральная функция зависит от ширины кривой (т.е. от времени жизни), которая в свою очередь зависит

от температуры. Тем самым становится понятна **актуальность температурных измерений методом туннельной спектроскопии.**

В работах [5] и [6] речь шла о структурах с малым эффектом последовательного сопротивления (о влиянии этого эффекта речь пойдет ниже). Туннелирование в таких структурах происходит вдоль слоев, что и приводит к последовательному сопротивлению, которое мало. Теперь же мы переходим к вертикальным структурам, в которых омические контакты n^+ -GaAs. Такие структуры проще сделать и они больше распространены. Однако недостаток этих структур в том, что в них накапливается заряд в яме и бывает существенен эффект последовательного сопротивления, обусловленный сопротивлением спейсера. Оба эти эффекта приводят к наклону ВАХ (появляется Z-образность), вследствие чего появляется гистерезис (об их различимости будет идти речь ниже). И в том и в другом случае смещение уровней зависит не только от величины напряжения смещения, но и от величины тока. Так как на ВАХ есть области как с возрастающим током, так и с убывающим, ВАХ становится Z-образной.

Работа [8] посвящена накоплению заряда в случае туннелирования между трехмерной системой и двумерной. Накопление заряда в яме приводит к наклону ВАХ и появлению гистерезиса. Если выразиться просто, то накопившийся заряд в яме экранирует приложенное электрическое поле и уровни в яме смещаются плохо. Для того чтобы они сместились, нужно добавить больше напряжения, чем тогда когда заряд в яме не накапливается. Один из способов количественной оценки накопления заряда предложили Шерд и Тумбс [8]. Мы не будем вдаваться в их расчеты подробно. Подробную информацию можно найти в самой статье, а мы рассмотрим самые важные моменты.

Они рассмотрели двубарьерную (рис.1.6) гетероструктуру, имеющую следующую энергетическую диаграмму при приложенном напряжении V .

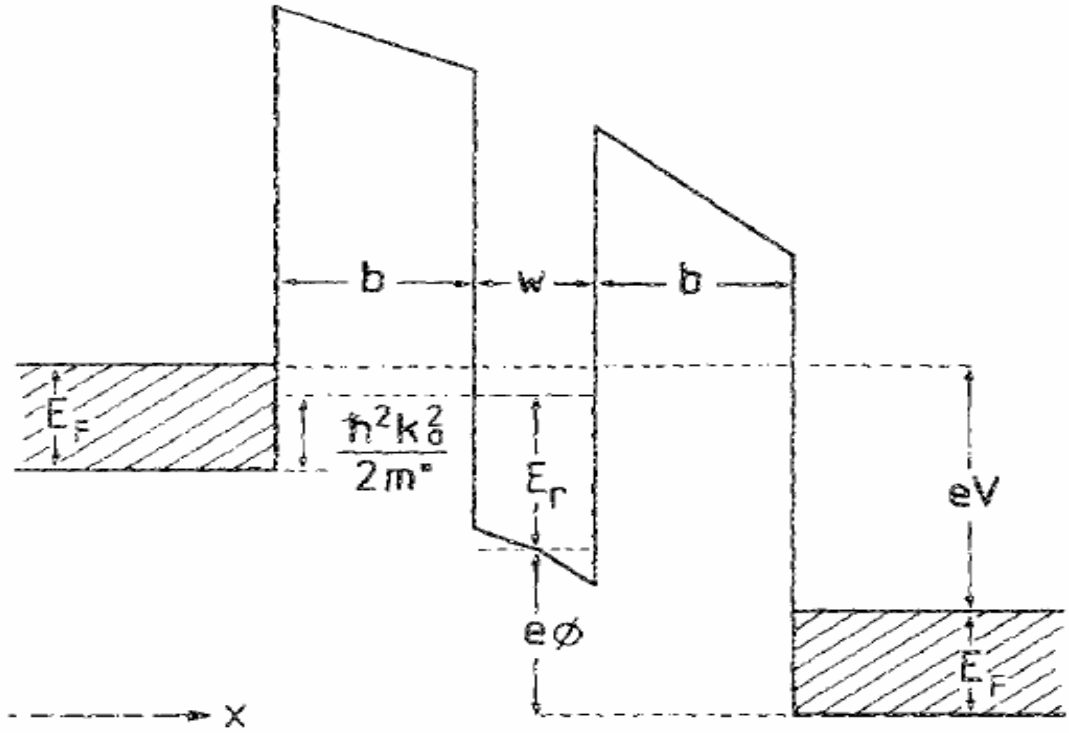


Рис.1.6. 3D-3D резонансное туннелирование с накоплением заряда.

Легко заметить, что $f = \frac{1}{2}V + \frac{Q}{2C}$, где $C = \frac{e_r e_0}{b + \frac{1}{2}w}$.

Для того чтобы оценить накопившийся заряд в яме, нужно понять кинетику всего процесса. Авторы приписывают состояниям электрона в эмиттере волновые вектора $\mathbf{k}=(k_x, k_{\parallel})$, $\mathbf{p}=(p_x, p_{\parallel})$ в коллекторе, а $\mathbf{q}=(0, q_{\parallel})$ в яме. Т.к. планарная составляющая импульса сохраняется, $k_{\parallel} = q = p_{\parallel}$. Тогда напишем уравнения Больцмана для переноса электрона из эмитера в яму и из ямы в коллектор:

$$\begin{aligned} \dot{f}_k &= -\sum_q (f_k - f_q) W_{kq} \\ \dot{f}_q &= -\sum_k (f_q - f_k) W_{qk} - \sum_p (f_q - f_p) W_{qp} \end{aligned}$$

Опуская ряд вычислений, сделанных в статье, перейдем к следующим очень важным иллюстрациям.

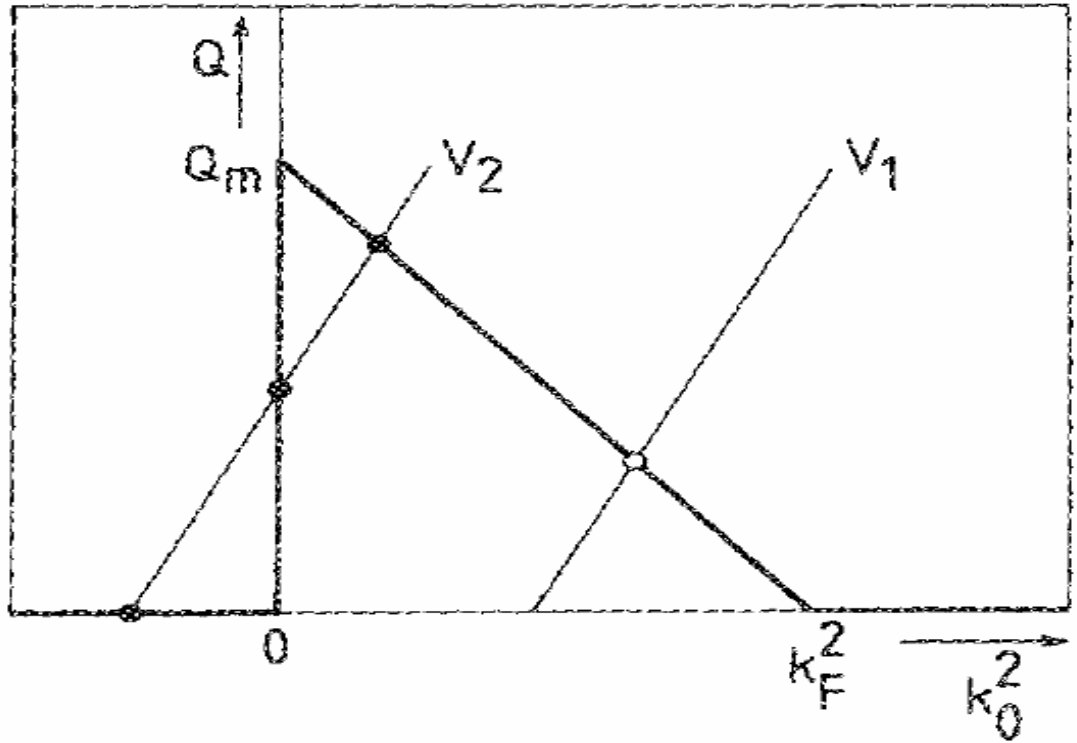


Рис.1.7. Зависимость накопления заряда Q от волнового вектора k_0 .

