

УДК 535.37, 621.315.592

# Туннельная прозрачность сверхрешеток с контролируемым беспорядком в электрическом поле

А.В.Дмитриев, О.В.Пупышева  
*Кафедра физики низких температур*

## Аннотация

Теоретически исследован вертикальный электронный транспорт в полупроводниковых сверхрешетках с контролируемым беспорядком в электрическом поле. Численно рассчитаны коэффициенты туннельного прохождения электронов через тонкослойные сверхрешетки с небольшим числом слоев в конечном поле при разном характере и степени беспорядка.

## 1. Введение

Со времени их создания в 70-х годах, степень совершенства искусственных слоистых твердотельных структур и сверхрешеток непрерывно улучшалась, в результате чего эти структуры стали часто использоваться как модельные системы, в которых возможны реализация и исследование одномерных задач квантовой механики. В качестве очевидного примера можно привести практически идеальное воплощение в полупроводниковой сверхрешетке одномерной модели кристалла Кронига–Пенни [1]. Другим примером может служить типичная квантово-механическая проблема подбарьерного туннелирования, в том числе резонансного, которая буквально обрела вторую жизнь применительно к полупроводниковым гетероструктурам [2, 3]. Естественно, воз-

ник интерес и к изучению свойств более сложных систем на примере искусственных слоистых структур. Сюда можно отнести исследование гетероструктур с переменной шириной ям [4] и так называемых сверхрешеток Фибоначчи [5], в которых последовательность чередования слоев из разных материалов задается определенным правилом и которые не являются уже простыми периодическими объектами, оставаясь, тем не менее, детерминированными. В последнее время были выращены и сверхрешетки, в которых параметры слоев задаются последовательностью случайных чисел [6]. Эти новые и весьма интересные структуры можно назвать сверхрешетками с контролируемым беспорядком, т.к. последний намеренно вводится в них в процессе роста. В определенном смысле на них можно смотреть как на конкретные реализации одномерной неупорядоченной системы конечного размера. Спектральные характеристики подобных объектов с флюктуирующими толщинами слоев были изучены в статье [7]. В данной работе мы обратимся к исследованию электронных транспортных свойств таких сверхрешеток в электрическом поле.

## 2. Постановка задачи

Нас будет интересовать транспорт в направлении, перпендикулярном слоям сверхрешетки (вертикальный транспорт), поскольку он, очевидно, должен быть гораздо более чувствителен к разбросу параметров слоев, чем перенос в их плоскости. При этом мы не будем считать электрическое поле бесконечно малым, т.к. в силу малой ширины разрешенных энергетических зон сверхрешеток можно полагать, что область применимости закона Ома в них невелика. Теория электронного переноса в таких условиях развита слабо, однако в небольшой работе [8] были рассмотрены возможные подходы к ней, правда, только в пределе исчезающе малого электрического поля.

В кристалле конечное сопротивление возникает только за счет

рассеяния электронов на дефектах или колебаниях решетки. Напротив, в неупорядоченной структуре, каковой является сверхрешетка с контролируемым беспорядком, конечное сопротивление имеется уже благодаря самому ее потенциалу, и мы рассмотрим здесь именно этот характерный для таких систем механизм возникновения сопротивления, пренебрегая влиянием рассеяния на примесях и фононах. Такой подход отвечает чистым и относительно тонким сверхрешеткам при невысоких температурах, когда электрон способен протуннелировать через весь потенциал структуры, не рассеявшись на фононах или примесях.

Наблюдаемой величиной, характеризующей транспорт заряженных частиц в конечном электрическом поле, является плотность тока. Эта величина, однако, всегда включает в себя род усреднения по функции распределения носителей заряда, что маскирует детали транспортных характеристик самой сверхрешетки и к тому же вносит зависимость от вида электронного распределения. В данной работе мы поэтому сосредоточимся только на характеристиках сверхрешетки как таковой, а именно: на коэффициенте туннельного прохождения электронов через нее в конечном электрическом поле. Через эту величину выражается в выбранном нами подходе плотность тока через структуру — по формулам, известным из теории туннельного эффекта [9]. Коэффициент прохождения может быть, в принципе, и сам по себе промерен довольно детально с помощью известных в физике горячих электронов в полупроводниках методов создания распределений носителей заряда с ограниченной дисперсией по энергии (так называемая спектроскопия горячих электронов [10]).

