

Методы определения ширины запрещенной зоны полупроводниковых структур с $p-n$ -переходами

© И.М. Викулин, Б.В. Коробицын, С.К. Крисский

Академия связи Украины,
65021 Одесса, Украина
E-mail: kriskiv2@yandex.ua

(Получена 26 ноября 2015 г. Принята к печати 8 февраля 2016 г.)

Показана возможность определения ширины запрещенной зоны гомогенных $p-n$ -структур по свойствам вольт-амперных характеристик при двух температурах: комнатной и повышенной на 30–50°C. Получена рабочая формула для расчета и показано практическое ее применение для определения ширины запрещенной зоны на примерах $p-n$ -структур из кремния, арсенида галлия и фосфида галлия. Полученные результаты с погрешностью до 1% согласуются с общепринятыми. Показана также возможность определения ширины запрещенной зоны гомогенных $p-n$ -структур по вольт-фарадным характеристикам, измеренным при указанных температурах.

Главным фундаментальным параметром полупроводника является ширина запрещенной зоны E_g , а ее знание позволяет прогнозировать основные эксплуатационные параметры создаваемых полупроводниковых приборов [1]. Поэтому определение E_g , если она не известна, есть главная задача физики и технологии полупроводников.

Задача определения E_g полупроводника может возникнуть в случаях утери таких данных и, что особенно важно, при работе с полупроводниковыми твердыми растворами, в которых E_g зависит от состава [2]. Состав же твердых растворов в кристаллах, как правило, изменяется по толщине в связи с истощением раствора-расплава в процессе роста кристалла, а также в связи с температурной зависимостью коэффициентов сегрегации компонентов [3].

Техника и методика определения E_g однородных кристаллов, хотя и не всегда проста, достаточно хорошо разработана. Это может быть результатом измерения спектра оптического поглощения в области края фундаментальной полосы. Но для этого требуется наличие соответствующей оптической аппаратуры, чувствительного приемного устройства и очень тонких образцов исследуемого вещества [4]. На такой же аппаратуре можно измерить спектр фотопроводимости и определить E_g по положению ее максимума [5]. Можно также определить E_g по температурной зависимости проводимости полупроводника [6]. Трудности этого метода связаны с априорной неопределенностью температурного интервала измерений, трудностью установления участка собственной проводимости и, главное, необходимостью сильного нагревания образца в случае широкозонного полупроводника и сложностью приведения результатов к рабочим температурам.

Все упомянутые методы могут быть реализованы только на специально подготовленных однородных образцах. Для определения E_g материала готовых гомогенных $p-n$ -структур эти методы непригодны. В готовой $p-n$ -структуре можно определить E_g по спектру фото-

вольт-амперного эффекта, что требует наличия сложной оптической аппаратуры [7]. Можно метод исследования $p-n$ -структур применить и к однородным полупроводникам, предварительно создав в них, например, сплавной $p-n$ -переход.

Нами предлагается доступный метод определения E_g гомогенных $p-n$ -структур по измеренным вольт-амперным характеристикам (ВАХ) при двух невысоких температурах.

Суть метода в следующем. Контактная разность потенциалов φ_c в $p-n$ -переходе, находящемся в термодинамическом равновесии,

$$\varphi_c = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{p_p n_n}{n_i^2} \right), \quad (1)$$

где n_n и p_p — концентрация основных носителей в n - и p -областях, n_i — концентрация собственных носителей, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, e — заряд электрона.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) $p-n$ -перехода для малых токов обычно имеет вид

$$j = j_s \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (2)$$

где j — плотность тока, j_s — плотность обратного тока насыщения, U — приложенное напряжение, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, e — заряд электрона, β — коэффициент в пределах 1–2.

ВАХ для больших прямых токов можно представить в виде

$$I = \frac{U - \varphi_c}{R_r}, \quad (3)$$

где I — ток через $p-n$ -переход, U — приложенное напряжение, R_r — остаточное сопротивление. Изредка у высокоэффективных светодиодов нечетко выражен линейный участок ВАХ, что может повлечь за собой погрешность в определении U_{cut}^I . Так как $(U - \varphi_c) \geq 0$, то при $I = 0$ ($U - \varphi_c = 0$), или $\varphi_c = U = U_{\text{cut}}^I$, где U_{cut}^I — токовое напряжение отсечки.

