

ГЛАВА 2

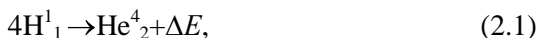
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СОЛНЕЧНОГО СВЕТА

2.1 ПРИРОДА И СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ СОЛНЕЧНОГО СВЕТА

Большинство возобновляемых видов энергии – гидроэнергия, механическая и тепловая энергия мирового океана, ветровая и геотермальная энергия – характеризуются либо ограниченным потенциалом, либо значительными трудностями широкого использования. Суммарный потенциал большинства ныне используемых возобновляемых источников энергии позволит увеличить потребление энергии с нынешнего уровня всего лишь на порядок. Но существует еще один источник энергии – Солнце. Солнце, звезда спектрального класса 2, желтый карлик, очень средняя звезда по всем своим основным параметрам: массе, радиусу, температуре и абсолютной величине. Но, эта звезда имеет одну уникальную особенность – это “наша звезда”, и человечество обязано всем своим существованием этой “средней” по астрономическим понятиям звезде. Наше светило поставляет Земле мощность около $2 \cdot 10^{17}$ Вт – такова “сила солнечного зайчика” диаметром 12.7 тыс. км, который постоянно освещает обращенную к Солнцу сторону нашей планеты. Интенсивность солнечного света на уровне моря в южных широтах, когда Солнце в зените, составляет порядка 1 кВт/м^2 . При разработке высокоэффективных методов преобразования солнечной энергии Солнце может обеспечить бурно растущие потребности в энергии в течение многих лет [2,3].

Внешне Солнце представляет собой газообразный шар радиуса 6955000 км с массой $1.98 \cdot 10^{30}$ кг. Таким образом, плотность солнечного вещества составляет 1.4 г/см^3 , что ненамного больше плотности воды. Самые распространённые элементы на Солнце: водород (около 70 % всей массы Солнца) и гелий (более 28 %), всего же спектральный анализ солнечного излучения установил наличие на Солнце более 70 различных химических элементов.

Источником энергии солнечного излучения служит термоядерная реакция [34,35]



которая возможна благодаря огромному давлению, под которым находится водород внутри Солнца. Каждую секунду примерно $6 \cdot 10^{11}$ кг

H превращаются в He. Дефект массы $4 \cdot 1.008 \text{ г (H)} = 4.003 \text{ г (He)} + 0.029 \text{ г}$ при этом составляет $4 \cdot 10^9 \text{ кг}$, что приводит в соответствии с соотношением Эйнштейна $E=mc^2$ к выделению энергии, составляющей порядка $3.8 \cdot 10^{26} \text{ Дж}$:

$$\Delta E = (4m_{\text{H}}^1 - m_{\text{He}}^4) \cdot c^2, \quad (2.2)$$

где $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – скорость света.

Основная часть этой энергии испускается в виде электромагнитного излучения в диапазоне от ультрафиолетового до инфракрасного. 99 % энергии излучения Солнца приходится на интервал длин волн 100 – 4000 нм (рисунок 1.10). Полная масса Солнца в настоящее время составляет примерно $2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, что должно обеспечить его достаточно стабильное существование примерно с постоянным выделением энергии в течение свыше 10 млрд. лет.

Общая мощность Q , излучаемая Солнцем во всех диапазонах длин волн в окружающее пространство, составляет $3.8 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$. Однако в окружающем пространстве лучистая энергия Солнца рассеивается обратно пропорционально квадрату расстояния до объекта L :

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi L^2}. \quad (2.3)$$

Для Земли примерное расстояние до Солнца составляет 149500000 км ($\approx 1.5 \cdot 10^{11} \text{ м}$), и средняя плотность лучистой энергии на земной орбите равняется 1370 Вт/м^2 , эта величина называется **солнечной постоянной** (Φ_0) [36,37].

Солнечный спектр делят на три области: ультрафиолетовую ($\lambda < 390 \text{ нм}$), на которую приходится 9 % от всей излучаемой энергии; видимую ($390 \text{ нм} < \lambda < 760 \text{ нм}$) – 47 % всей энергии и инфракрасную ($\lambda > 760 \text{ нм}$) – 44 %. При прохождении через атмосферу солнечный свет ослабляется в основном благодаря поглощению инфракрасного излучения парами воды, поглощению ультрафиолетового излучения озоном и рассеянию излучения находящимися в воздухе частицами пыли и аэрозолями. Показатель атмосферного влияния на интенсивность солнечного излучения, доходящего до земной поверхности, определяется “атмосферной массой” (AM) [36]. “Атмосферная масса” для любого уровня земной поверхности в любой момент дня определяется по формуле

$$AM = \frac{y}{y_0 \sin \vartheta}, \quad (2.4)$$

где y – атмосферное давление, y_0 – нормальное атмосферное давление (101.3 кПа), ϑ – угол высоты Солнца над горизонтом земного шара (рисунок 2.1).