Поскольку каждая выращенная сверхрешетка с контролируемым беспорядком представляет собой, как уже упоминалось, конкретную реализацию некоторой конечной случайной последовательности, задающей ширины ям и барьеров и величины их потенциалов, то усреднения по реализациям в эксперименте

не происходит. Это делает ситуацию в чем-то аналогичной мезоскопической и, вместе с конечностью системы, отличает задачу от исследований характера локализации частиц в одномерных неупорядоченных системах [11, 12], где рассматривались усредненные характеристики макроскопически больших образцов. В соответствии с реальной экспериментальной ситуацией, мы теоретически изучим свойства нескольких таких реализаций.

### 3. Модель

Сверхрешетки, описанные в [6], принадлежали системе GaAs–AlGaAs и были  $n$ -типа проводимости с малой концентрацией электронов. Проводимость в подобных системах имеет монополярный характер, и для ее описания мы будем использовать метод эффективной массы и станем моделировать потенциал структуры совокупностью прямоугольных барьеров и ям. Параметры последних: толщины и потенциалы — мы будем задавать при помощи последовательности случайных чисел с равномерным распределением. Увеличение дисперсии распределений означает рост степени беспорядка в системе. Случайный разброс может быть введен и в параметры одних только барьеров или одних ям. В частности, изменение ширины барьеров отвечает недиагональному беспорядку, а изменение глубины ям соответствует почти диагональному беспорядку. Для простоты мы пренебрежем различиями прочих параметров материалов слоев, таких как эффективные массы, диэлектрические проницаемости и т.п. Методы учета этих факторов известны (см., например, [4, 7, 13]), но они не имеют принципиального значения для рассматриваемой здесь проблемы. Мы пренебрежем также электрон-электронным взаимодействием и будем решать одночастичную задачу.

Для упрощения расчетов электрическое поле в сверхрешетке мы учтем приближенно, следуя [14]. Поскольку в сверхрешетке, содержащей множество слоев, изменение потенциала поля в

пределах каждого из них относительно невелико, в каждом слое мы заменим истинный потенциал поля его усредненным по слою значением. Сопоставление с точными расчетами, проведенное в работе [4], показало, что такое приближение ступенчатого потенциала неплохо работает в типичных условиях.

Для нахождения коэффициента прохождения мы используем метод матрицы перехода (см., например, [15, 12]) в наиболее удобном его варианте, который был развит в [2]. В последней работе рассматривался, правда, только один барьер, но подход легко обобщается на произвольный ступенчатый потенциал. В этом методе в пределах одного слоя уравнение Шрёдингера решается аналитически и находится связь между значениями волновой функции на границах слоя, а точнее, между коэффициентами ее разложения по плоским волнам, — даваемая некой матрицей, которая называется матрицей перехода через один слой. Произведение таких матриц всех слоев сверхрешетки дает связь между волновыми функциями электрона по обе стороны структуры, из которой немедленно находятся коэффициенты прохождения и отражения. В наших расчетах этот алгоритм был реализован численно.

#### 4. Обсуждение результатов

В качестве исходного объекта была выбрана прямоугольная сверхрешетка с пятью ямами шириной 10 нм и шестью барьерами толщиной 5 нм и высотой 500 мэВ. В эти параметры вносился беспорядок четырех типов: случайные флуктуации толщины барьеров или ширины ям с дисперсией 0.5 нм, либо высоты барьеров или глубины ям — с дисперсией 50 мэВ. Во всех случаях распределение параметров было равномерным, а их конкретная реализация задавалась с помощью программы-генератора случайных чисел. Эффективная масса носителей принималась равной  $0.07m_0$ .

