

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ГОМОГЕННЫХ $p-n$ -СТРУКТУР

ВИЗНАЧЕННЯ ШИРИНИ ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ ГОМОГЕННИХ $p-n$ -СТРУКТУР

DETERMINATION OF THE BAND-GAP ENERGY IN HOMOGENEOUS $p-n$ -STRUCTURES

Аннотация. Показана возможность определения ширины запрещенной зоны гомогенных $p-n$ -структур по свойствам вольтамперных характеристик при двух температурах. Получена рабочая формула для расчета и показано ее применение для определения ширины запрещенной зоны на примерах $p-n$ -структур из кремния, арсенида галлия и фосфида галлия. Показана также возможность определения ширины запрещенной зоны гомогенных $p-n$ -структур по вольтфарадным характеристикам.

Анотація. Показана можливість визначення ширини забороненої зони гомогенних $p-n$ -структур за властивостями вольтамперних характеристик при двох температурах. Отримана робоча формула для розрахунків і показано її застосування для визначення ширини забороненої зони на прикладах $p-n$ -структур з кремнію, арсеніду галію та фосфіду галію. Показана також можливість визначення ширини забороненої зони гомогенних $p-n$ -структур за вольтфарадними характеристиками.

Summary. 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.

Свойства полупроводников определяются рядом параметров: фундаментальных и характеристических [1]. К фундаментальным параметрам относятся такие, которые не зависят от чистоты или наличия легирующих примесей. Это ширина запрещенной зоны, эффективные массы носителей заряда, постоянная кристаллической решетки. К характеристическим параметрам относятся такие, которые зависят от наличия и количества легирующих или фоновых примесей. Это концентрации носителей заряда, подвижности электронов и дырок, времена жизни неравновесных носителей заряда.

Фундаментальные параметры в наибольшей степени определяют свойства полупроводников и изделий из них – диодов, транзисторов, тиристоров, светодиодов, фотодиодов и других. Главным же фундаментальным параметром полупроводника является ширина запрещенной зоны E_g , а ее знание позволяет прогнозировать основные эксплуатационные параметры создаваемых полупроводниковых приборов. Поэтому определение E_g , если она априори 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 районе 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, трудностью установления участка собственной проводимости и, главное, необходимостью сильного нагревания образца в случае широкозонного полупроводника.

Все упомянутые методы могут быть реализованы только на специально приготовленных 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 фотовольтаического 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 вольтамперным характеристикам (ВАХ) при двух невысоких температурах.

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

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

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.

Вольтамперная характеристика (ВАХ) p - n -перехода для малых токов 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.

ВАХ для больших прямых токов можно представить в виде:

$$I = \frac{U - \varphi_{\epsilon}}{R_{i\text{нб}}}, \quad (3)$$

где I – ток через p - n -переход; U – приложенное напряжение; $R_{\text{ост}}$ – остаточное сопротивление, так как $(U - \varphi_{\epsilon}) \geq 0$, то при $I = 0$ $(U - \varphi_{\epsilon}) = 0$, или $\varphi_{\epsilon} = U = U_{\text{ион}}^I$, где $U_{\text{ион}}^I$ – токовое напряжение отсечки.

Графики прямой ветви вольтамперной характеристики при двух температурах показаны на рис. 1, 2, 3. Экстраполяцией линейного участка к нулю тока получаем два значения токовых напряжений отсечки: $U_{\text{ион1}}^I$ и $U_{\text{ион2}}^I$. По наклону линейного участка ВАХ определяем остаточное сопротивление p - n -структуры для T_1 и T_2 :

$$R_{i\text{нб}} = \frac{U_2 - U_1}{I_2 - I_1}. \quad (4)$$

Высота потенциального барьера p - n -структуры – контактная разность потенциалов равна токовому напряжению отсечки:

$$\varphi_{\epsilon} = U_{\text{ион}}^I. \quad (5)$$

Для двух температур получим:

$$\varphi_{\epsilon 1} = \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_n \cdot p_p}{n_{i1}^2}, \quad (6)$$

$$\varphi_{\epsilon 2} = \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_n \cdot p_p}{n_{i2}^2}. \quad (7)$$