Плотность светового потока у поверхности Земли задается следующей формулой:

$$\Phi_0 = \int_0^\infty \Phi_{0\lambda} e^{-\tau_\lambda m} d\lambda = \int_0^\infty \Phi_{0\lambda} e^{-\frac{\tau_\lambda h}{\sin \vartheta}} d\lambda = \int_0^\infty \Phi_{0\lambda} P^{\frac{1}{\sin \vartheta}} d\lambda, \quad (2.5)$$

где τ_λ – коэффициент поглощения в атмосфере, зависящий от длины волны, m – расстояние, проходимое солнечными лучами в атмосфере, h – высота атмосферы, $P = \frac{\Phi_{h\lambda}}{\Phi_{0\lambda}} = e^{-\tau_\lambda h}$ – коэффициент прозрачности,

характеризующий атмосферное поглощение.

В средних широтах поток солнечной энергии на поверхности Земли варьируется в течение дня от восхода (заката) до полудня от 32.88 Вт/м² до 1233 Вт/м² в ясный день и от 19.2 мкВт/м² до 822 Вт/м² в пасмурный день [35].

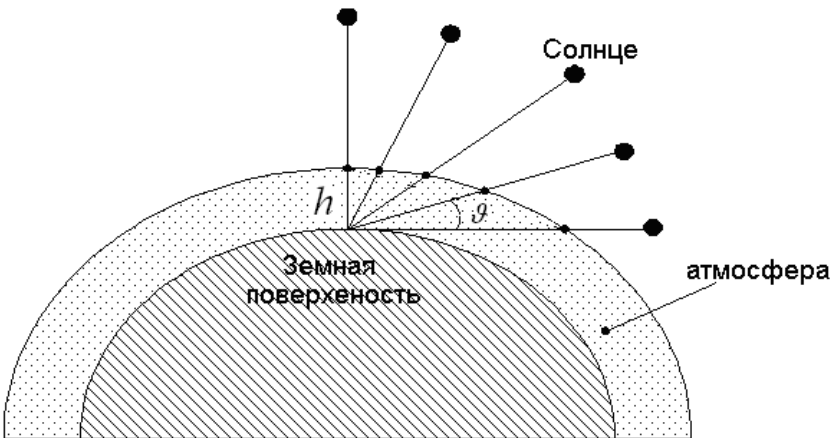


Рисунок 2.1 - Расстояние, проходимое в атмосфере солнечными лучами при различных положениях Солнца над горизонтом

Весьма важна выработка единого стандарта для измерения параметров СЭ. Дело в том, что спектр солнечного излучения претерпевает существенные изменения при прохождении атмосферы (рисунок 1.10). Спектральный состав и плотность потока солнечного излучения у поверхности Земли меняются в зависимости от длины оптического пути световых лучей в атмосфере. Длина этого пути характеризуется величиной, называемой оптической атмосферной массой m , которая связана с углом ϑ (угол высоты Солнца над горизонтом) за-

висимостью $m = \frac{1}{\sin \vartheta}$. Если Солнце находится в зените, то $m = 1$ (ус-

ловие АМ 1), при его удалении от зенита оптическая атмосферная масса возрастает. Помимо общего ослабления интенсивности солнечного излучения наблюдаются дополнительные полосы поглощения, которые сильнее всего зависят от длины пути световых лучей в атмосфере и от состояния атмосферы (рисунок 1.10). В качестве единого стандарта для измерения параметров СЭ по рекомендации Комиссии Европейского сообщества и Международной электротехнической комиссии при ООН было принято условие использования значения атмосферной массы АМ 1.5 с $\vartheta = 41.81^\circ$ (нормальное атмосферное давление) [36]. Для нее плотность потока солнечного излучения берется равной 835 Вт/м^2 , что примерно совпадает со средней интенсивностью излучения на Земле. Впоследствии было принято дополнительное решение, позволяющее проводить измерения параметров СЭ при спектре излучения, соответствующего АМ 1.5 и интегральной плотности потока излучения 1000 Вт/м^2 [38,39]. Спектр АМ 0 определяет работу солнечных батарей на космических аппаратах. Спектр АМ 1 соответствует солнечному излучению на поверхности Земли, когда Солнце стоит в зените; при этом полная мощность излучения составляет $\sim 925 \text{ Вт/м}^2$. Спектр АМ 2 реализуется при угле $\vartheta = 30^\circ$ (нормальное атмосферное давление). В этом случае полная мощность излучения равна 691 Вт/м^2 [40].