Результаты расчетов представлены на рис. 1—4. На рис. 1

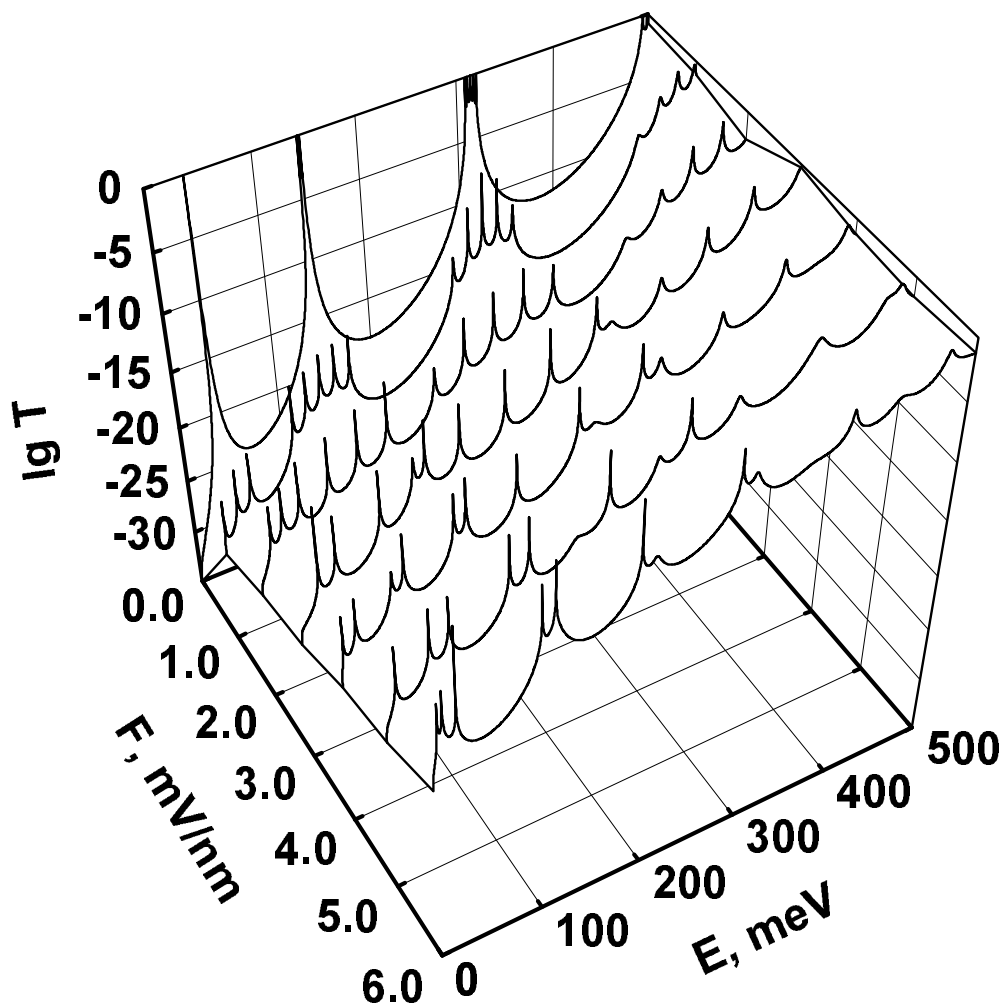


Рис. 1. Коэффициент прохождения через полностью упорядоченную сверхрешетку в электрическом поле  $F$ .

изображена энергетическая зависимость коэффициента прохождения  $T$  через полностью упорядоченную сверхрешетку в электрическом поле. В нулевом поле все пики  $T$  достигают единицы. Каждый пик отвечает резонансному туннелированию через отдельное квазилокализованное состояние частицы в сверхрешетке; без поля эти состояния аналогичны блоховским.

Наложение электрического поля приводит к падению пиковых значений  $T$ , которые в основном и определяют проводимость системы. Это связано с разрушением трансляционной симметрии сверхрешетки полем, в котором уровни размерного квантования в разных ямах расходятся, так что блоховский транспорт по минизонным состояниям становится невозможным. Величина соответствующего поля определяется отношением ширины минизоны к толщине структуры.

Последующее увеличение поля приводит к росту  $T$  как в максимумах, так и между ними. Это связано с тем, что поле уменьшает высоту барьеров, через которые должны туннелировать частицы.