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

$$n_i^2 = N_C N_V \cdot \exp \left(-\frac{E_g}{kT} \right), \quad (8)$$

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

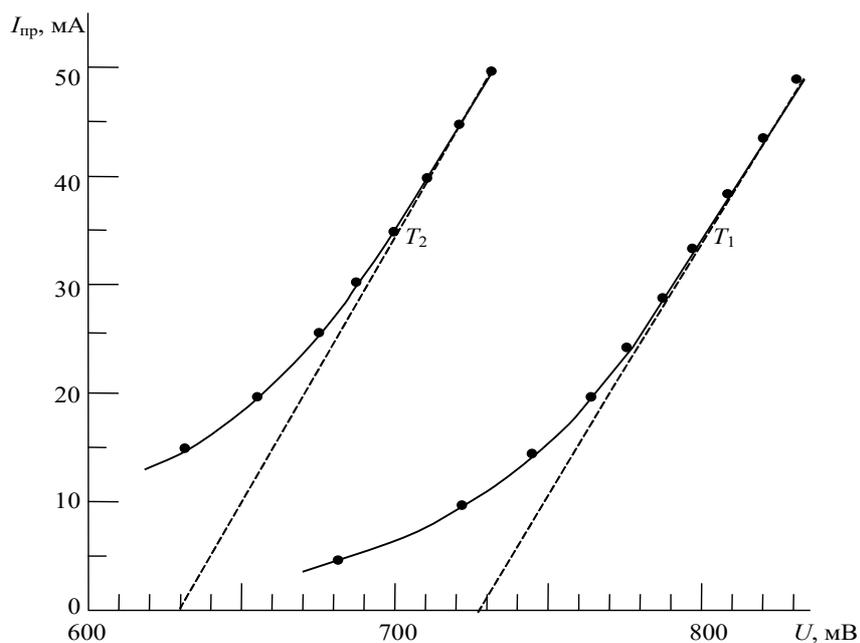


Рисунок 1 – Вольтамперные характеристики кремниевого диода при температурах $T_1 = 22^\circ \text{C}$ и $T_2 = 80^\circ \text{C}$

