

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ЕМКОСТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ: ДОНОРНЫЙ УРОВЕНЬ В $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$

Зубков В. И., Пыхтин А. Н., Соломонов А. В.

Рассмотрены особенности нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней в твердых растворах полупроводников, связанные с наличием в них флуктуирующего потенциала, приводящего к расщеплению и сдвигу энергетических уровней дефектов. В предположении Гауссова уширения ГУ проведено моделирование спектров НЕСГУ, позволяющее по экспериментальным данным корректно определять среднюю энергию ионизации, дисперсию распределения и концентрацию глубоких центров в твердых растворах. В качестве примера исследован донорный уровень в $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. Его энергия ионизации составляла 195 мэВ в GaP и возрастала до 370 мэВ при $x=0.62$. В области прямозонных составов средняя энергия ионизации была практически неизменной и равной ~ 340 мэВ. Концентрация центров равнялась $(2\div 5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в GaP, становилась максимальной (10^{16} см^{-3}) при $x=0.41$ и резко падала с приближением к GaAs. При $x < 0.18$ уровень не наблюдался. Определена дисперсия уширения ГУ в зависимости от состава.

Возрастающее применение твердых растворов в полупроводниковой электронике, и особенно в оптоэлектронике, потребовало наряду с изучением собственно электронного спектра таких систем получения данных о поведении дефектов, дающих глубокие уровни (ГУ) в запрещенной зоне смешанных кристаллов. Одним из эффективных методов исследования состояний, локализованных глубоко в запрещенной зоне полупроводника, является нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней (НЕСГУ). Однако, как недавно стало ясным [1, 2], спектры НЕСГУ твердых растворов имеют ряд особенностей, неучет которых может привести к некорректному определению концентрации и энергетических параметров глубокого центра (ГЦ).

Действительно, в полупроводниковых твердых растворах типа $\text{AB}_{1-x}\text{C}_x$ статистически неупорядоченное заполнение атомами В и С ближайших к дефектному центру координационных сфер, принадлежащих подрешетке В—С, вызывает флуктуации потенциала центральной ячейки и, как следствие, расщепление и сдвиг энергетических уровней в запрещенной зоне [3]. Для глубоких центров, радиус локализации волновой функции связанного электрона которых невелик, микроскопические флуктуации состава оказываются особенно существенными, поэтому должно наблюдаться значительное неоднородное уширение ГУ. Очевидно, что в этом случае переходные процессы релаксации носителей с уширенного ГУ становятся принципиально неэкспоненциальными, и мы не вправе пользоваться традиционной схемой НЕСГУ, предложенной Лэнгом [4]. Обычное выражение для релаксации барьерной емкости

$$C(t) = C_0 \exp(-et), \quad (1)$$

где e — скорость термической эмиссии носителя с ГУ, в случае твердого раствора должно быть представлено в виде суммы, учитывающей вклад всех энергетических уровней уширенной зоны. Тогда выражение (1) заменится интегралом вида

$$C(t) = C_0 \int_{E_1}^{E_2} g(E) \exp[-e(E)t] dE, \quad (2)$$

где $g(E)$ — функция распределения энергий ионизации глубокого центра, E — локальная энергия ионизации, E_1 и E_2 — границы распределения энергетической плотности ГУ.

При отсутствии детальной информации о плотности энергетических состояний глубокого центра в твердом растворе, учитывая случайный характер их распределения, функцию $g(E)$ логично выбрать в виде функции Гаусса

$$g(E) = \frac{1}{\epsilon \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{E} - E)^2}{2\epsilon^2} \right], \quad (3)$$

где \bar{E} — средняя величина энергии ионизации, ϵ — энергетическая дисперсия распределения.

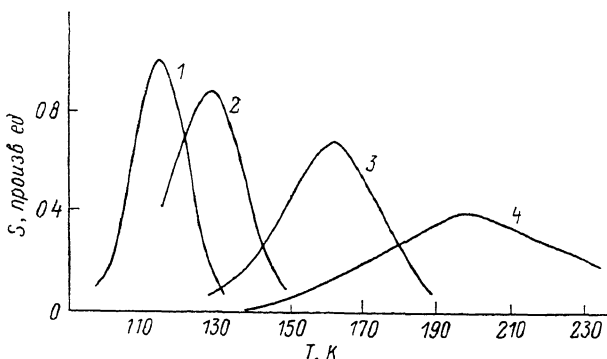


Рис. 1. Спектры НЕСГУ Y-уровня в твердом растворе $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$.
x: 1 — 1.0, 2 — 0.9, 3 — 0.7, 4 — 0.62. $\tau=51$ нс.

Соответственно спектр НЕСГУ в твердом растворе $\text{Al}_{1-x}\text{C}_x$ будет описываться выражением

$$\Delta C(T) = C_0 \int_{E_1}^{E_2} g(E) \left[\exp \left(-\frac{t_1}{\tau(E)} \right) - \exp \left(-\frac{t_2}{\tau(E)} \right) \right] dE, \quad (4)$$

где $\tau(E)$ — постоянная времени переходного процесса эмиссии носителя с локального энергетического уровня E .

