

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОЦЕНКА РОЛИ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО РАССЕЯНИЯ
В ПЕРЕНОСЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА
В МНОГОСЛОЙНЫХ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ СТРУКТУРАХ

Грессеров Б. Н., Мнацаканов Т. Т.

В отличие от кремния и германия, в которых электронно-дырочное рассеяние (ЭДР) исследовано достаточно подробно и учитывается при описании свойств многослойных структур [1-4], в арсениде галлия ситуация оказывается довольно запутанной. С одной стороны, в литературе имеются экспериментальные работы [5, 6], свидетельствующие о том, что в арсениде галлия ЭДР сильно настолько, что в области температур $T \approx 90-100$ К в образцах как n -, так и p -типа возникает эффект полного увлечения неосновных носителей заряда (НЗ) основными, в результате чего подвижность неосновных носителей меняет знак и становится отрицательной. С другой стороны, теоретический анализ свойств многослойных структур, проводимый обычно без учета ЭДР [7, 8], приводит к результатам, которые столь хорошо совпадают с данными измерений, что позволяют сделать вывод о незначительности ЭДР в арсениде галлия. Цель нашего сообщения заключается в устранении возникшего противоречия. На основе анализа литературных данных о подвижности НЗ в GaAs мы попытаемся оценить подвижности μ_{np} и μ_{pn} , обусловленные ЭДР [9]. Сравнение этих величин с обычными подвижностями электронов μ_n и дырок μ_p позволит определить условия, при которых учет ЭДР становится актуальным при описании свойств многослойных структур.

При проведении анализа экспериментальных данных мы воспользуемся соотношениями, полученными в [10]. Удобство использования этих соотношений определяется тем, что в них специально выделен вклад ЭДР в эффективные величины кинетических коэффициентов НЗ. Например, выражение для подвижности электронов в материале p -типа в условиях низкого уровня инжекции имеет вид

$$\mu_n^{(no)} = \mu_n^{(0)} \frac{\mu_{np} - \mu_n^{(0)} \left(1 - \frac{n}{p}\right)}{\mu_{np} + \mu_n^{(0)} + \frac{n}{p} \mu_p^{(0)}}, \quad (1)$$

где $\mu_n^{(0)}$ и $\mu_p^{(0)}$ — подвижности электронов и дырок в материалах n - и p -типа соответственно, определяемые рассеянием на фоновых, примесях и других внешних по отношению к электронно-дырочной системе рассеивателях, а μ_{np} — подвижность, определяемая ЭДР. Отметим, что формула (1) отличается от аналогичного соотношения из работы [10] тем, что в ней удержаны члены $\sim n/p$. Необходимость удерживать эти члены обусловлена тем, что, хотя в работе [8] измерения выполнялись в условиях низкого уровня инжекции НЗ, величина отношения n/p была не слишком малой: $n/p \approx 0.15-0.20$.

Из (1) следует, что подвижность неосновных НЗ электронов в материале p -типа может изменить знак в точке, определяемой условием

$$\mu_{np}(T^*) = \mu_p^{(0)}(T^*) \left(1 - \frac{n}{p}\right). \quad (2)$$

Именно этот эффект был экспериментально установлен в работе [5] при температуре $T^* \simeq 90$ К. В результате оказывается возможным определить величину $\mu_{np}(T^*)$, воспользовавшись для величины $\mu_p^{(0)}(T^*)$ значением, взятым из независимого эксперимента. Далее, учитывая то, что рассеяние электронов на дырках определяется экранированным кулоновским потенциалом и пренебрегая логарифмически медленно изменяющейся зависимостью в кулоновском сечении, можно считать, что $\mu_{np}(T) \sim T^{3/2}$. Это позволяет записать выражение для подвижности μ_{np} в виде

$$\mu_{np}(T) = \frac{A_{np}}{p} \left(\frac{T}{T^*} \right)^{3/2}, \quad (3)$$

где $T^* = 90$ К и введено обозначение $A_{np} = \mu_p^{(0)}(T^*) p_0$, а $p_0 = p - n$ — равновесная концентрация дырок в исследованном образце.

Выбор значений величин $\mu_p^{(0)}(T^*)$ и p_0 , входящих в A_{np} , требует пояснений, поскольку измерения в [5] проводились с помощью квантовых ячеек, в которых подвижные НЗ, возникшие за счет ионизации мелких примесей, пространственно отделены от ионизованных атомов примесей и не рассеиваются на них. Это означает, что при определении величины $\mu_p^{(0)}(T^*)$ следует использовать результаты измерения подвижности в сверхчистых образцах, в которых вклад рассеяния на заряженных примесях мал при $T \simeq 90$ К. В результате сравнение имеющихся в литературе данных [11-13] позволило выбрать значение $\mu_p^{(0)}(90 \text{ К}) = 5100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Величина объемной концентрации p_0 оценивалась с помощью деления указанной в [5] двумерной концентрации p'_0 на толщину слоя d_1 , в котором создавались подвижные НЗ. В результате для приведенных в [5] значений $p'_0 = 1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $d_1 = 112 \text{ \AA}$ можно получить $p_0 = 1.45 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Используя указанные значения $\mu_p^{(0)}(90 \text{ К})$ и p_0 , легко определить величину A_{np} , входящую в (3): $A_{np} = 7.4 \cdot 10^{20} \text{ В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Аналогичные вычисления для материала n -типа с использованием экспериментальных данных, приведенных в [6], позволили установить соотношение для

$$\mu_{np} = \frac{A_{pn}}{n} \left(\frac{T}{T^*} \right)^{3/2}, \quad (4)$$

где $T^* \simeq 90$ К, $A_{pn} = 3.7 \cdot 10^{21} \text{ В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Величина A_{pn} оказывается примерно в 5 раз большей, чем A_{np} . Это, на наш взгляд, вполне может быть обусловлено различием эффективных масс электронов и дырок. В невырожденном случае отношение усредненных значений сечений рассеяния σ_{pn}/σ_{np} при условии одинаковости экранировки кулоновского взаимодействия в случаях, когда концентрации основных носителей заряда n и p совпадают, пропорционально m_p/m_n . Этого фактора вполне достаточно для объяснения возникшего различия между величинами A_{pn} и A_{np} , поскольку в арсениде галлия отношение массы тяжелой дырки к массе электрона оказывается $\simeq 6$.