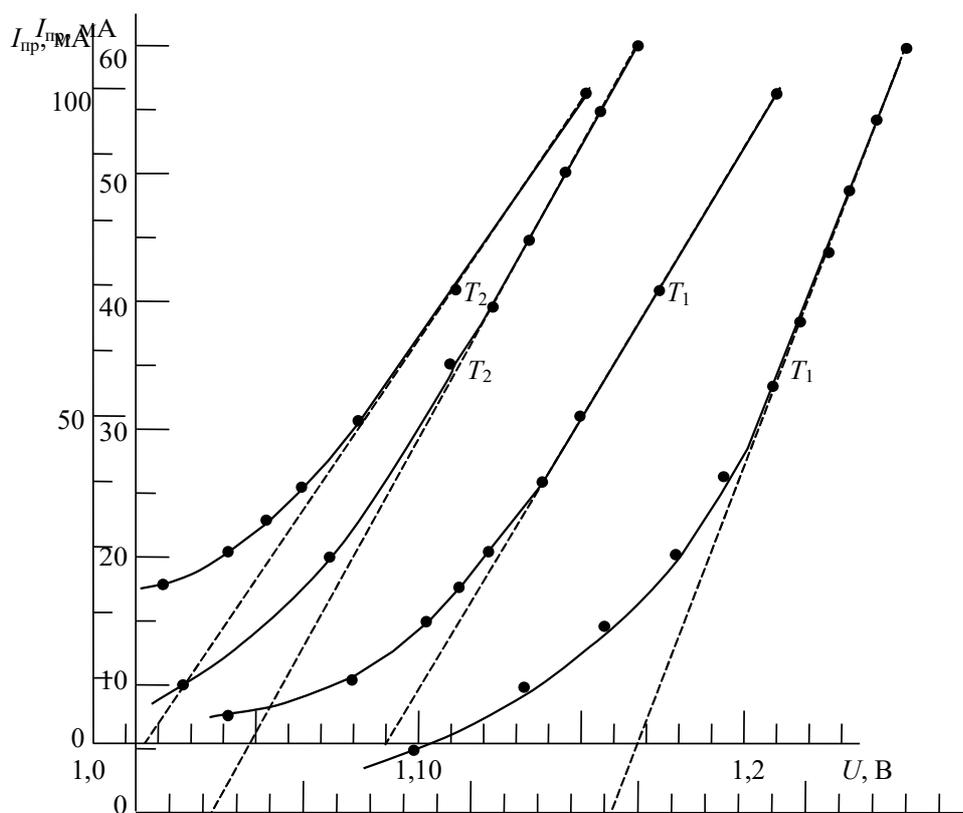


Рисунок 2 – Вольтамперная характеристика арсенид-галлиевого диода при температурах $T_1 = 23^\circ \text{C}$ и $T_2 = 73^\circ \text{C}$
 Рисунок 3 – Вольтамперная характеристика фосфид-галлиевого диода при температурах $T_1 = 23^\circ \text{C}$ и $T_2 = 73^\circ \text{C}$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}; \quad (9)$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (10)$$

где m_n – эффективная масса электронов; m_p – эффективная масса дырок; T – абсолютная температура. В выражениях (9) и (10) все величины, кроме температуры T , постоянны, поэтому n_i^2 можно записать в виде:

$$n_{i1}^2 = B \cdot T_1^3 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT_1}\right); \quad (11)$$

$$n_{i2}^2 = B \cdot T_2^3 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT_2}\right). \quad (12)$$

В рабочем диапазоне температур E_g изменяется незначительно (< 1%), и будем считать ее постоянной для данного материала.

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

$$\Phi_{\varepsilon 1} = \frac{kT_1}{e} \ln\left(\tilde{N} \cdot T_1^{-3} \cdot \exp\frac{E_g}{kT_1}\right) = \frac{kT_1}{e} \left(\ln \tilde{N} - 3 \ln T_1 + \frac{E_g}{kT_1} \right); \quad (13)$$

$$\Phi_{\varepsilon 2} = \frac{kT_2}{e} \ln\left(\tilde{N} \cdot T_2^{-3} \cdot \exp\frac{E_g}{kT_2}\right) = \frac{kT_2}{e} \left(\ln \tilde{N} - 3 \ln T_2 + \frac{E_g}{kT_2} \right), \quad (14)$$

где $\tilde{N} = \frac{n_n P_p}{B}$ – константа.

Далее:

$$\frac{e}{kT_1} \Phi_{\varepsilon 1} = \ln C - 3 \ln T_1 + \frac{E_g}{kT_1}; \quad (15)$$

$$\frac{e}{kT_2} \Phi_{\varepsilon 2} = \ln C - 3 \ln T_2 + \frac{E_g}{kT_2}. \quad (16)$$

Вычтем (16) из (15), и получим:

$$\frac{e}{kT_1} \Phi_{\varepsilon 1} - \frac{e}{kT_2} \Phi_{\varepsilon 2} = 3 \ln T_2 - 3 \ln T_1 + \frac{E_g}{kT_1} - \frac{E_g}{kT_2}$$

или

$$\frac{e}{k} \left(\frac{\Phi_{\varepsilon 1}}{T_1} - \frac{\Phi_{\varepsilon 2}}{T_2} \right) = 3 \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{E_g}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) = 3 \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{E_g}{k} \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 \cdot T_2} \right). \quad (17)$$

Решим (17) относительно E_g , и получим:

$$E_g = \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \left[e \left(\frac{\Phi_{\varepsilon 1}}{T_1} - \frac{\Phi_{\varepsilon 2}}{T_2} \right) - 3k \ln \frac{T_2}{T_1} \right]. \quad (18)$$

Отсюда видно, что, измерив ВАХ при температурах T_1 и T_2 , определив $\varphi_{\epsilon 1} = U_{i \text{ ош}1}^I$ и $\varphi_{\epsilon 2} = U_{i \text{ ош}2}^I$ экстраполяцией линейного участка ВАХ к нулю тока, определяем 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 UT33D, термостат, питаемый стабилизированным напряжением, ртутный термометр с ценой деления $0,5^\circ \text{C}$.