Таким образом, уширение энергетических уровней должно приводить к уширению температурных спектров НЕСГУ. Нетрудно показать, дифференцируя (4) по температуре, что положение максимума спектра не зависит от величины ϵ , если функция $g(E)$ не зависит от T . Именно это обстоятельство позволяет определять «энергию ионизации» ГЦ, которая в данном случае будет иметь смысл \bar{E} — средней величины распределения [см. формулу (3)], применяя обычную процедуру нахождения энергии ионизации путем построения графика Аррениуса по точкам максимумов спектров НЕСГУ с разными окнами скорости [4].

В качестве объекта экспериментальных исследований были выбраны твердые растворы $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ как материал, являющийся, с одной стороны, модельным при изучении свойств твердых растворов, а с другой — базовым при промышленном производстве светодиодов. Исследования проводились с помощью автоматизированной системы емкостной спектроскопии, выполненной в стандарте КАМАК на базе емкостного измерительного моста МЦЕ-13АМ, частично переделанного нами для вывода сигнала разбаланса, и микро-ЭВМ «МЕРА-60» [5, 6]. В режиме НЕСГУ было программно реализовано несколько (5–7) окон скорости, что позволяло обходиться одним температурным сканированием.

Для проведения измерений глубоких уровней в твердых растворах были изготовлены p - n -переходы и диоды Шоттки из экспериментальных слоев $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, осажденных методом газофазной эпитаксии на подложки из n -GaP. Толщина эпитаксиальной пленки составляла ~ 40 мкм. p - n -Переходы формировались диффузией Zn и по характеру вольтфарадных зависимостей были близки к резким. Барьеры Шоттки изготавливались путем вакуумного напыле-

ния золота. Омические контакты к образцам получали методом лазерного вжигания навески соответствующего металла по методике [7].

В спектрах НЕСГУ фосфида галлия был обнаружен глубокий донорный уровень с энергией ионизации 195 ± 5 мэВ и сечением захвата $\sigma = 1.0 \cdot 10^{-16}$ см².

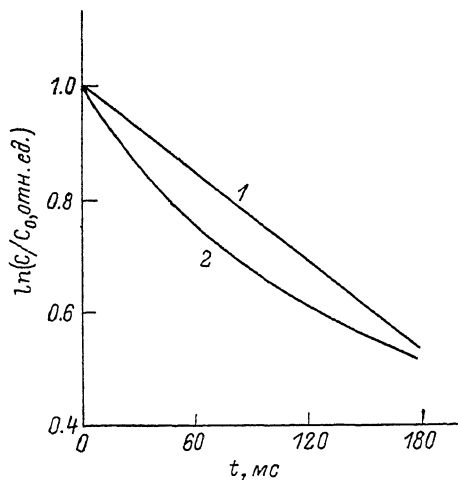


Рис. 2. Кинетика перезарядки барьерной емкости (режим ИРЕ) для GaP (1) и GaAs_{0.3}P_{0.7} (2).

стоянной времени», очевидно, теряет изложенным, несмотря на неэкспоненциальный характер релаксации, можно пользоваться графиком Аррениуса для

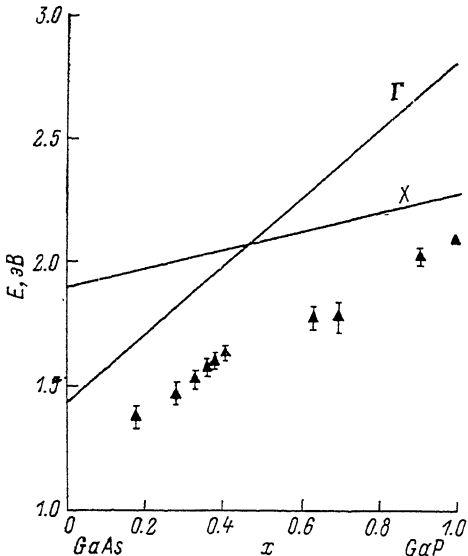


Рис. 3. Донорный уровень Y в GaAs_{1-x}P_x.

Сплошными кривыми показаны энергетические положения X- и Г-минимумов зоны проводимости.

По мере удаления от GaP — крайней точки твердого раствора GaAs_{1-x}P_x в сторону уменьшения x наблюдалась плавная трансформация спектра НЕСГУ, как показано на рис. 1. Это обстоятельство, а также идентичность технологических условий, в которых выращивались образцы твердых растворов, позволяют предположить, что в GaAs_{1-x}P_x наблюдается тот же, что и в GaP, уровень, который все более заглубляется и уширяется по мере увеличения содержания мышьяка в твердом растворе.