Из рисунка видно также, что с ростом электрического поля максимумы  $T$  смещаются в область меньших энергий и расстояние между ними увеличивается (аналог эффекта Штарка), в результате чего расширяются разрешенные минизоны нашей структуры — вернее, их аналоги, поскольку истинные минизоны возникают только в бесконечной сверхрешетке. В данной структуре минизона состоит из пяти энергетических уровней по числу ям. В сильных полях возникает частичное наложение минизон, то есть меняется взаимное расположение уровней, относящихся к разным минизонам.

Недиагональный беспорядок (флуктуации толщины или высоты<sup>1</sup> барьеров) мало влияет на эти закономерности. Спектры

---

<sup>1</sup>Вообще говоря, высота барьеров, окружающих квантовую яму, влияет на положение уровней в ней. При увеличении высоты барьеров энергия каждого уровня монотонно возрастает и стремится к значению  $E_n = (n\pi\hbar)^2/2md^2$  для частицы с массой  $m$  в бесконечно глубокой прямоугольной яме шириной  $d$ . Поэтому, строго говоря, в сверхрешетках с переменной высотой барьера присутствует смешанный беспорядок, а не чисто недиагональный. Однако это становится заметным лишь при изменениях высоты барьера в несколько раз, в

прохождения через такие сверхрешетки в целом похожи на предыдущий (см. рис. 2). Максимумы коэффициента прохождения практически не сдвигаются относительно своего положения в отсутствие беспорядка, но их амплитуда может измениться существенно, на 1–2 порядка.

Свойства сверхрешеток, в которых беспорядок вносится изменением параметров ям, значительно отличаются от уже рассмотренных. Это обусловлено тем, что положение уровня в отдельной квантовой яме сильно зависит от ее ширины и глубины. В таких структурах уже в отсутствие электрического поля разрешенные минизоны становятся значительно шире, чем в упорядоченной сверхрешетке, за счет появившейся разницы в исходных положениях уровней в ямах (см. рис. 3 и 4). Это означает, что в данной системе расщепление уровней из-за перекрытия волновых функций в соседних ямах мало по сравнению с влиянием беспорядка. Это особенно заметно на рис. 4, где из-за различия в глубинах ям ширина разрешенных минизон превышает 100 мэВ, что соответствует удвоенной дисперсии распределения глубин. Максимальные достигающиеся значения  $T$  теперь намного меньше единицы, а средняя высота этих пиков в логарифмическом масштабе мало изменяется в слабых полях.

Отметим, что при возрастании электрического поля может меняться взаимное расположение уровней, относящихся не только к разным разрешенным минизонам, но и к одной и той же минизоне. В этом проявляется особенность штарковского расщепления группы уровней, имевших изначально различные энергии за счет беспорядка. Пренебрегая расщеплением уровней за счет перекрытия волновых функций в разных ямах, мы можем приближенно интерпретировать энергетические уровни данной системы как уровни в отдельных ямах. Энергии разных уровней понижаются в поле с различной скоростью, поскольку ямы разнесены в пространстве. Пересечение возникает, если уровень, который за счет беспорядка располагался выше, в поле быстрее

---

то время как в данной работе рассматривается система с дисперсией, составляющей всего 10% от средней высоты барьеров.