График на рис.1.7. можно получить, рассмотрев одновременно два выражения для заряда:

$$1) Q = Q_m \frac{k_F^2 - k_0^2}{k_F^2} q(k_0^2) q(k_F^2 - k_0^2), \quad \text{где} \quad Q_m = \frac{ek_F^2}{2p} \frac{T_e}{T_e + T_c}, \quad T_e \text{ и } T_c -$$

туннельные прозрачности эмиттера и коллектора;

$$2) Q = \frac{2C}{e} \left(\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m^*} - E_r + \frac{1}{2} eV \right).$$

Возникновение резонансного туннелирования соответствует $k_0^2 = k_F^2$, $Q = 0$ и появляется при так называемом запирающем напряжении $V_{th} = 2(E_r - E_F)/e$. Для более высоких напряжениях, таких как V_1 , выражение для заряда следующее $Q = \frac{Q_m e}{2E_F} \frac{V - V_{th}}{1 + a}$ (*), где $a = \frac{Q_m e}{2CE_F}$ - мера электростатической обратной связи, которая зависит от геометрических свойств структуры и от туннельных прозрачностей барьеров. Подставляя в

нее значение Q_m находим, что $a = \frac{2b+w+2l_s}{a_0} \frac{T_e}{T_e+T_c}$, где $a_0 = \frac{4pe_r e_0 \hbar^2}{m^* e^2}$ - радиус Бора, а λ_s -длина экранирования в n^+ -GaAs. При напряжениях $V > 2E_r/e$, таких как V_2 , на графике мы видим три точки пересечения. Кроме того, выражение (*) работает в диапазоне $0 < k_0^2 < k_F^2$.

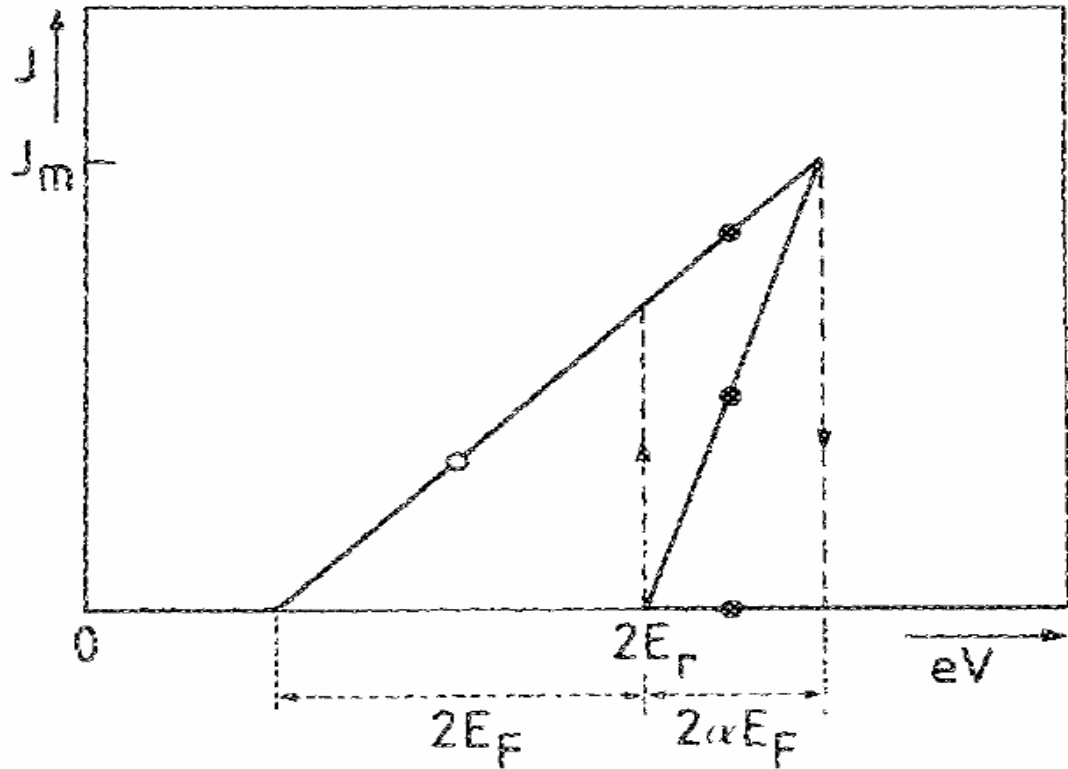


Рис.1.8. Влияние накопление на наклон пика.

Принимая во внимание вышеупомянутое и то, что $J = \frac{Q}{t_c}$ можно установить зависимость плотности тока j от энергии eV (рис.1.8). Не сложно заметить, почему при накоплении заряда происходит искажение ВАХ и появляется гистерезис.

Голдман и его соавторы [9] показали, что доказательство накопления заряда можно получить из магнитоосцилляций тока при приложении магнитного поля перпендикулярно барьерам. Поперечная кинетическая энергия квантуется, как уровни Ландау. Так как резонансное

туннелирование включает электроны с поперечной кинетической энергией

$$E_F - \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m^*} = (n + \frac{1}{2})\hbar w_c, \text{ где } w_c = \frac{eB}{m^*c} - \text{циклотронная частота, } n=0,1,2,\dots$$

Откуда $V - V_{th} = [2\hbar(1+a)B/m^*c](n+1/2)$. Таким образом, периодичность осцилляций зависит от параметра электростатической обратной связи α .

