

УДК 621.315

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

А.И. ВАГАНЯН, Е.М. БАГИАН*

Ереванский государственный университет, Армения

*e-mail: eranbaghyan@ ysu.am

(Поступила в редакцию 20 октября 2013 г.)

Показана принципиальная возможность определения некоторых параметров зонной структуры многодолинных полупроводников (эффективной массы плотности состояний в различных долинах, энергетических расстояний между долинами, энергии ионизации примесных уровней, отщепленных от различных долин) на основе экспериментальных кривых температурной зависимости общей концентрации носителей заряда.

Значительную часть свойств кристаллов невозможно объяснить при отсутствии сведений о строении зонной структуры, которая является ключом к пониманию большинства электрических, магнитных, оптических, термоэлектрических и других свойств кристаллов. Этим объясняется интерес к исследованиям зонной структуры различных полупроводниковых материалов как теоретическими, так и экспериментальными методами [1].

В данной работе показана возможность определения параметров зонной структуры невырожденных многодолинных полупроводников (эффективной массы плотности состояний в различных долинах, энергетических расстояний между долинами, энергии ионизации примесных уровней, отщепленных от различных долин).

Рассмотрим случай, когда, наряду с температурной зависимостью концентрации электронов n , известны также концентрации доноров N_d и компенсирующих их акцепторов N_a . В работе [2] показано, что зону проводимости многодолинного полупроводника можно заменить однодолинной эквивалентной зоной. Рассматривая многодолинный полупроводник как однодолинный, можем записать

$$\frac{n(n + N_a)}{(N_d - N_a - n)} = (\beta^*)^{-1} N_c^* \exp\left(-\frac{\varepsilon_d^*}{kT}\right), \quad (1)$$

где N_c^* – эффективная плотность состояний, ε_d^* – эффективная энергия ионизации донорных уровней. Эту зависимость можно представить параметрами одной конкретной долины в виде [3]

$$\frac{n(n+N_a)}{(N_d-N_a-n)} = (\beta)^{-1} N_{cj} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{dj}}{kT}\right). \quad (2)$$

В работе [2] показано также, что эффективное число плотности состояний можно представить в виде

$$N_c^* = \sum N_{ci} \exp\left(-\frac{\delta E_i}{kT}\right), \quad (3)$$

а если представить его параметрами одной конкретной j -долины, то будем иметь

$$N_c^* = \frac{N_{cj}}{c_j} \exp\left(-\frac{\delta E_j}{kT}\right), \quad (4)$$

где c_j – относительная заселенность j -ой долины. Из выражений (3) и (4) легко найти связь между эффективными массами плотности состояний:

$$(m^*)^{3/2} = \sum M_i (m_i)^{3/2} \exp\left(-\frac{\delta E_i}{kT}\right), \quad (5)$$

$$(m^*)^{3/2} = \frac{M_j}{c_j} (m_j)^{3/2} \exp\left(-\frac{\delta E_j}{kT}\right), \quad (6)$$

где M_j – число эквивалентных минимумов j -ой долины.

Перепишем (1) в виде

$$\frac{n(n+N_a)}{(N_d-N_a-n)} AT^{-3/2} = (m^*)^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_d^*}{kT}\right), \quad (7)$$

где $A = \frac{\beta^* h^3}{2(2\pi k)^{3/2}}$ (предполагается, что фактор спинового вырождения β^* известен), m^* – эффективная масса плотности состояний.

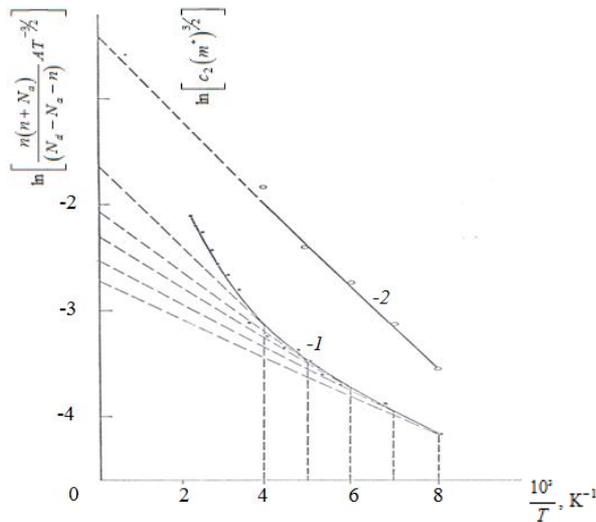


Рис.1. Зависимость $\ln\left[\frac{n(n+N_a)}{(N_d-N_a-n)} AT^{-3/2}\right]$ (1) и $\ln\left[c_2(m^*)^{3/2}\right]$ (2) от обратной температуры.

Схематический график зависимости логарифма левой части выражения (7) от обратной температуры приведен на рис.1. Эта зависимость представляет прямую линию только при достаточно низких температурах, когда практически все электроны находятся в абсолютной долине.

Определим $(m^*)^{3/2}$ и ε_d^* при каждой температуре по кривой зависимости $\ln \frac{n(n+N_a)}{(N_d-N_a-n)} AT^{-3/2}$ от обратной температуры, построенной по данным N_d и N_a и экспериментальным значениям n .