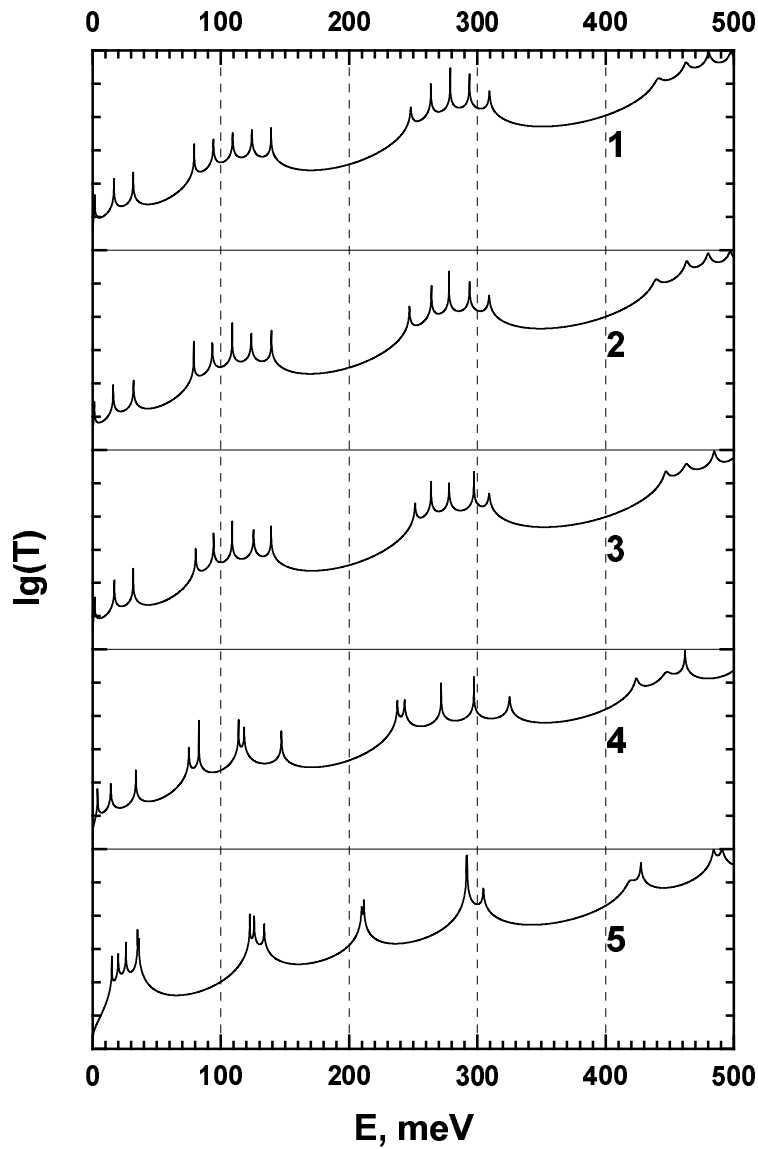


Рис. 2. Коэффициент прохождения через различные сверхрешетки в электрическом поле  $F = 1.0 \text{ мВ/нм}$ : 1 – полностью упорядоченную; 2 – с флуктуациями ширины барьеров; 3 – с флуктуациями высоты барьеров; 4 – с флуктуациями ширины ям; 5 – с флуктуациями высоты ям. На каждом графике  $\lg(T)$  меняется в пределах от  $-30$  до  $0$ .