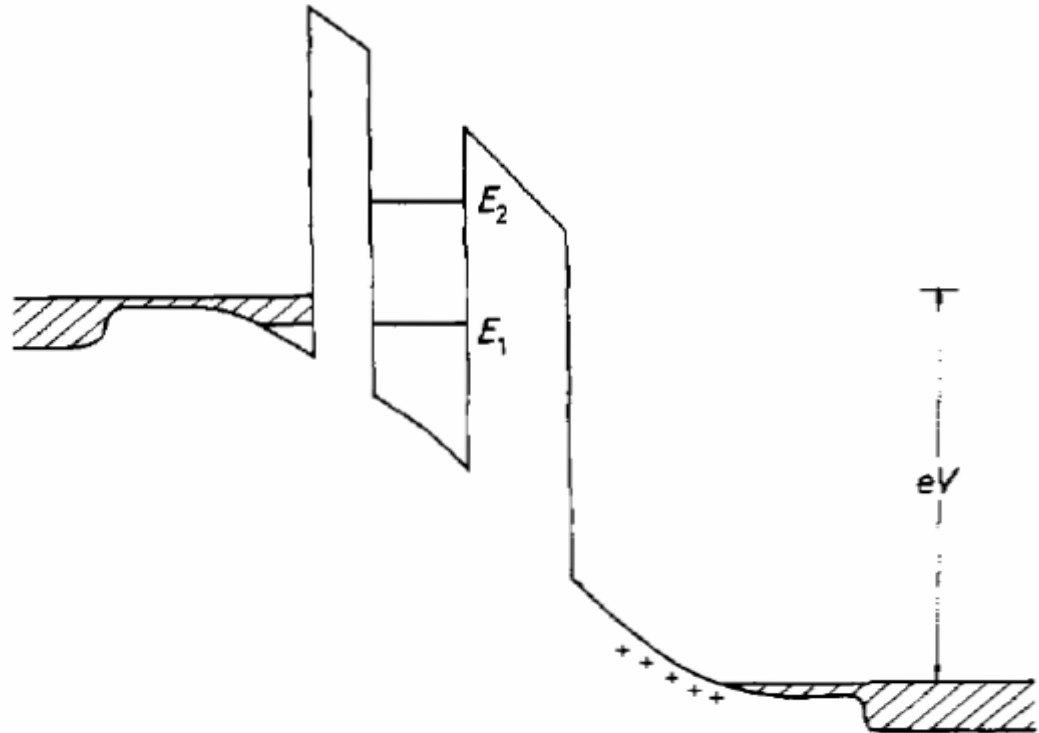


Рис.1.9. Накопление заряда в асимметричной двубарьерной гетероструктуре.

Накопление заряда экспериментально наблюдалось в образцах с разными толщинами барьеров эмиттера и коллектора (рис.1.9.) в работе Лиденбитера, Элвиса, Ивса, Хенини, Шреда и Тумбса [10]. Эта асимметричная структура имеет следующие параметры. На подложке n^+ -GaAs слои:

- 1) 2 мкм нелегированного GaAs $n=1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$;
- 2) 50 нм GaAs $n=1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$;

- 3) 50 нм GaAs $n=1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$;
- 4) 3.3 нм нелегированного GaAs;
- 5) 8.3 нм нелегированного $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$;
- 6) 5.8 нм нелегированного GaAs;
- 7) 11.1 нм нелегированного $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$;
- 8) 3.3 нм нелегированного GaAs;
- 9) 50 нм GaAs $n=1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$;
- 10) 50 нм GaAs $n=1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
- 11) 0.5 мкм GaAs $n=2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ верхний контактный слой.

Здесь ярко выраженное различие между прямым и обратным способом смещения (прямое смещение - подложка положительна, ближайшим к эмиттеру является толстый барьерный слой, а к коллектору - тонкий). В обратном смещении электроны инжектируют из эмитера в яму через более тонкий барьер. Малая вероятность туннелирования через толстый барьерный слой удерживает электроны в яме.

2. Методика измерения ВАХ при различных температурах

2.1. Постановка эксперимента.

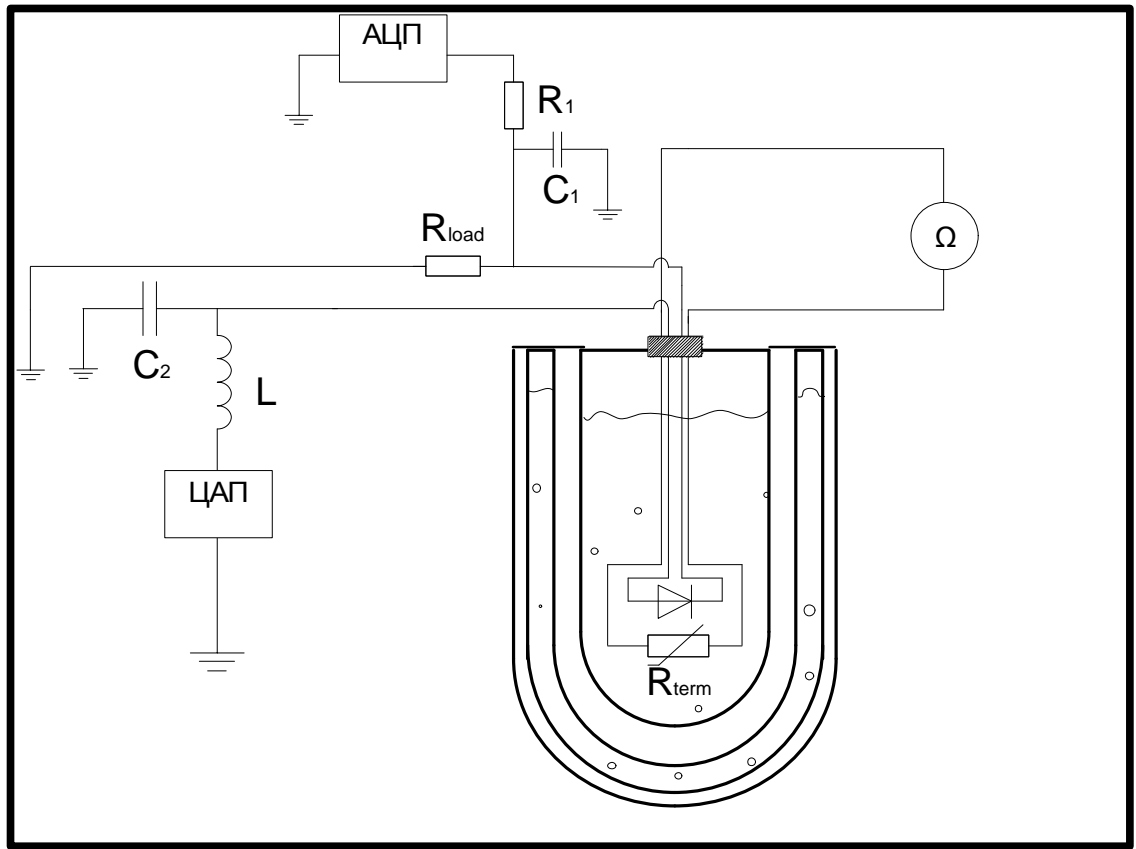


Рис 2.1. Схема экспериментальной установки.

Измерения проводились методом туннельной спектроскопии, т.е. к исследуемому образцу прикладывалось электрическое поле и из туннельной вольтамперной характеристики можно извлечь спектральную

функцию $A(E,k)$. На рисунке 2.1 показана схема нашей экспериментальной установки. Источником тока в этой схеме служит цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП). Аналого-цифровой преобразователь (АЦП) использовался в качестве вольтметра. Оба, как ЦАП, так и АЦП давали высочастотные шумы (выше 0.5 МГц). Для устранения этих шумов использовались LC -фильтр ($L = 20$ мГн, $C_2 = 2.1$ мкФ) и RC -фильтр ($R_1 = 180$ кОм, $C_1 = 20$ нФ). LC -фильтр стоит на выходе первого канала ЦАП. Второй канал ЦАП заземлен. На первом канале АЦП стоит RC -фильтр, а второй канал заземлен. LC -фильтр был выбран с целью уменьшения влияния последовательного сопротивления при исследовании вольтамперных характеристик. Влияние последнего будет рассмотрено ниже. То, что на для АЦП использовался RC -фильтр, никак не влияет на общее сопротивление цепи, так как у АЦП очень большое входное сопротивление и через него ток не течет.

Последовательно LC -фильтру располагается наш резонансно-туннельный диод (РТД), который в свою очередь, прикреплен к длинной алюминиевой вставке, которую можно опускать в криостат. Изменяя высоту положения вставки, мы меняли температуру образца. На этой же вставке близко к РТД расположено угольное сопротивление (терморезистор), сопротивление которого очень чувствительно к температуре. Угольное сопротивление подключено к тестеру и неподключено к цепи РТД.