2.2 НЕПРЯМОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СОЛНЕЧНОГО СВЕТА

Солнечная энергия, попадая на Землю, претерпевает различные преобразования. Часть её расходуется на разогрев земной поверхности, другая часть поглощается растениями, третья – мировым океаном, и так далее. Некоторая часть солнечной энергии участвует в реакциях

фотосинтеза, обеспечивая приток в атмосферу свободного кислорода и образование органических соединений из неорганических минералов. Образовавшиеся в результате фотосинтеза органические соединения претерпевают, впоследствии, дальнейшие химические преобразования, превращаясь, в конечном итоге, в ископаемые источники топлива: нефть (смесь углеводородов), уголь (органический углерод), природный газ (метан CH_4).

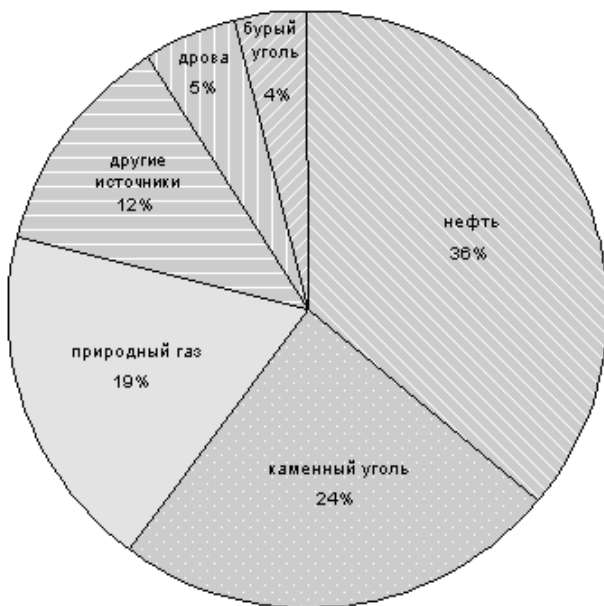


Рисунок 2.2 - Мировое потребление основных энергоресурсов

Можно смело утверждать, что практически вся земная энергетика ориентирована на использование солнечной энергии в ее различных проявлениях. Исключение составляют только атомные и геотермальные электростанции. Так, ветровая энергетика сориентирована на использование движущихся воздушных потоков, возникающих за счёт неравномерного прогрева атмосферы Солнцем. Гидроэлектростанции используют для своей работы круговорот воды в природе, невозможный без испарения, осуществляемого Солнцем. И даже энергия приливов может использоваться только при условии жидкого состояния гидросферы, что возможно только при определенном световом режиме нашего светила. Распределение по мировому потреблению основных энергоресурсов представлено на рисунке 2.2, откуда можно видеть, что

именно ископаемые топливные ресурсы составляют основу всей современной мировой энергетики [4,41].

Дальнейшие преобразования с целью получения электроэнергии сводятся: в случае ископаемого топлива – к сжиганию энергоресурсов, что приводит к освобождению аккумулированной в них энергии, при использовании ветровой, гидро- и приливной энергий – к преобразованию механической энергии потоков вещества, возникающих благодаря излучению Солнца. Очевидно, что при непрямых преобразованиях потери энергии, аккумулируемой от Солнца, гораздо выше. Сами же запасы этой энергии (в случае топливных ресурсов) в значительной мере ограничены, поэтому наиболее рентабельным должно оказаться именно прямое преобразование солнечной энергии солнечными элементами.