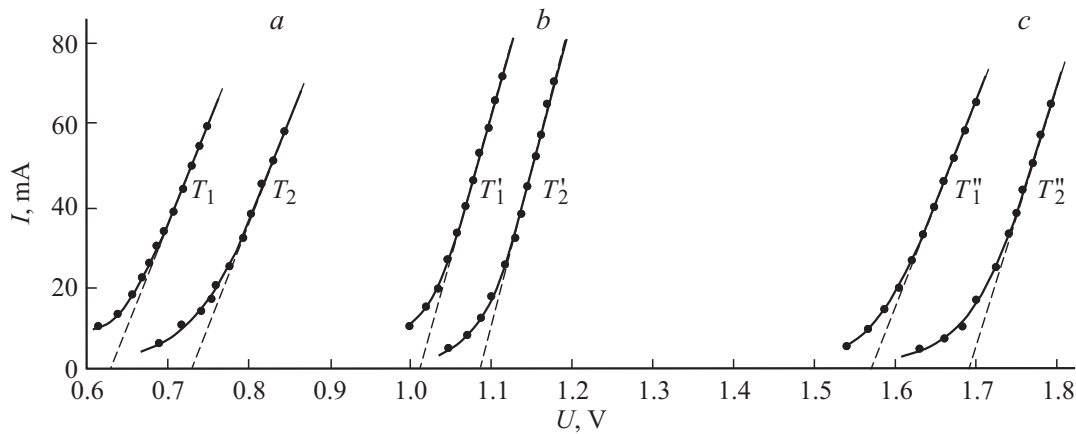


Рис. 1. *a* — вольт-амперные характеристики кремниевого диода при температурах $T_1 = 22^\circ\text{C}$ и $T_2 = 80^\circ\text{C}$; *b* — вольт-амперная характеристика арсенид-галлиевого диода при температурах $T'_1 = 23^\circ\text{C}$ и $T'_2 = 73^\circ\text{C}$; *c* — вольт-амперная характеристика фосфид-галлиевого диода при температурах $T''_1 = 23^\circ\text{C}$ и $T''_2 = 73^\circ\text{C}$.

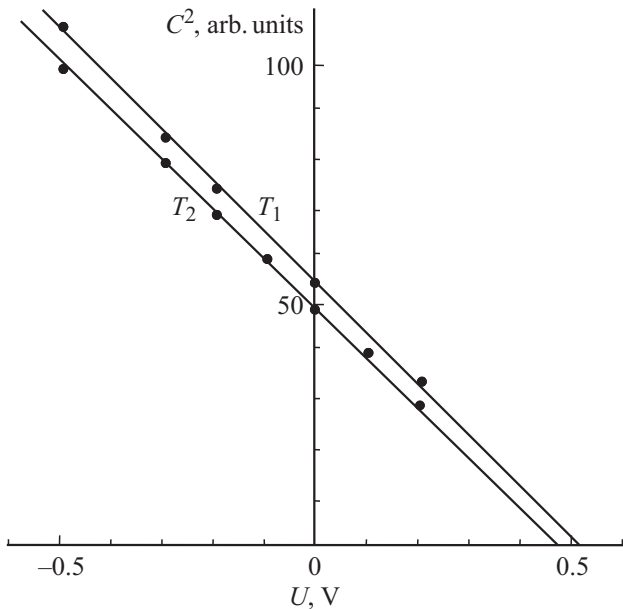


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики кремниевого диода при температурах $T_1 = 22^\circ\text{C}$ и $T_2 = 43^\circ\text{C}$.

Графики прямой ветви ВАХ при двух температурах показаны на рис. 1. Экстраполяцией линейных участков к нулю тока получаем два значения токовых напряжений отсечки: $U_{\text{cut}1}^I$ и $U_{\text{cut}2}^I$. По наклону линейного участка ВАХ можно определить остаточное сопротивление *p-n*-структуры для T_1 и T_2 :

$$R_r = \frac{U_2 - U_1}{I_2 - I_1}. \quad (4)$$

R_r в некоторых *p-n*-структурах может несколько зависеть от температуры в связи с зависимостью от температуры подвижности основных носителей. Однако это не влияет на точность определения U_{cut}^I .

Как показано выше, высота потенциального барьера *p-n*-структуры — контактная разность потенциалов равна токовому напряжению отсечки:

$$\varphi_c = U_{\text{cut}}^I. \quad (5)$$

Для двух температур получим

$$\varphi_{c1} = \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_n p_p}{n_{i1}^2}, \quad \varphi_{c2} = \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_n p_p}{n_{i2}^2}. \quad (6)$$

В используемом интервале температур $n_n = N_D$, $p_p = N_A$ (N_D и N_A — концентрации доноров и акцепторов), и они постоянны.

$$n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (7)$$

где N_C и N_V — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно.

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (8)$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (9)$$

где m_n — эффективная масса электронов, m_p — эффективная масса дырок, T — абсолютная температура. В выражениях (8) и (9) все величины, кроме температуры T , постоянны, поэтому n_i^2 можно представить в виде:

$$n_{i1}^2 = B T_1^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT_1}\right), \quad (10)$$

$$n_{i2}^2 = B T_2^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT_2}\right). \quad (11)$$

Для наиболее распространенных полупроводников в интервале температур около 50°C E_g изменяется несущественно ($< 1\%$) [8], и будем считать ее постоянной

для данного материала. Это оправдано еще и тем, что соответствует рабочим температурам полупроводниковых приборов. Такое допущение широко используется [6, 9].