Если абсолютную долину обозначить индексом «1» и начало отсчета поместить на уровне абсолютной долины ($\delta E_1 = 0$), то получим

$$\frac{n(n+N_a)}{(N_d-N_a-n)} = (\beta_1)^{-1} N_{c1} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{d1}}{kT}\right), \quad (8)$$

т.е. наблюдаемая эффективная масса плотности состояний и энергия ионизации донорных уровней будут соответствовать абсолютной долине. Таким образом, по низкотемпературному прямолинейному участку кривой 1 на рис.1, согласно формулам (6) и (8), можно определить эффективную массу плотности состояний абсолютной долины и энергетическое расстояние между донорным уровнем и абсолютной долиной.

При более высоких температурах зависимость (7) будет представлять собой кривую, которая отражает одновременное действие двух и более долин. Рассмотрим область температур, где одновременно действуют две долины, а влиянием выше расположенных долин можно пренебречь. Здесь уже наблюдаемая эффективная масса плотности состояний и энергия ионизации донорных уровней не постоянны и изменяются с температурой. При каждой данной температуре, как следует из формулы (7), она определяется по отрезку, отсекаемому на оси ординат касательной к кривой в данной точке. Если поместить начало отсчета в точке абсолютного минимума ($\delta E_1 = 0$), то для наинизшей долины из (6) будем иметь

$$c_1 = \frac{M_1 m_1^{3/2}}{(m^*)^{3/2}}. \quad (9)$$

Подставив значение $M_1 m_1^{3/2}$, полученное по низкотемпературному участку, легко вычислить относительные заселенности долин c_1 и $c_2 = 1 - c_1$. По известным значениям m^* и c_2 в рассматриваемой области температур из выражения

$$c_2 (m^*)^{3/2} = M_2 m_2^{3/2} \exp\left(-\frac{\delta E_2}{kT}\right) \quad (10)$$

по графику зависимости логарифма левой части от обратной температуры (рис.1, кривая 2) можно определить энергетическое расстояние δE_2 и эффективную массу плотности состояний второй долины по формуле

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{M_2 m_2^{3/2}}{M_1 m_1^{3/2}} \exp\left(-\frac{\delta E_2}{kT}\right). \quad (11)$$

Таким же образом можно определить $M_j m_j^{3/2}$ и δE_j для любой конкретной j -ой долины, если имеем m^* в области температур, где действуют j -долины и влиянием вышерасположенных долин можно пренебречь. Определив последовательно $M_1 m_1^{3/2}$, $M_2 m_2^{3/2}$, ..., $M_{j-1} m_{j-1}^{3/2}$ и δE_1 , δE_2 , ..., δE_{j-1} по формуле

$$c_i = \frac{M_i m_i^{3/2}}{(m^*)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\delta E_i}{kT}\right), \quad (12)$$

где $i = 1, 2, \dots, j-1$, определяются c_1, c_2, \dots, c_{j-1} , а $c_j = 1 - (c_1 + c_2 + \dots + c_{j-1})$.

По имеющимся данным c_1, c_2, \dots, c_j можно выделить области температур, где действуют соответственно одна, две, три, ..., j долины. Тогда для любой j -долины при данных $\varepsilon_{d1}, \varepsilon_{d2}, \dots, \varepsilon_{dj-1}$, и $\delta E_1, \delta E_2, \dots, \delta E_j$, а также, приняв $\beta_1 = \beta_2 = \dots = \beta_j$, по формуле

$$\beta^* \exp\left(\frac{\varepsilon_d^*}{kT}\right) = \sum \beta_i \exp\left(\frac{\varepsilon_{di} - \delta E_i}{kT}\right) \quad (13)$$

можно легко вычислить ε_{dj} .

Хотя рассуждения приводятся здесь для общего случая, однако практическое значение имеют случаи двух и трех долин.

ЛИТЕРАТУРА

1. **И.М. Цидильковский.** Зонная структура полупроводников. М., Наука, 1978.
2. **А.И. Ваганян,** ФТП, **16**, 3 (1982).
3. **J.S. Blakemore.** Semiconductor Statistics. New York, Dover, 2002.

ԲԱԶՄԱՀՈՎԻՏ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ
ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՓՈՐՉՆԱԿԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա.Ը. ՎԱՀԱՆՅԱՆ, Ե.Մ. ԲԱԴԻՅԱՆ

Ցույց է տրված բազմահովիտ կիսահաղորդիչների գոտիական կառուցվածքի որոշ պարամետրերի որոշման սկզբունքային հնարավորությունը (վիճակների խտության արդյունարար զանգված, հովիտների միջև էներգիական հեռավորությունը և խառնուրդային մակարդակների իոնիզացման էներգիան) ընդհանուր կոնցենտրացիայի ջերմաստիճանային կախման փորձարարական կորերի հիման վրա:

POSSIBILITY OF EXPERIMENTAL DETERMINATION OF BAND STRUCTURE PARAMETERS IN MANY-VALLEY SEMICONDUCTORS

A.I. VAHANYAN, Y.M. BAGHIYAN

A possibility to determine some parameters (density-of-state effective mass of different valleys, energy difference between energy valleys, impurity ionization energy levels split from different valleys) of the band structure in many-valley semiconductors based on experimental curve of overall concentration of charge carriers versus temperature is shown.