Последовательно РТД подключено нагрузочное сопротивление $R_{load} = 0.5$ кОм. С него мы и снимали падение напряжения при помощи АЦП. В итоге мы можем найти как ток в цепи I , так и падение напряжения V на РТД.

2.2. Калибровка угольного сопротивления.

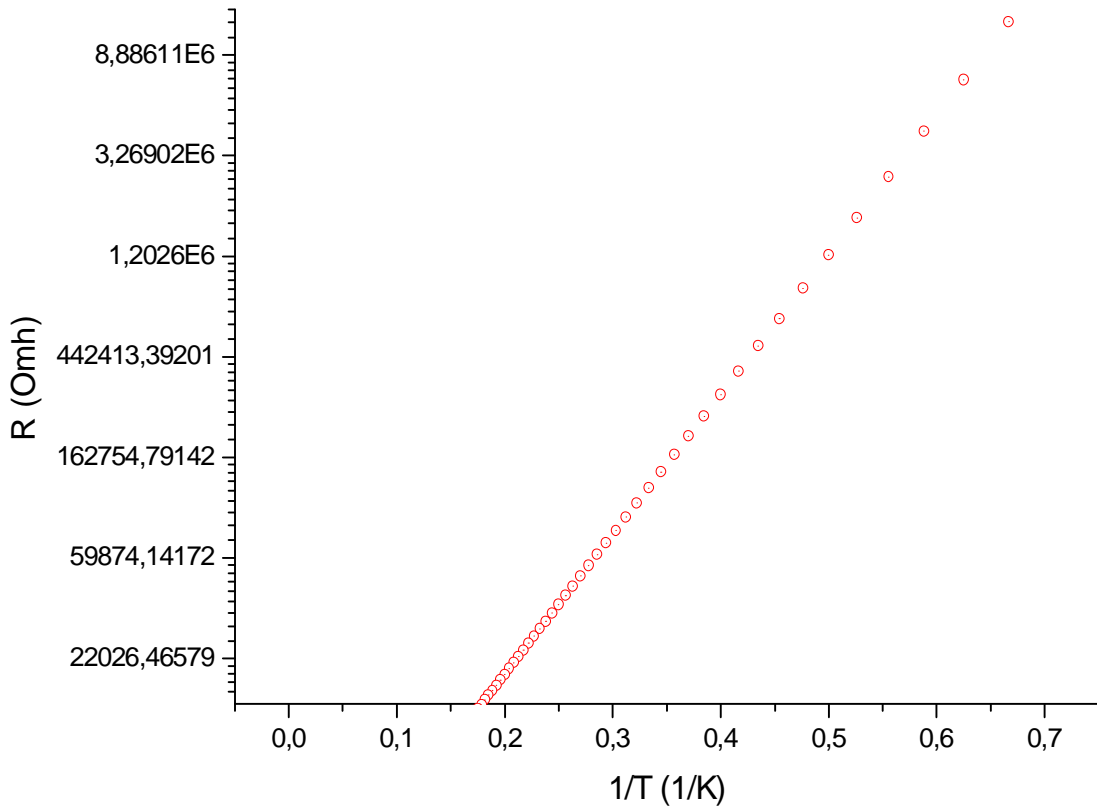


Рис 2.2. Зависимость сопротивления терморезистора от температуры в логарифмическом масштабе.

На рисунке 2.2 представлена зависимость сопротивления терморезистора от температуры в логарифмическом масштабе. Как известно, зависимость угольного терморезистора от температуры имеет вид: $R = R_0 \exp\left(\frac{A}{T} - \frac{B}{T_0}\right)$, где R_0 - сопротивление при комнатной температуре T_0 , A и B - константы. Калибровка проводилась по трем точкам: сопротивление при температуре жидкого гелия ($T = 4.2$ К), сопротивление при температуре жидкого азота ($T = 77.4$ К) и

Сопротивление при комнатной температуре (на момент калибровки комнатная температура составляла $T = 296 \text{ К}$).

2.3. Температурные измерения.

На первом этапе температурные измерения проводились в теплоизолированной чаше с жидким азотом. Сначала измерялся ВАХ когда образец полностью погружен в жидкий азот. Потом, медленно вытаскивая образец, мы измеряли ВАХ в парах азота с шагом по температуре 10 К. Температура во время измерений слабо флуктуирует вокруг нужного значения на 5 К. Следующим этапом было освоение более низкого диапазона температур, от гелиевых до азотных. В этом случае вставка уже погружалась в дюар с гелием, который схематично изображен на рис. 2.1. В дюаре полость с жидким гелием окружена вакуумной полостью, которая, в свою очередь, окружена полостью, заполненной жидким азотом. Азотный пояс тоже окружен вакуумной полостью. Кроме того, сосуд с гелием выведен на внешнюю гелиевую станцию, которая собирает испарившийся гелий, для последующего сжижения. Измерения на этом этапе делались с таким же шагом, 10 К. Флуктуации температуры при измерении в парах гелия остались теми же.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение.

3.1. Экспериментальные данные.

Как уже говорилось выше, наш образец представляет собой двубарьерную гетероструктуру $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. Структура выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке n^+ -GaAs с ориентацией (100) (Si: $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$). В двубарьерной гетероструктуре, между двумя барьерными слоями $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, толщина которых равна по 6 нм каждый, расположен слой GaAs, толщина которого составляет 8 нм. Ширина нелегированного GaAs, который отделяет каждый барьер от слоев n -GaAs, имеющих концентрацию доноров более чем $n = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, составляет 50 нм. Этот слой GaAs называется спейсером. О спейсере подробно будет сказано ниже.

Были измерены серии ВАХ в диапазоне температур от $T = 4.2 \text{ К}$ до $T = 300 \text{ К}$. Измерения проводились с шагом по температуре $T = 10 \text{ К}$, поэтому данных довольно много. Здесь представлены ВАХ при трех температурах: $T = 4.2 \text{ К}$, $T = 77.4 \text{ К}$, $T = 300 \text{ К}$.

Из графика на рис. 3.1. видно, что ВАХ имеют точки срыва, что приводит к гистерезису. Как и работе [6], резонансный пик понижается (рис.3.2.) , однако у нас есть и расхождения. У авторов статьи [6] ширина резонансного пика растет с температурой, тогда когда у нас наоборот. Ширина гистерезиса с ростом температуры уменьшается (рис. 3.3.). Кроме

того, пиковое напряжение (напряжение верхнего срыва см. рис.3.4.) уменьшается с ростом температуры. Сужение пика и уменьшение пикового напряжения противоречит общему мнению, что с ростом температуры пик уширяется и напряжение пика растет.