Тогда выражения (6) и (7) можно записать в виде:

$$\begin{aligned}\varphi_{c1} &= \frac{kT_1}{e} \ln \left(CT_1^{-3} \exp \frac{E_g}{kT_1} \right) \\ &= \frac{kT_1}{e} \left(\ln C - 3 \ln T_1 + \frac{E_g}{kT_1} \right),\end{aligned}\quad (12)$$

$$\begin{aligned}\varphi_{c2} &= \frac{kT_2}{e} \ln \left(CT_2^{-3} \exp \frac{E_g}{kT_2} \right) \\ &= \frac{kT_2}{e} \left(\ln C - 3 \ln T_2 + \frac{E_g}{kT_2} \right),\end{aligned}\quad (13)$$

где $C = \frac{n_n p_p}{B}$ — константа.

Далее,

$$\frac{e}{kT_1} \varphi_{c1} = \ln C - 3 \ln T_1 + \frac{E_g}{kT_1},\quad (14)$$

$$\frac{e}{kT_2} \varphi_{c2} = \ln C - 3 \ln T_2 + \frac{E_g}{kT_2}.\quad (15)$$

Вычтем (15) из (14) и получим

$$\frac{e}{kT_1} \varphi_{c1} - \frac{e}{kT_2} \varphi_{c2} = 3 \ln T_2 - 3 \ln T_1 + \frac{E_g}{kT_1} - \frac{E_g}{kT_2}$$

или

$$\begin{aligned}\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_{c1}}{T_1} - \frac{\varphi_{c2}}{T_2} \right) &= 3 \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{E_g}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \\ &= 3 \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{E_g}{k} \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} \right).\end{aligned}\quad (16)$$

Решим (16) относительно E_g и получим

$$E_g = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \left[e \left(\frac{\varphi_{c1}}{T_1} - \frac{\varphi_{c2}}{T_2} \right) - 3k \ln \frac{T_2}{T_1} \right].\quad (17)$$

Отсюда видно, что, измерив прямые ветви ВАХ при температурах T_1 и T_2 , определив $\varphi_{c1} = U_{cut1}^I$ и $\varphi_{c2} = U_{cut2}^I$ экстраполяцией линейных участков ВАХ к нулю тока, получим по (17) главную характеристику полупроводника — ширину запрещенной зоны, от которой зависят в основном электролюминесцентные и фотоэлектрические, а также другие свойства $p-n$ -структур.

При измерении ВАХ использовались: стабилизированный источник постоянного тока напряжением 5 В, десятиоборотный потенциометр сопротивлением 5 кОм, цифровой измеритель тока М890G, цифровой измеритель напряжения УТ33D, термостат, питаемый стабилизированным напряжением, ртутный термометр с ценой деления 0.1°C. Измерения проводились одновременно, чтобы исключить заметный самопрогрев $p-n$ -структуры.

Результаты измерений ВАХ трех типов $p-n$ -структур в виде серийных диодов из кремния Д223, арсенида

галлия АЛ106, фосфида галлия ЗЛ341 при двух температурах представлены на рис. 1. Из графиков ВАХ видно, что R_r (наклон графиков) для кремния и арсенида галлия не зависит от температуры. Для фосфида галлия R_r немного увеличивается при нагревании, но это не влияет на определение U_{cut}^I .

Были получены следующие значения ширины запрещенной зоны:

- для кремния 1.14 эВ (принято 1.12 эВ),
- для арсенида галлия 1.43 эВ (принято 1.43 эВ),
- для фосфида галлия 2.27 эВ (принято 2.26 эВ).

Таким образом, отличие полученных значений E_g от общепринятых составляет менее 1%. Результаты измерений на германиевом диоде ФДЗ также укладываются в этот допуск. Здесь они не приводятся, чтобы не перегружать рисунки.

В интервалах использованных нами температур E_g изменяется менее чем на 1%, а значения напряжений отсечки изменяются не менее чем на 30%. Это говорит о высокой чувствительности метода и хорошей верности результатов.

Нам представилось интересным сравнить расчеты E_g по ВАХ, используя U_{cut}^I , с расчетами E_g по вольт-фарадным характеристикам (ВФХ), используя вместо токовых емкостные напряжения отсечки U_{cut}^C .

Измерения производились на частоте 1 МГц автоматическим цифровым прибором Е7-12, позволяющим подавать на $p-n$ -структуры постоянное смещение с шагом 0.1 В.