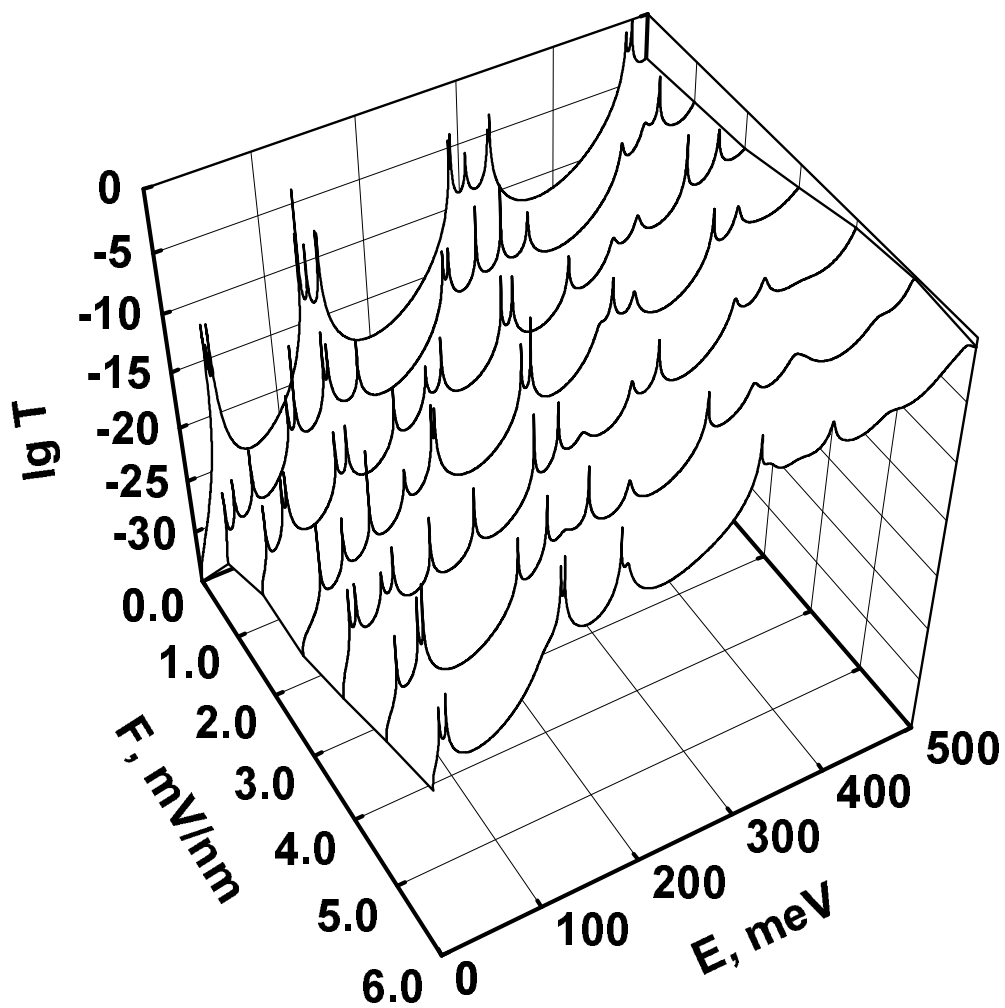


Рис. 3. Коэффициент прохождения через сверхрешетку с флуктуациями ширины ям в электрическом поле  $F$ .