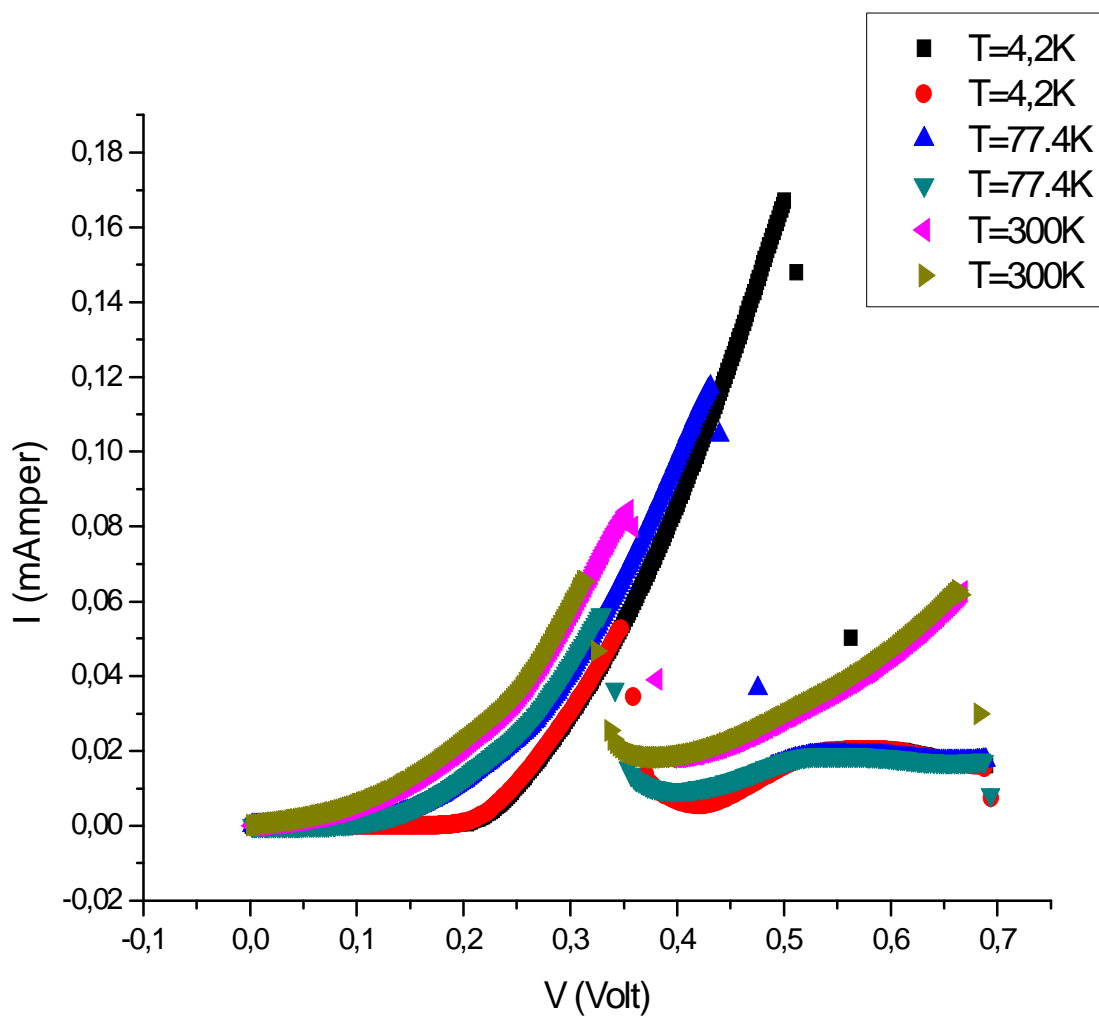


Рис. 3.1. ВАХи при трех температурах: $T=4.2$ К, $T=77.4$, $T=300$ К.

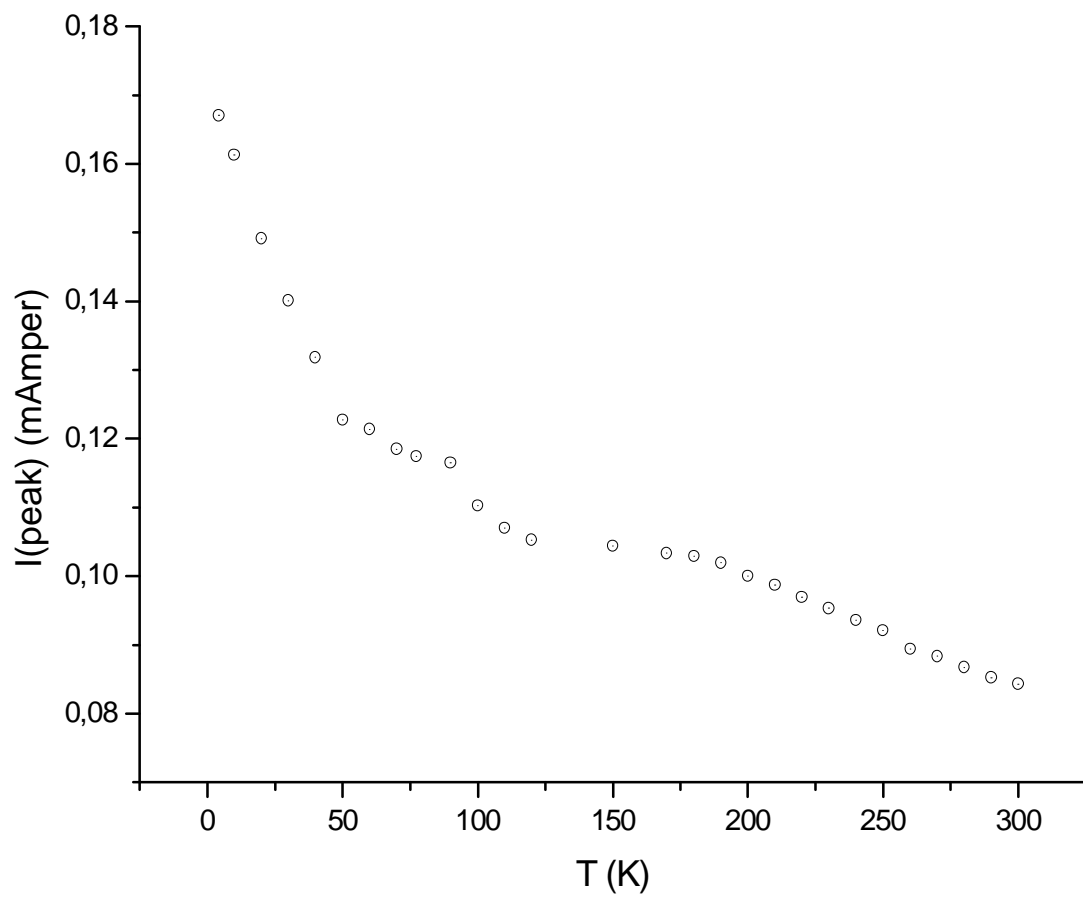


Рис. 3.2. Зависимость пикового тока от температуры.