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, 2, 3. 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 2 % для кремния, 0,5 % для фосфида галлия и равно нулю для арсенида галлия.

В пределах использованных нами температур E_g изменяется менее чем на 1 %. При этом 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 $U_{i \text{ ош}}^I$, с расчетами E_g по вольтфарадным характеристикам (ВФХ), используя вместо токовых емкостные напряжения отсечки $U_{i \text{ ош}}^{\tilde{N}}$.

Измерения производились на частоте 1 МГц автоматическим цифровым прибором Е7-12, позволяющем подавать на p - n -структуры постоянное смещение с шагом 0,1 В.

Емкость резкого p - n -перехода [8]

$$C = S \sqrt{\frac{e\epsilon_0\epsilon N_A N_D}{2(N_A + N_D) \cdot (\varphi_{\epsilon} \pm U)}}, \quad (19)$$

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_{ϵ} – контактная разность потенциалов; U – приложенное напряжение (U со знаком « \leftarrow » в формуле (19) – для прямого смещения; U со знаком « \rightarrow » – для обратного смещения).

В общем случае зависимость барьерной емкости от приложенного напряжения описывается уравнением [9]:

$$C \sim (U_{i \text{ ош}}^{\tilde{N}} - U)^{-\frac{1}{\gamma}}, \quad (20)$$

где $U_{i \text{ ош}}^{\tilde{N}}$ – емкостное напряжение отсечки, близкое к $U_{i \text{ ош}}^I$; γ – характеристический коэффициент, равный 2 для резких и 3 для линейных p - n -переходов. Из формулы (20) видно, что при $U = -U_{i \text{ ош}}^C$

$C = \infty$ ($\frac{1}{C^\gamma} = 0$). Это означает, что $U_{i \text{ ош}}^{\tilde{N}}$ есть то значение напряжения, при котором $\frac{1}{C^\gamma} = 0$, и

получить его можно экстраполяцией линейной зависимости $C^{-\gamma}(U)$ к нулю.

$U_{i \text{ ош}}^{\tilde{N}}$ близко к $U_{i \text{ ош}}^I$ [10], и было интересно использовать $U_{i \text{ ош}}^{\tilde{N}}$ для определения E_g . Мы измерили ВФХ на тех же структурах, на которых ранее измерили ВАХ. Графики ВФХ приведены на рис. 4, 5, 6. Были определены $U_{i \text{ ош}}^{\tilde{N}}$ для двух температур, и по формуле (18), используя в качестве φ_{ϵ} значения $U_{i \text{ ош}}^{\tilde{N}}$, были рассчитаны значения E_g .

