УДК 621.315.592

Б. Г. АРНАУДОВ, Д. С. ДОМАНЕВСКИЙ

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ПОТЕНЦИАЛА НА ЭНЕРГИЮ ТЕРМИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИИ МЕЛКИХ ПРИМЕСЕЙ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Анализ экспериментальных данных показывает, что энергия термической ионизации E_0^T мелких доноров и акцепторов в арсениде галлия, определенная из наклона температурных зависимостей холловской концентрации носителей тока n_H, уменьшается с ростом уровня легирования [1—6]. В ранних работах [1] эти изменения связывались с перекрытием волновых функций примесных состояний и образованием примесной зоны. Обычно считают, что этот эффект становится существенным, когда не выполняется условие слабого легирования $Na^3 \ll 1$ (N — концентрация основных примесей, a — боровский радиус) [7]. Между тем, экспериментальные данные показывают, что и в области слабого легирования ($Na^3 \simeq 10^{-2}$) энергия термической ионизации мелких доноров и акцепторов достигает нулевого значения [1, 3]. В то же время энергия связи электрона на доноре E_0, рассчитываемая из энергии перехода между основным и возбужденным состоянием ($1s$—$2p$), не зависит от концентрации мелких доноров [2].

Это различие можно понять, если учесть уширение примесного уровня, обусловливаемое кулоновским взаимодействием неоднородно распределенных примесных ионов [7]. Такое «флуктуационное» уширение, очевидно, вызовет уменьшение энергии термической ионизации, а энергия перехода между основным и возбужденным состояниями останется неизменной.

При наличии «флуктуационного» уширения уровня энергия термической ионизации, по-видимому, должна определяться разницей между энергией Ферми E_F и энергией уровня протекания свободной зоны E_p [7]:

$$E_0^T = E_F - E_p = E_F - \alpha\gamma, \tag{1}$$

где $\alpha \cong 0{,}3$ [8, 9]. Для определения величины среднеквадратичной флуктуации примесного потенциала γ можно воспользоваться известным соотношением [10]:

$$\gamma = 2E_0 a (1+K)^{1/2} (NR_s)^{1/2}, \tag{2}$$

где K — степень компенсации, а радиус экранирования R_s определяется соотношением [7]:

$$R_s \equiv R_c = N^{-1/3}(1-K)^{-2/3}. \tag{3}$$

Использование нелинейного радиуса экранирования (3) обусловлено тем, что, хотя для обсуждаемых нами экспериментальных результатов характерна промежуточная степень компенсации ($K = 0{,}1 \div 0{,}9$), однако, в области чисто экспоненциального участка зависимости $n_H = f(1/T)$ концентрация свободных носителей тока мала ($n \ll N$) [11]. Отсюда также следует, что заполнение флуктуационной зоны велико и уровень Ферми должен располагаться вблизи ее верхней границы:

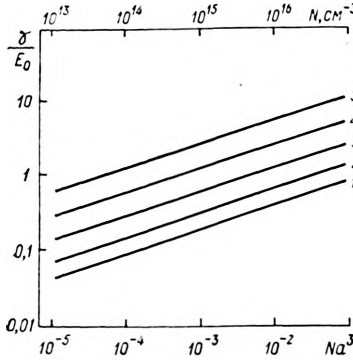
$$E_F = E_0 - \gamma(R_c). \tag{4}$$

Следует отметить, что соотношение (4) при $K = 0$ практически совпадает с положением уровня Ферми в некомпенсированном полупроводнике [12]:

$$E_F = E_0 - 0{,}99 \cdot 2E_0 a N^{1/3}. \tag{5}$$

Относительное изменение энергии термической ионизации мелкого состояния можно получить из (2)—(4) в виде

$$\frac{E_0 - E_0^T}{E_0} = 1{,}3\,\frac{\gamma(R_c)}{E_0} = 1{,}3 \cdot 2\,\frac{(1+K)^{1/2}}{(1-K)^{1/3}}\,(Na^3)^{1/3}. \tag{6}$$



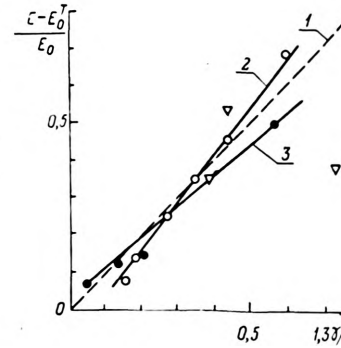


Рис. 1. Расчетная зависимость величины уширения примесного уровня (γ/E_0) от степени легирования (N_a^3):

1 — $K=0$; *2* — $K=0.5$; *3* — $K=0.9$; *4* — $K=0.99$; *5* — $K=0.999$

Рис. 2. Относительное изменение E_0^T в зависимости от величины флуктуации примесного потенциала:

1 — теоретическая кривая, рассчитанная в соответствии с [6]; *2*, *3* — экспериментальные зависимости для арсенида галлия *n*- и *p*-типа соответственно: ○ — [3], ● — [4], ▽ — [6]

Из уравнения (6) видно, что и при слабом легировании ($Na^3<1$) флуктуационное уширение примесного уровня γ сильно возрастает с увеличением степени компенсации. На рис. 1 приведены рассчитанные по (6) зависимости $\gamma/E_0=f(Na^3)$ при различных значениях степени компенсации[1]. Видно, что нулевое значение энергии термической ионизации ($\gamma/E_0\simeq1$) может быть достигнуто при концентрациях примесей, существенно меньших, чем это требуется для образования примесной зоны. Кроме того, эффект флуктуационного уширения примесного уровня в случае арсенида галлия должен быть весьма существенным даже для материала самой высокой чистоты ($N<10^{13}$ см$^{-3}$).