Исследования изотермической релаксации емкости структур из GaP показали экспоненциальный характер переходного процесса (рис. 2, кривая 1), что свидетельствует об отсутствии уширения ГУ в бинарном соединении. В твердом растворе переходные процессы становились неэкспоненциальными (см., например, кривую 2 на рис. 2 для состава GaAs_{0.3}P_{0.7}). При этом понятие «постоянной времени», очевидно, теряет смысл. Однако в соответствии с вышеизложенным, несмотря на неэкспоненциальный характер релаксации, можно пользоваться графиком Аррениуса для нахождения средней величины E. Определенная таким образом средняя энергия ионизации глубокого центра Y в исследованных образцах GaAs_{1-x}P_x в зависимости от x приведена на рис. 3. Сред-

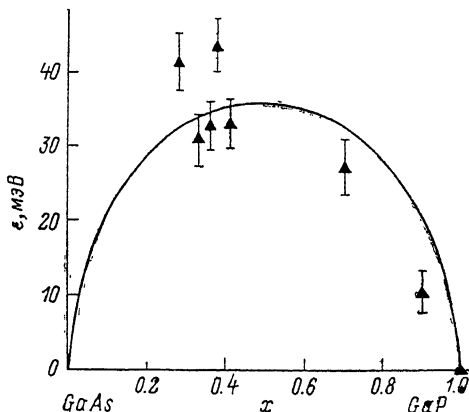


Рис. 4. Уширение Y-уровня в твердом растворе GaAs_{1-x}P_x.

Сплошная линия — зависимость $\sqrt{x(1-x)}$.

няя энергия ионизации ГЦ возрастала почти в 2 раза при изменении x от 1 до 0.62 и достигала 370 мэВ в GaAs_{0.38}P_{0.62}. В области прямозонных составов также наблюдался интенсивный сигнал НЕСГУ. Мы предполагаем, что дефект Y, ответственный за наблюдаемую полосу, остается одним и тем же во всем диапазоне составов GaP—GaAs. Монотонный характер изменения глубины залегания

ния уровня, а также отсутствие других пиков НЕСГУ в рассматриваемом интервале температур говорят в пользу такого предположения. Концентрация центра составляла $(2-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в GaP, достигала 10^{16} см^{-3} при $x=0.41$ и резко падала с приближением к GaAs. При $x < 0.18$ уровень не наблюдался.

Полуширина пика НЕСГУ возрастала от 17.5 К в GaP до 65 К при $x=0.62$. Это свидетельствовало о сильном влиянии микроскопических флуктуаций состава на энергетическое состояние глубокого центра. Для оценки степени уширения энергетического уровня, вызванного статистической разупорядоченностью атомов тройного раствора, нами с помощью ЭВМ было выполнено моделирование спектров НЕСГУ по формуле (4) с различным уширением ϵ . Исходными данными при построении спектров являлись экспериментально определенные из графика Аррениуса энергия ионизации \bar{E} и сечение захвата σ . С увеличением дисперсии ϵ спектры НЕСГУ уширялись, а их амплитуды уменьшались, в то же время положения максимумов по температуре оставались неизменными, что и следовало ожидать. По семейству построенных графиков осуществлялась подгонка расчетного спектра под экспериментальный методом наименьших квадратов с помощью варьирования дисперсии Гауссова уширения ϵ , в результате чего определялась искомая дисперсия энергетического уровня.

Зависимость дисперсии ϵ от состава твердого раствора x приведена на рис. 4. Здесь же построена полуэмпирическая функция $\sqrt{x(1-x)}$, которой обычно описывают уширение энергетических уровней в твердом растворе [3]. Как видно, наблюдается качественное совпадение.

Таким образом, учет статистической неупорядоченности распределения компонент твердого раствора позволяет корректно интерпретировать спектры НЕСГУ в случае неэкспоненциального характера релаксации барьерной емкости. Форма экспериментально наблюдаемого при этом спектра НЕСГУ определяется функцией уширения глубокого уровня и несет дополнительную информацию об энергетических состояниях глубокого центра.

Л и т е р а т у р а

- [1] Omling P., Samuelson L., Grimmeiss H. G. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 9. P. 5117—5122.
- [2] Зубков В. И., Пихтин А. Н., Соломонов А. В. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 14. С. 847—848.
- [3] Пихтин А. Н. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 3. С. 425—454.
- [4] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [5] Баукин В. А., Гончар Р. В., Зубков В. И., Соломонов А. В. // Тез. докл. VIII Всес. конф. «Планирование и автоматизация эксперимента в научных исследованиях». Л., 1986. С. 32.
- [6] Зубков В. И., Соломонов А. В., Тодоров М. Т. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 9. С. 1734—1736.
- [7] Пихтин А. Н., Попов В. А., Яськов Д. А. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 11. С. 1646—1648.

Ленинградский электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Получена 21.04.1988
Принята к печати 26.07.1988