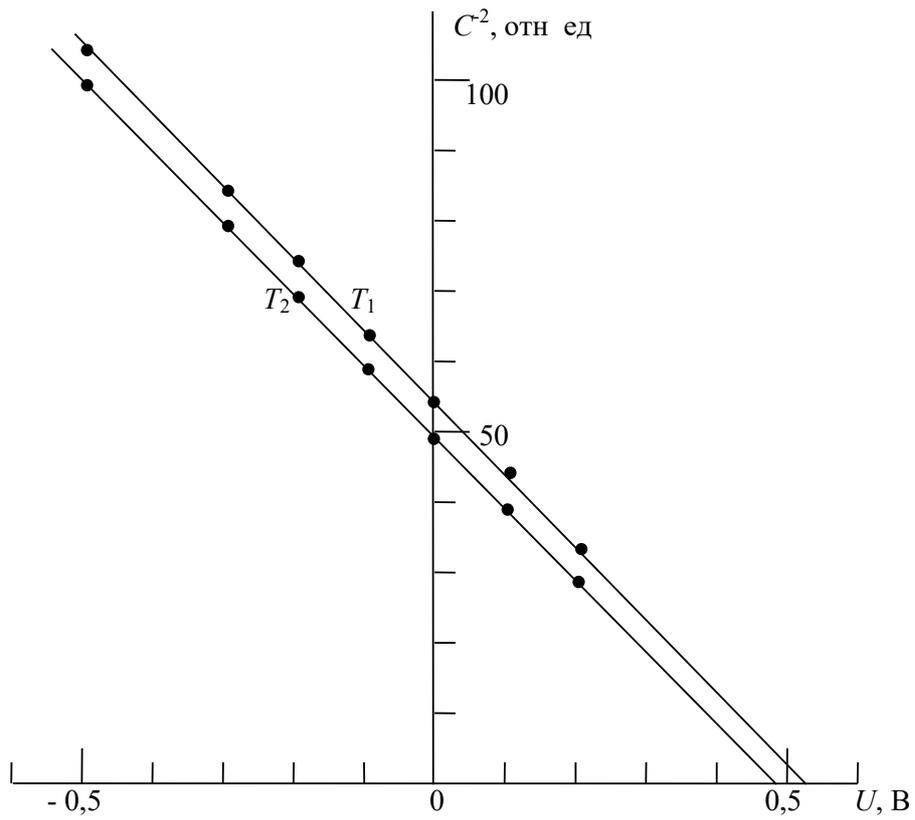


Рисунок 4 – Вольтфарадные характеристики кремниевого диода при температурах $T_1 = 22^\circ \text{C}$ и $T_2 = 43^\circ \text{C}$

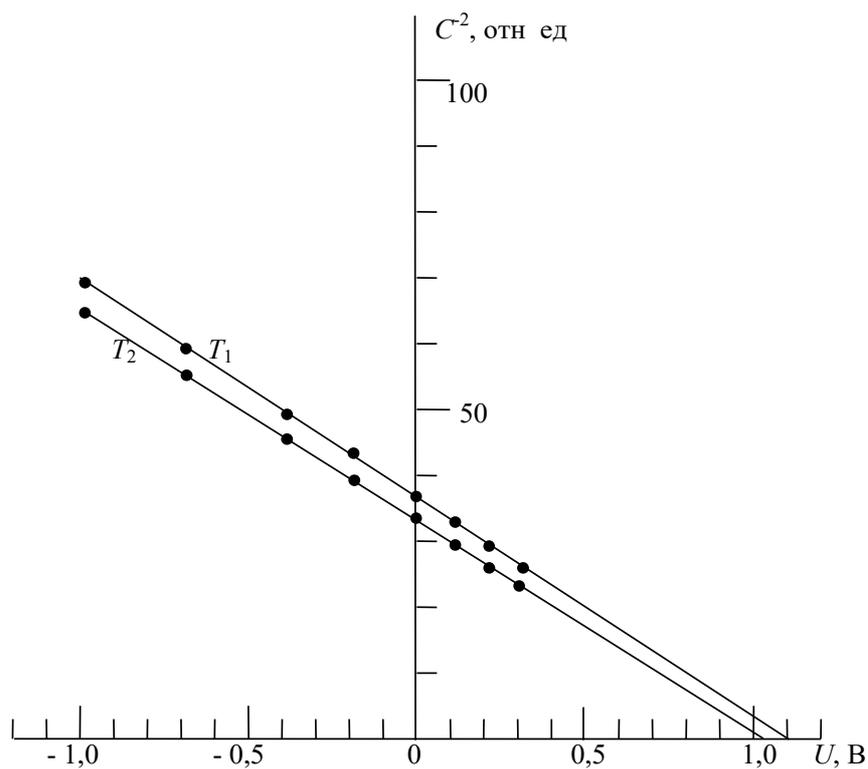


Рисунок 5 – Вольтфарадные характеристики арсенид-галлиевого диода при температурах $T_1 = 22^\circ \text{C}$ и $T_2 = 80^\circ \text{C}$