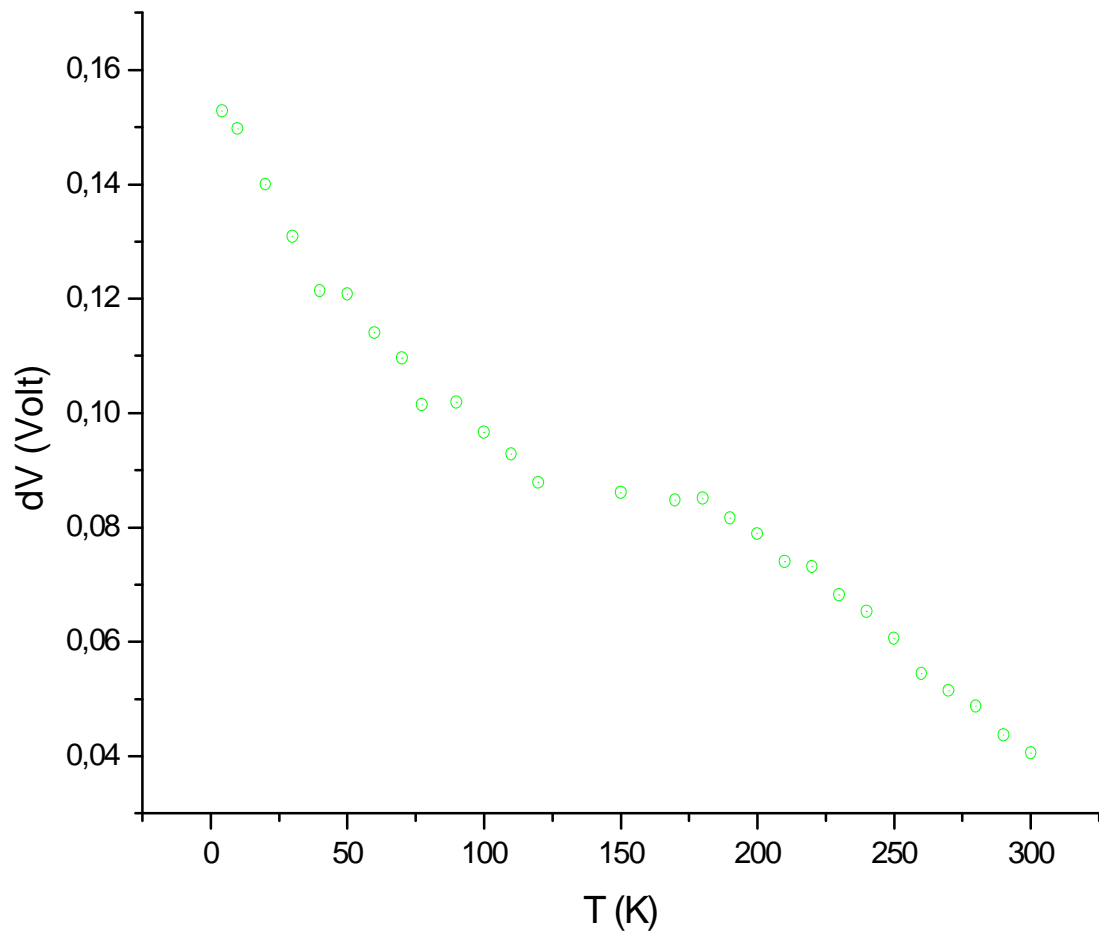


Рис. 3.3. Зависимость ширины гистерезиса от температуры.

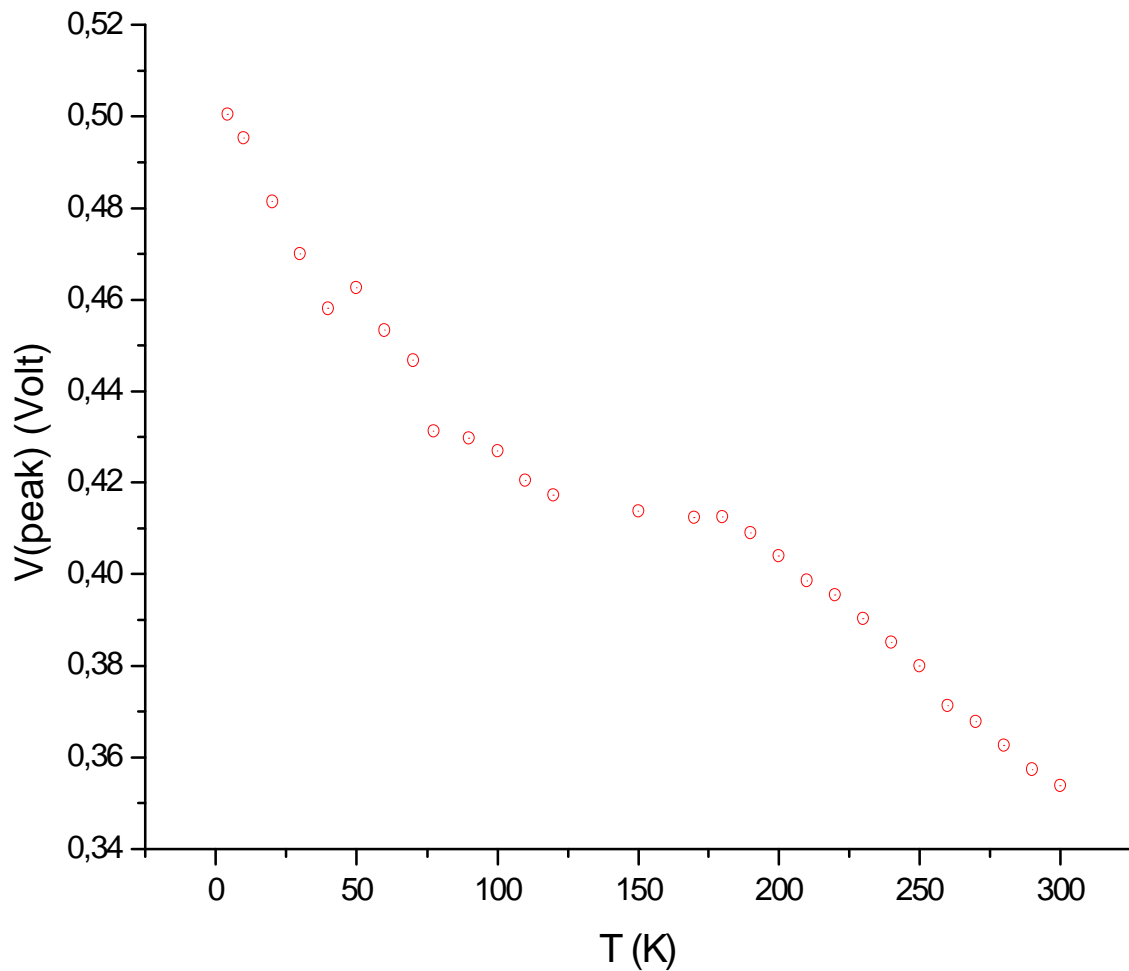


Рис. 3.4. Зависимость пикового напряжения от температуры.

Такое поведение можно объяснить убывающей зависимостью сопротивления спейсера R_s от температуры T . Однако, прежде чем продолжать такие рассуждения, необходимо разобраться, что такое спейсер и в чем его предназначение в гетероструктурах. Поэтому следующий раздел будет посвящен спейсеру.

3.2. Применение спейсера в гетероструктурах.

Как уже говорилось во введении, для современных приборов нанoeлектроники важен такой параметр как подвижность носителей. Для повышения подвижности носителей, необходимо снизить количество различных видов актов рассеяния [11]. Так как гетероструктуры, обычно, изготавливаются методом молекулярно-лучевой эпитаксии, то разного рода поверхностные рассеяния незначительны. Рассеяние на фонах можно контролировать температурой. Остались рассеяния на заряженных примесях.

Тривиальным решением проблемы было бы уменьшение концентрации легирующих примесей N_i для вырожденного электронного газа, но это неверный подход. Уменьшая количество легирующих примесей N_i , мы уменьшаем концентрацию нужных электронов и, к тому же, уменьшается импульс Ферми, что согласно следующей формуле приводит к понижению подвижности: $\frac{1}{t} = \frac{4pme^2}{k^2\hbar p^2} N_i \int_0^1 \exp(-4|z_i|px/\hbar) \frac{dx}{\sqrt{1-x^2}}$, где κ – диэлектрическая проницаемость, τ – время релаксации. Тем самым время релаксации растет (т.е. подвижность) с ростом кинетической энергии 2D-электронов $p^2/2m$ и с увеличением расстояния между двумерным электронным газом и рассеивающими центрами, т. е. заряженными примесями.