Емкость резкого $p-n$ -перехода [10]:

$$C = S \sqrt{\frac{e \epsilon_0 \epsilon N_A N_D}{2(N_A + N_D)(\varphi_c \pm U)}},\quad (18)$$

где S — площадь $p-n$ -перехода, N_A и N_D — концентрации акцепторов и доноров соответственно, ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость, φ_c — контактная разность потенциалов, U — приложенное напряжение (U со знаком «-» в формуле (18) — для прямого смещения, U со знаком «+» — для обратного смещения).

В общем случае зависимость барьерной емкости от приложенного напряжения описывается уравнением [11]

$$C \sim (U_{cut}^C - U)^{-\frac{1}{\gamma}},\quad (19)$$

где U_{cut}^C — емкостное напряжение отсечки, γ — характеристический коэффициент, равный 2 для резких и 3 для линейных $p-n$ -переходов. Для структур из кремния и арсенида галлия $\gamma = 2$, а из фосфида галлия $\gamma = 3$.

Из формулы (19) видно, что при $U = -U_{cut}^C$ $C = \infty$ ($\frac{1}{C^\gamma} = 0$). Это означает, что U_{cut}^C есть то значение напряжения, при котором $\frac{1}{C^\gamma} = 0$, и получить его можно экстраполяцией линейной зависимости $C^{-\gamma}(U)$ к нулю. U_{cut}^C близко к U_{cut}^I и несколько меньше [12].

Измерения ВФХ провели на тех же структурах, на которых ранее измерили ВАХ. Затем были построены

графики ВФХ в координатах $C^{-\gamma} - U$ для кремниевых, арсенид-галлиевых и фосфид-галлиевых структур, из которых были найдены значения U_{cut}^C . В связи с большим сходством ВФХ и невозможностью раздельно показать их на одном графике, посчитали целесообразным привести в данной статье только один график.

Графики ВФХ для кремниевого диода приведены на рис. 2. Были определены U_{cut}^C для двух температур, и по формуле (17), используя в качестве φ_c значения U_{cut}^C , были рассчитаны значения E_g .

Были получены следующие значения ширины запрещенной зоны:

- для кремния 1.11 эВ,
- для арсенида галлия 1.44 эВ,
- для фосфида галлия 2.21 эВ.

Таким образом, метод определения E_g по ВАХ применим как к резким, так и к плавным линейным $p-n$ -структурам.

Из всего приведенного можно сделать вывод: по результатам измерений как ВАХ, так и ВФХ при двух температурах в пределах от комнатной до $50-80^\circ\text{C}$, найдя пару значений U_{cut}^I или U_{cut}^C , можно определить ширину запрещенной зоны гомогенной $p-n$ -структуры.

Метод не трудоемок, не требует сложной аппаратуры и сильного нагревания образцов, дает результат с погрешностью не более 1% и не имеет ограничений по величине определяемой ширины запрещенной зоны.

Список литературы

- [1] В.И. Фистуль. *Введение в физику полупроводников* (М., Высш. шк., 1975).
- [2] Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. *Полупроводниковая оптоэлектроника* (М., Мир, 1976).
- [3] В.М. Андреев, Х.М. Долгинов. *Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов* (М., Сов. радио, 1975).
- [4] И.В. Бондарь. *ФТП*, **49** (3), 1180 (2015).
- [5] А.И. Лебедев. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Физматлит, 2008).
- [6] К.В. Шалимова. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Энергоатомиздат, 1985). В.Л. Бонч-Брусевич, И.П. Звягин, И.В. Карпенко, А.П. Миронов. *Сборник задач по физике полупроводников* (М., Мир, 1987).
- [7] А. Амброзьяк. *Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов* (М., Сов. радио, 1970).
- [8] Ю. Питер, М. Кардона. *Основы физики полупроводников* (М., Физматлит, 2002).
- [9] А.Ф. Иоффе. *Введение в физику полупроводников* (М.; Л., Изд-во АН СССР, 1957).
- [10] В.И. Гаман. *Физика полупроводниковых приборов* (Томск, Изд-во НТЛ, 2000).
- [11] Ю.М. Бурдуков, С.С. Мескин, Д.Н. Наследов, Б.В. Царенков. *РЭ*, № 3, 468 (1965).
- [12] *Арсенид галлия. Получение, свойства и применение* (М., Наука, 1973).

Редактор Г.А. Оганесян

Methods for determining the band-gap width of semiconductors with $p-n$ -transitions

I.M. Vikulin, B.V. Korobishin, S.K. Kriskiv

Odessa National Academy of Telecommunications
name author A.S. Popov,
65021 Odessa, Ukraine

Abstract A way of finding the band-gap energy in homogeneous $p-n$ -structures using their volt-ampere characteristics for two temperatures is shown. A working design equation is obtained and examples of its applications to some silicon-, gallium arsenide- and gallium phosphide-based $p-n$ -structures are given. The possibility of finding the band-gap energy in homogeneous $p-n$ -structures through the volt-farad characteristics is shown as well.