Полученные оценки позволяют понять, почему неучет ЭДР в [7, 8] не привел к расхождению расчетов с экспериментальными данными. Хорошо известно, что корректный учет ЭДР при расчете вольт-амперной характеристики (ВАХ) многослойной структуры [14-16] приводит к дополнительному слагаемому в выражении для величины прямого падения напряжения

$$U_{Teh} = \frac{j}{q} \int_0^{W_n} \frac{dx}{p(x) \mu_{np}[p(x)]}, \quad (5)$$

где W_n — толщина слабо легированного слоя, j — плотность тока.

С учетом (3) при температуре 300 К это выражение удобно привести к виду $U_{Teh} = j W_n / 720$, где $[j]$ — в $\text{А}/\text{см}^2$, а $[W_n]$ — в см. Из сравнения полученного

соотношения с аналогичными формулами для кремниевых структур [15, 16] следует, что при одинаковых j и W_n вклад ЭДР в ВАХ арсенид-галлиевых структур примерно в 40—50 раз меньше, чем в кремнии. Кроме того, толщина слабо легированного базового слоя у арсенид-галлиевых структур обычно не превышает 300 мкм. Это делает вклад ЭДР в ВАХ структур незначительным. Например, для $p^+ - n - n^+$ -структур, рассмотренных в [8] и имеющих $W_n = 170$ мкм, величина $U_{Тех}$ при $j = 1000$ А/см² составляет всего 0.02 В. Сравнивая эту величину с экспериментальным значением прямого падения напряжения, составляющим, согласно [8], несколько вольт, легко видеть, что влияние ЭДР на ВАХ арсенид-галлиевых структур оказывается пренебрежимо малым.

Учитывая то, что при корректном учете ЭДР практически не оказывает влияния на динамические процессы в мощных кремниевых структурах [17], с учетом полученных оценок для μ_{np} и μ_{pn} можно утверждать, что и в GaAs ЭДР можно не учитывать при исследовании динамических свойств мощных структур.

Таким образом, влияние ЭДР на свойства многослойных арсенид-галлиевых структур оказывается гораздо слабее, чем в кремнии. Возможность наблюдать в GaAs эффект полного увлечения неосновных НЗ при низких температурах обусловлена спецификой квантовых ячеек, в которых удается исключить влияние рассеяния на заряженных примесях.

Авторы благодарны М. Е. Левиштейну за полезное обсуждение вопросов, затронутых в работе.]

Список литературы

- [1] Davies L. W. // Nature. 1962. V. 194. N 4830. P. 762—763.
- [2] Dannhäuser F. // Sol. St. Electron. 1972. V. 15. N 12. P. 1371—1375.
- [3] Kransse J. R. // Sol. St. Electron. 1972. V. 15. N 12. P. 1376—1381.
- [4] Grivitskas V., Willander M., Vaitkus J. // Sol. St. Electron. 1984. V. 27. N 6. P. 565—572.
- [5] Höpfel R. A., Shah J., Wolff P. A., Gossard A. C. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 25. P. 2736—2739.
- [6] Höpfel R. A., Shah J., Wolff P. A., Gossard A. C. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 10. P. 572—574.
- [7] Юферев В. С. // Автореф. докт. дис. ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1984.
- [8] Delimova L. A., Zhilyaev Yu. V., Kachorovsky V. Yu., Levinstein M. E., Rossin V. V. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 6. P. 1101—1104.
- [9] Mnatsakanov T. T. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 143. N 1. P. 225—234.
- [10] Грессеров Б. Н., Мнацаканов Т. Т. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1658—1663.
- [11] Хилсум К., Роуз-Инс А. Полупроводники типа А^{III}В^V. М., 1963. 323 с.
- [12] Mears A. L., Stradling R. A. // J. Phys. C. 1971. V. 4. N 1. P. L22—L24.
- [13] Störmer H. L., Gossard A. C., Wiegman W., Blondel R., Baldwin K. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 1. P. 139—141.
- [14] Авакьянц Г. М., Лазарев Е. В. // Изв. АН АрмССР. Физика. 1969. Т. 4. В. 1. С. 83—89.
- [15] Грехов И. В., Отблеск А. Е. // Радиотехн. и электрон. 1974. Т. 19. В. 7. С. 1483—1489.
- [16] Кузьмин В. А., Мнацаканов Т. Т., Шуман В. Б. // Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 11. С. 689—693.
- [17] Мнацаканов Т. Т., Ростовцев И. Л., Филатов Н. И. // Изв. вузов СССР. Радиоэлектрон. 1987. Т. 30. В. 6. С. 30—36.

Всесоюзный электротехнический институт
им. В. И. Ленина
Москва

Получено 24.04.1990
Принято к печати 25.04.1990

ФТП, том 24, вып. 9, 1990

О КОЭФФИЦИЕНТЕ ТЕРМОЭДС В ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ GaP

Джамагидзе Ш. З., Лагвилава Т. А., Швангирадзе Р. Р.

Коэффициент термоэдс является чувствительным к механизмам рассеяния носителей заряда в полупроводниках [1]. Поэтому, изучая его температурную зависимость, можно судить о процессах рассеяния.