Таким образом, основная идея заключается в том, что в гетеропереходе легируется широкозонный полупроводник, а узкозонный остается нелегированным. Чтобы выровнять уровни Ферми (или химпотенциалы) во время контакта, некоторое количество носителей перейдут в узкозонный полупроводник, образуя вблизи границы электронный газ. В результате ионизованные примеси и носители (электроны) оказались по разные стороны гетерограницы. Такое разделение приводит к увеличению подвижности. Но можно увеличить подвижность еще больше, оставив тонкий слой широкозонного полупроводника d (см. рис. 3.5.), который

примыкает к гетерогранице, нелегированным. Этот слой толщиной d и есть спейсер, который увеличивает расстояние z_i между 2D-электронным газом и заряженными примесями, тем самым повышая подвижность еще больше. Однако увеличивать размер спейсера можно лишь в определенных пределах. Взяв слишком большое d , можно уменьшить концентрацию 2D-электронов, что в свою очередь уменьшит импульс Ферми, а это значит, что энергия носителей уменьшится и подвижность упадет.

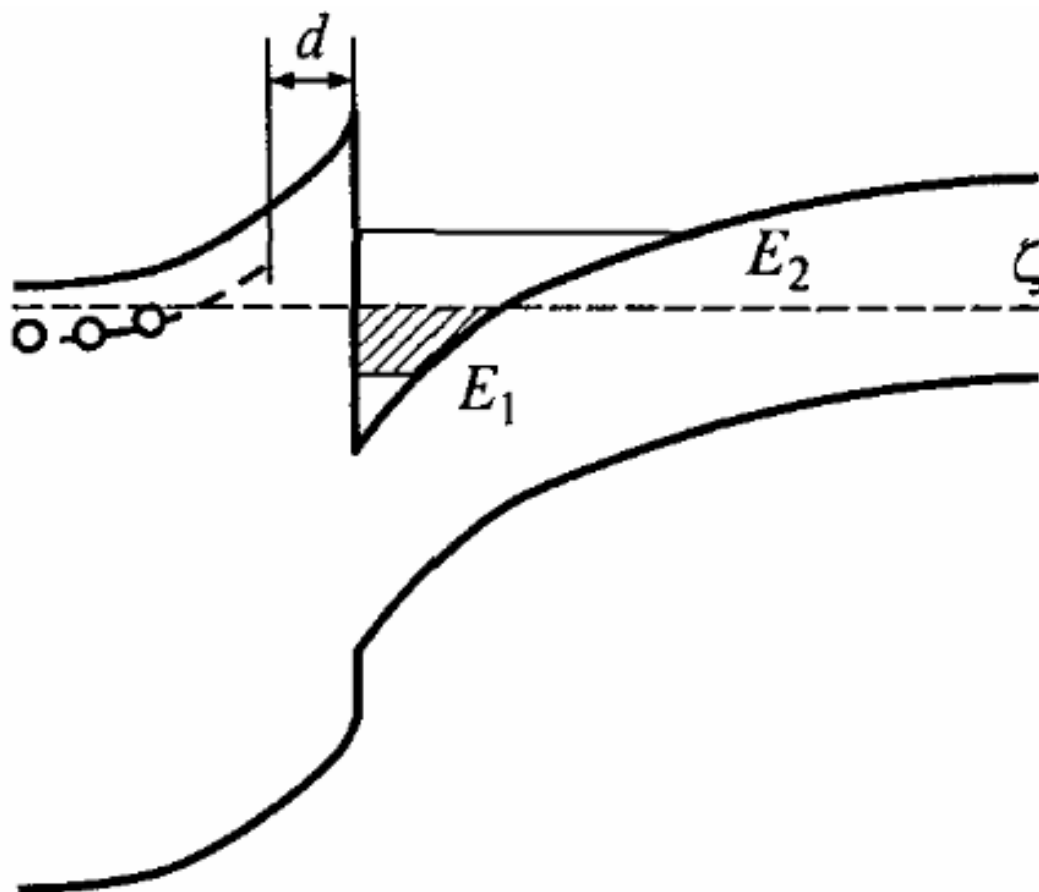


Рис. 3.5. Зонная диаграмма одиночной гетероструктуры.

3.3. Зависимость сопротивления спейсера от температуры.

Теперь, когда мы разобрались в предназначении спейсера, мы можем приступить к рассуждениям, которыми мы закончили раздел 3.1.

Наклон ВАХ, с появлением в результате гистерезиса, может вызвать как эффект накопления заряда в яме, так и эффект последовательного сопротивления спейсера. Эти два эффекта, к сожалению, в этой работе отличить нельзя. Однако, накопление заряда, чаще всего встречается в ассиметричных структурах, тогда как наша структура симметричная. Для того чтобы убедиться в этом точно, необходимо провести дополнительные исследования: 1) сделать похожие исследования на ассиметричной структуре, где накопление заряда точно имеет место; 2) исследовать рассматриваемую структуру, прикладывая магнитное поле, напряженность которого будет перпендикулярна плоскости барьера,

Нельзя не заметить, что в образце [5], который был использован в работе [6], так же есть последовательное сопротивление, но оно в нем пренебрежимо мало. Дело в том, что туннелирование в этих структурах идет вдоль всех слоев, которые являются квантовыми ямами, что и приводит к последовательному сопротивлению. Однако наши структуры вертикальные, и в них уже нельзя не учитывать последовательное сопротивление.

На рисунке 3.6. изображена эквивалентная схема исследуемой структуры, т. е. схема резонансно-туннельного диода (РТД). На этой схеме РТД изображен как идеальный РТД, последовательно, к которому присоединено сопротивление R_s , – сопротивление спейсера. Вполне очевидно, что пиковое напряжение V_{peak} частично падает на идеальном диоде V , что и приводит к резонансному туннелированию, а оставшая часть напряжения ΔV падает на R_s . Так как соединение последовательное, то

пиковый ток I_{peak} является общим и мы получаем несложную формулу для сопротивления спейсера $R_s = \Delta V / I_{peak}$.

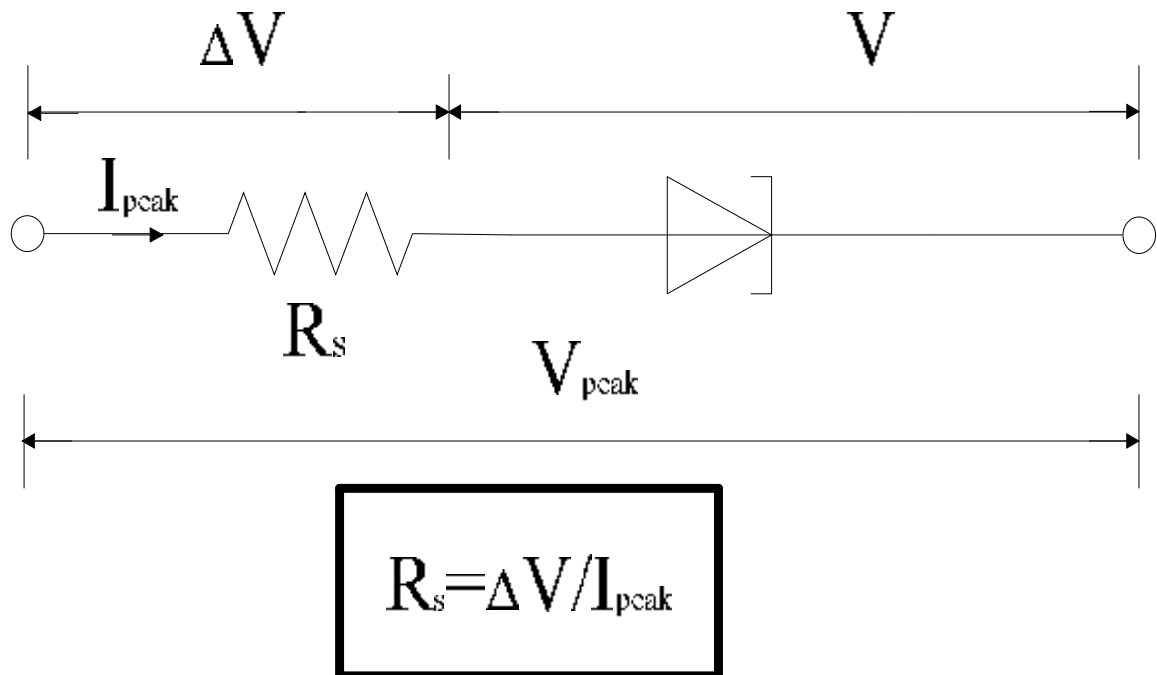


Рис. 3.6. Схема резонансно-туннельного диода.