На рис. 2 видно, что ход теоретической зависимости (кривая *1*) достаточно близок к экспериментально наблюдаемым энергиям термической ионизации мелких доноров и акцепторов в арсениде галлия. Некоторое несоответствие, по-видимому, связано с недостаточной точностью значений степени компенсации, используемых при расчете γ на рис. 2. Эти неточности могут быть следствием того, что величины K определялись из уравнения электронейтральности, в котором не учитывался эффект флуктуационного уширения примесного уровня.

В дополнение отметим, что неравенство $\gamma/E_0\ll1$, которое можно определить из экспериментальных значений E_0 и E_0^T, по-видимому, является более строгим (по сравнению с $Na^3\ll1$) критерием слабого легирования и применимости обычного уравнения электронейтральности.

В заключение авторы выражают благодарность М. А. Молдовановой и В. Д. Ткачеву за неизменный интерес и полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Емельяненко О. В., Лагунова Т. С., Наследов Д. Н., Талалакин Г. Н. — ФТТ, 1961, т. 3, № 1, с. 198; 1965, т. 7, № 5, с. 1316.

[1] При $K=0$ радиус экранирования не может быть задан уравнением (4) [11], и кривая *1*, рассчитанная по уравнению (6), приведена только для сравнения.

2. Wolfe C. M., Stillman G. E. Proc. of the 3th Intern. Symp. on Gallium Arsenide.— Aachen, 1970, p. 3.
3. Stillman G. E., Wolfe C. M.— Thin Sol. Films, 1976, v. 31, № 1. p. 69.
4. Stillman G. E., Wolfe C. M., Dimmock J. O.— J. Phys. Chem. Sol., 1970, v. 31, № 6, p. 1199.
5. Hill D. E.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, № 7, p. 1815.
6. Whitaber J., Bolger D. E.— Sol. St. Com., 1966, v. 4, № 3, p. 181.
7. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.— ЖЭТФ, 1970, т. 60, № 2, с. 867.
8. Леванюк А. П., Осипов В. В.— ФТП, 1973, т. 7, № 8, с. 1575.
9. Арнаудов Б. Г., Быковский В. А., Доманевский Д. С.— ФТП, 1975, т. 9, № 12, с. 2338.
10. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.— ФТП, 1970, т. 4, № 2, с. 305.
11. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, № 2(8), с. 816.
12. Efros A. L., Shklovskii B. I., Yanchev I. Y.— Phys. Stat. Sol., 1972, v. 50, № 1, p. 45.

Поступила в редакцию
19.03.79.

Кафедра физики полупроводников

УДК 621.396.672

В. М. ЗЕЛЕНКЕВИЧ, А. С. КЛЮЧНИКОВ, Л. М. ТИМОФЕЕВ

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ СИСТЕМЫ АНТЕННА — РПУ

Необходимость защиты радиотехнических систем от различных внешних воздействий, в том числе и от атмосферных, делает незаменимым использование радиопрозрачных укрытий (РПУ). Необходимость оценки влияния РПУ на характеристики антенн требует разработки наиболее оптимальных электродинамических методов расчета.

Целью данной работы является сравнительный анализ существующих методов расчета диаграммы направленности (ДН) системы антенна — РПУ и разработка более эффективного метода расчета с точки зрения точности и простоты алгоритмизации.

Основу метода прослеживания хода лучей составляет интегральное представление зависимости распределения поля в дальней зоне от распределения токов по произвольному раскрыву в виде скалярного интеграла Кирхгофа [1, 2]. Для этого метода характерны ограничения:

а) рассматриваются остронаправленные антенны и РПУ с достаточно большим радиусом кривизны;

б) для падающего и прошедшего полей используется аппроксимация плоской волны и плоскопараллельного слоя.

Практические расчеты реальных трехмерных конструкций антенна — РПУ с помощью этого метода показали, что он малопригоден для расчета антенн с размером раскрыва $a \geqslant 25\lambda$, так как с увеличением размеров раскрыва затраты машинного времени растут пропорционально $\sim ka^2$ при условии сохранения заданной точности расчета. Для раскрывов $a \approx 25\lambda$ погрешность меньше 21% (в области главного лепестка) и не превосходит 26% (в области первых боковых лепестков).

Одним из известных методов электродинамического расчета систем антенна — РПУ является метод, использующий для расчета ближних полей укрываемой антенны векторизованные формулы Кирхгофа [3]. В рассматриваемом методе принимаются следующие упрощения:

а) модули векторов H, E или величины токов на некоторой части поверхности пренебрежимо малы;

б) излучение происходит по внешним нормалям к поверхности излучающей апертуры;

в) векторы E и H связаны линейной зависимостью (как в случае плоской волны).

Для вычисления ближних полей применялись специально разработанные методы с автоматическим выбором шага интегрирования в зависимости от угла наблюдения, так как интегральные выражения, используемые для расчетов, содержат быстроасциллирующие функции,