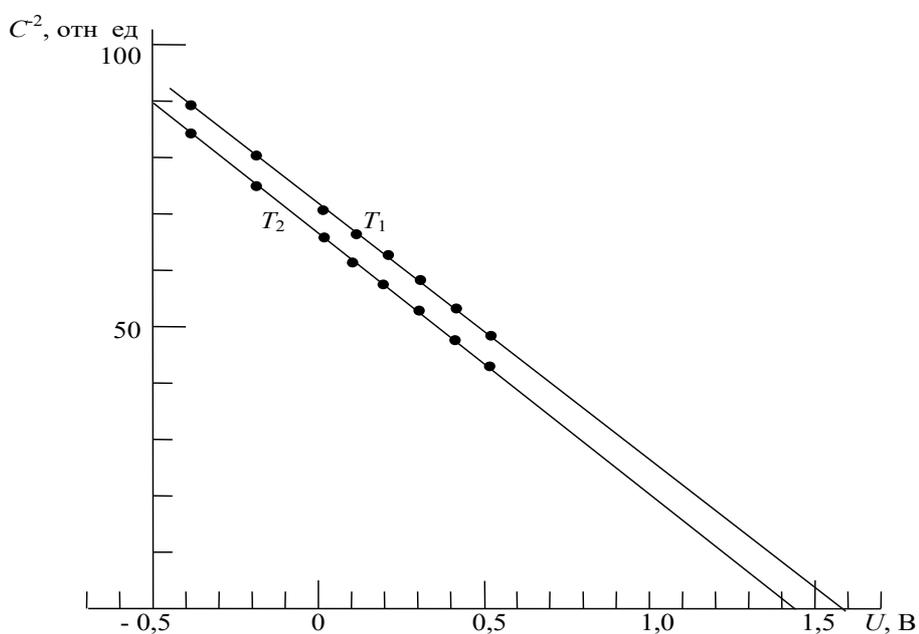


Рисунок 6 – Вольтфарадные характеристики для фосфид-галлиевого диода при температурах $T_1 = 23^\circ \text{C}$ и $T_2 = 80^\circ \text{C}$

Получены следующие значения E_g :

- для кремния – 1,11 эВ;
- для арсенида галлия – 1,44 эВ;
- для фосфида галлия – 2,21 эВ.

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

Метод не трудоемок, не требует сложной аппаратуры и дает результат с погрешностью не более 1%.

Литература

1. *Фистуль В.И.* Введение в физику полупроводников / Фистуль В.И. – М.: Высшая школа, 1975. – 296 с.
2. *Мосс Т.* Полупроводниковая электроника / [Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Мосс Т., Баррел Г., Эллия]. – М.: Мир, 1976. – 431 с.
3. *Андреев В.М.* Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов / В.М. Андреев, Х.М. Долгинов. – М.: Советское радио, 1975. – 328 с.
4. *Sturge M.D.* Optikal absorbion of gallium arsenid between 0,6 and 2,75 eV/ M.D. Sturge // Phys. Rev. – 1962. – № 3. – P. 127.
5. *Аут И.* Фотоэлектрические явления / Аут И., Генцов Д., Герман К. – М.: Мир, 1980. – 208 с.
6. *Бонч-Бруевич В.Л.* Сборник задач по физике полупроводников / [В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, И.В. Карпенко, Миронов А.П.]. – М.: Мир, 1976. – 442 с.
7. *Амброзяк А.* Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов / Амброзяк А. – М.: Советское радио, 1970. – 392 с.
8. *Викулин И.М.* Физика полупроводниковых приборов / И.М. Викулин, В.И. Стафеев. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
9. *Бурдуков Ю.М.* Исследование p - n -переходов в арсениде галлия по зависимости дифференциальной емкости от напряжения / Ю.М. Бурдуков, С.С. Мескин, Д.Н. Наследов, Б.В.Царенков // Радиотехника и электроника. – 1965. – № 3. – С. 468-475.
10. *Арсенид галлия.* Получение, свойства и применение. – М.: Наука, Гл. ред. ф.-м. лит. 1973.