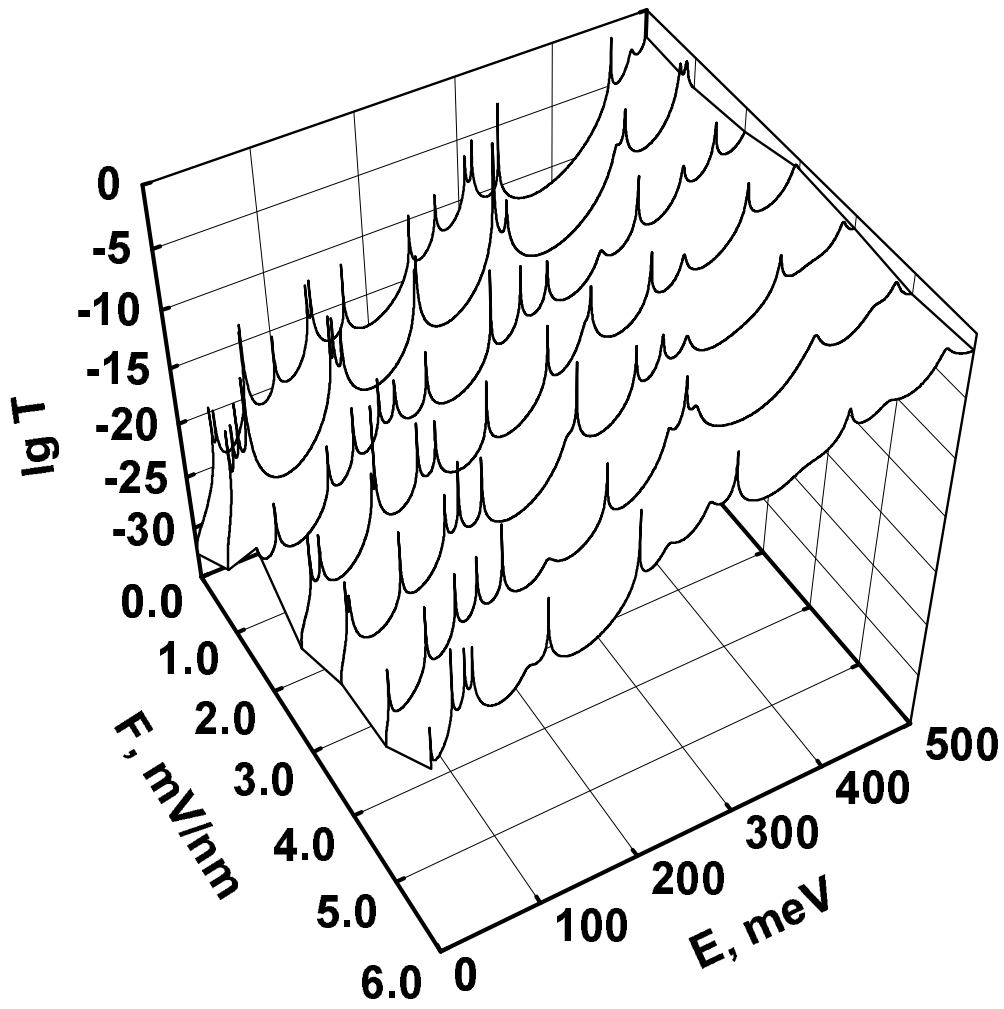


Рис. 4. Коэффициент прохождения через сверхрешетку с флуктуациями глубины ям в электрическом поле  $F$ .

движется вниз, т.е. соответствует яме, расположенной дальше в направлении силы, действующей на носители заряда со стороны поля.

Результаты, представленные на рис. 2—3, относятся к конкретным реализациям беспорядка. Проведенные вычисления показывают, что все, сказанное выше, справедливо и для других реализаций.

## 5. Заключение

В данной работе была рассчитана туннельная прозрачность сверхрешеток с контролируемым беспорядком. Нами было исследовано поведение коэффициента прохождения через сверхрешетки с различными типами беспорядка в электрическом поле. Обнаружено, что флуктуации параметров ям гораздо сильнее влияют на туннельную прозрачность сверхрешетки, чем изменения характеристик барьеров. Во всех изученных системах при увеличении поля происходит смещение максимумов  $T$  в область меньших энергий и расширение разрешенных минизон, а также наблюдается перекрытие разрешенных минизон в сильных полях. В сверхрешетках со случайно изменяемыми параметрами ям могут меняться местами и энергетические уровни, относящиеся к одной и той же минизоне. Изменение амплитуды пиков  $T$  под действием беспорядка наиболее заметно в нулевом поле. Это должно привести к уменьшению проводимости в слабых полях и, как следствие, к сокращению или исчезновению участка отрицательной дифференциальной проводимости, характерного для вольт-амперной характеристики периодических сверхрешеток.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 96-15-96500 и 97-02-17334).

## Литература

- [1] W.G.Harter, G.D.Mooney, A.M.Hermann, *Appl. Phys. Commun.*, 1987, **7**, p. 237.
- [2] И.М.Лифшиц, В.Я.Кирпиченков, *ЖЭТФ*, 1979, **77**, p. 989.
- [3] E.H.Hauge, J.A.Stovneng, *Rev. Mod. Phys.*, 1989, **61**, p. 917.
- [4] K.F.Brennan, C.J.Summers, *J. Appl. Phys.*, 1987, **61**, p. 614.
- [5] A.H.MacDonald, G.C.Aers, *Phys. Rev. B*, 1987, **36**, p. 9142.
- [6] G.Richter, W.Stolz, P.Thomas, S.Koch, K.Maschke, I.P.Zvyagin, *Superlattices and Microstructures*, 1997, **22**, p. 475.
- [7] H.X.Jiang, J.Y.Lin, *J. Appl. Phys.*, 1988, **63**, p. 1984.
- [8] М.А.Ормонт, III Всероссийская конф. по физике полупроводников „Полупроводники ‘97“, 1—5 декабря 1997, Москва, Тезисы докладов, Москва: изд. ФИАН, стр. 80.
- [9] Туннельные явления в твердых телах. Сборник под ред. Э.Бурштейна, С.Лундквиста, Москва: Мир, 1973.
- [10] P.H.Beton, A.P.Long, M.J.Kelly, *J. Appl. Phys.*, 1989, **65**, p. 3076.
- [11] P.Erdős, R.C.Herndon, *Adv. Phys.*, 1982, **31**, p. 65.
- [12] E.Cota, J.V.Jose, M.Ya.Azbel, *Phys. Rev. B*, 1985, **32**, p. 6157.
- [13] E.E.Takhtamirov, V.A.Volkov, *Semiconductor Sci. Technol.*, 1997, **12**, p. 77.
- [14] C.M.Soukoulis, J.V.Jose, E.N.Ekonomou, Ping Sheng, *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **50**, p. 764.
- [15] R.Tsu, L.Esaki, *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **22**, p. 562.