Зная зависимость от температуры ширины гистерезиса ΔV и пикового тока I_{peak} , мы можем найти зависимость сопротивления спейсера от температуры (см. рис. 3.7.).

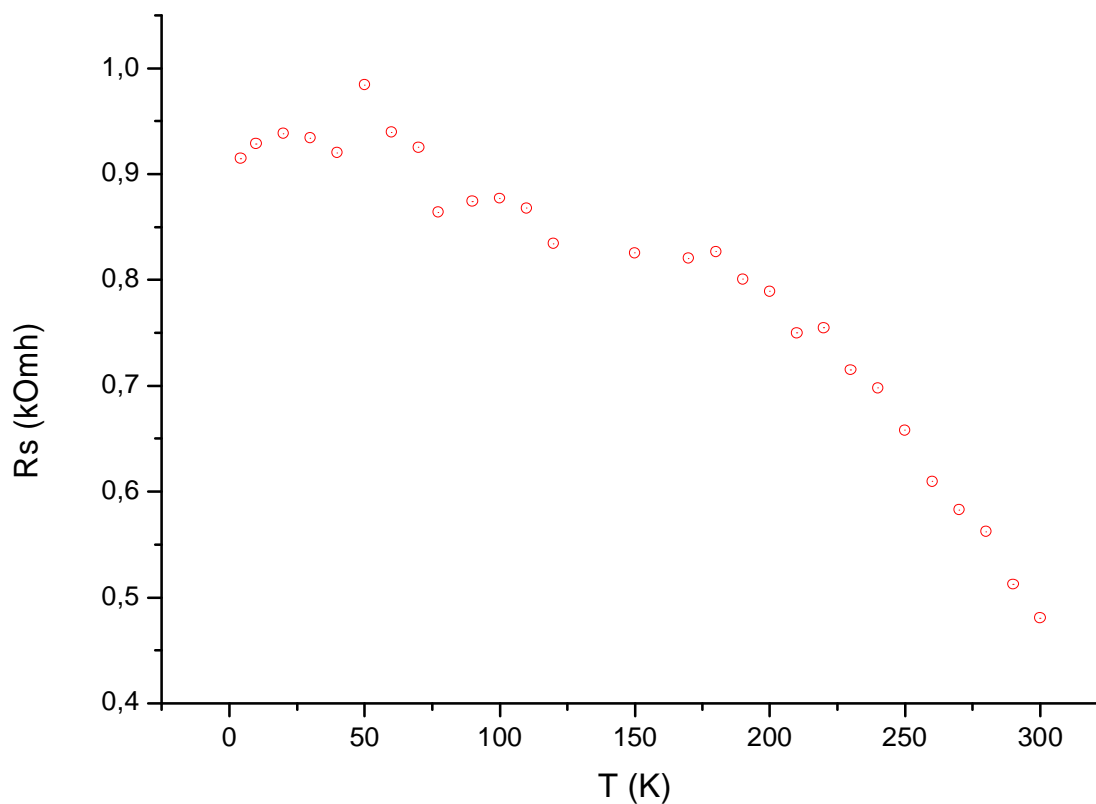


Рис. 3.7. Зависимость сопротивления спейсера от температуры.

На рис. 3.7. видно, что на этой зависимости есть участок, жестко зависящий от температуры (приблизительно начиная с $T > 200$ К) и участок с менее сильной зависимостью от T (при $T < 200$ К). Эта точка перехода соответствует тепловой энергии 17 мэВ. Видимо при температурах близким к 200 К, происходит смена типа электронного транспорта через спейсер: туннельная проводимость (зависящая от температуры слабее) сменяется активационной проводимостью. Для того чтобы объяснить особенности, например холмообразные участки этой зависимости, нужно найти энергетический спектр ямы (приближенно ее можно считать треугольной), образованной спейсером и барьером. Для решения этой задачи нужно провести дополнительные эксперименты по измерению туннельной емкости, по определению концентрации носителей в яме, провести измерения с магнитным полем, перпендикулярным барьерам.

Заключение.

В дипломной работе были проведены исследования резонансного туннелирования в структуре с двойным гетеропереходом $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, в которых существенную роль играет туннелирование между двумя двумерными электронными системами.

В результате проведенных исследований были обнаружены:

1. На ВАХ туннельного резонанса был обнаружен гистерезис;
2. Амплитуда пика убывает с ростом температуры;
3. Ширина гистерезиса убывает с ростом температуры;
4. Пиковое напряжение убывает с ростом температуры;
5. На температурных зависимостях пикового тока, пикового напряжения и ширины гистерезиса выявлены два характерных участка, один из которых сильнее зависит от температуры (при $T > 200 \text{ K}$) по сравнению с другим (при $T < 200 \text{ K}$);
6. Получены предположения о влиянии эффекта последовательного сопротивления и эффекта накопления заряда в яме в данной структуре;
7. Из сделанных предположений получена зависимость сопротивления спейсера от температуры;
8. Предложен дальнейший ход исследований данной структуры и асимметричной структуры.

Благодарности.

Хочу выразить благодарность своему научному руководителю, Попову Владимиру Геннадьевичу, за постановку столь актуальной задачи в физике низкоразмерных систем, и кафедре за предоставленную возможность проведения вышерассмотренных исследований, благодаря которым я приобрел новые навыки и расширил свой кругозор как физик-экспериментатор.

Список литературы.

- [1] Esaki, *Phys. Rev.*, **109**, 603 (1958).
- [2] R. Tsu, L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.*, **22**, 562 (1973).
- [3] L. L. Chang, L. Esaki, R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 593 (1974).
- [4] T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald, C. D. Parker, D.D. Peck, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 593 (1974).
- [5] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 2324 (1974).
- [6] S. Q. Murphy, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Phys. Rev. B*, **52**, 14825 (1995).
- [7] “Туннельные явления в твердых телах”, Глава 22, издательство “Мир” (1973).
- [8] F. W. Sheard, G. A. Toombs, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1228 (1998).
- [9] V. J. Goldman, D. C. Tsui, J. E. Cunningham, *Phys. Rev. B*, **35**, 9387 (1987).
- [10] M. L. Leadbeater, E. S. Alves, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, F. W. Sheard, G. A. Toombs, *Semicind. Sci. Technol.*, **3**, 1060-1062 (1988).
- [11] А. Я. Шик, Л. Г. Бакуева, С. Ф. Мусихин, С. А. Рыков, “ Физика низкоразмерных систем”, издательство Санкт – Петербург “ Наука ” (2001).