2.3 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ФОТОВОЛЬТАИКИ (прямое энергетическое преобразование солнечного света)

2.3.1 Механизмы поглощения света в полупроводнике

Оптическое излучение при взаимодействии с кристаллом полупроводника частично поглощается, частично отражается от его поверхности, частично проходит через кристалл без поглощения. Доли проходящей, отраженной и поглощенной энергии оценивают для полупроводниковых материалов соответствующими коэффициентами. Различают [36] коэффициент пропускания

$$T = \frac{P_{np}}{P_{над}}, \quad (2.6)$$

коэффициент отражения

$$R = \frac{P_{отр}}{P_{над}}, \quad (2.7)$$

коэффициент поглощения

$$A = \frac{P_{погл}}{P_{над}}, \quad (2.8)$$

где P_{np} – мощность излучения, прошедшего через кристалл; $P_{отр}$ – мощность излучения, отраженного от поверхности кристалла; $P_{погл}$ –

мощность излучения, поглощенная кристаллом; P_{nao} – мощность излучения, падающего на кристалл.

Показатель поглощения [36] α численно равен значению обратного расстояния от поверхности полупроводника, на котором первоначальная мощность падающего излучения ослабляется в e раз. На глубине x :

$$P(x) = P_{nao} e^{-\alpha x} \quad (2.9)$$

$$\alpha = -\frac{1}{x} \ln \frac{P(x)}{P_{nao}}, \quad (2.10)$$

где $P(x)$ – мощность излучения на глубине x от поверхности кристалла.

Зависимость коэффициента поглощения от длины волны падающего излучения $\alpha \lambda$ называют спектром поглощения. Типовой спектр поглощения показан на рисунке 2.3 [42]. Участок 1 соответствует собственному поглощению. Поглощаемая на участке 1 энергия затрачивается на разрыв валентной связи и переход электрона из валентной зоны полупроводника в зону проводимости. Этот процесс обратен межзонной рекомбинации. Для перевода электрона в зону проводимости необходимо, чтобы энергия поглощенного фотона превышала ширину запрещенной зоны:

$$E_{ph} = h\nu \geq E_g, \quad (2.11)$$

где E_{ph} – энергия падающего фотона, E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, ν – частота электромагнитных колебаний падающего света.

Поэтому спектр собственного поглощения имеет четко выраженную границу, называемую красной границей фотоэффекта:

$$\lambda_{ep} = \frac{ch}{E_g}. \quad (2.12)$$

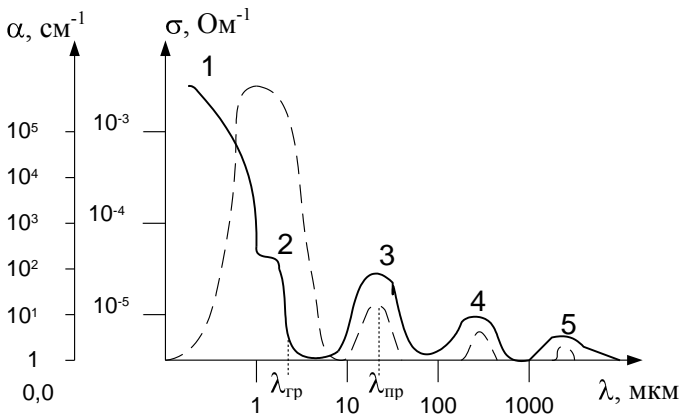


Рисунок 2.3 - Типовой спектр поглощения (сплошная кривая) и зависимость фотопроводимости (пунктирная кривая) от спектрального состава падающего света для полупроводника: 1 – собственное поглощение в полупроводнике; 2 – не прямые переходы с участием фононов и экситонов; 3, 4 – примесное поглощение; 5 – решеточное поглощение.

С уменьшением длины волны излучения в области λ_{zp} могут наблюдаться не прямые переходы, при которых в поглощении участвуют фононы и экситоны, которым для ионизации требуется меньшая энергия фотона (участок 2 на рисунке 2.3). На величину λ_{zp} могут влиять также температура, внешние поля и степень легированности полупроводника примесями. С повышением концентрации примесей λ_{zp} уменьшается, что обусловлено заполнением энергетических уровней вблизи потолка валентной зоны или дна зоны проводимости. С увеличением температуры λ_{zp} увеличивается, что обусловлено уменьшением ширины запрещенной зоны для большинства полупроводников с ростом температуры. В электрическом поле λ_{zp} смещается в длинноволновую область (эффект Келдыша-Франца); в магнитном поле – в коротковолновую область (расщепление Ландау).

Участки 3 и 4 на рисунке 2.3 соответствуют примесному поглощению, когда энергия фотона затрачивается на ионизацию атомов примеси. Так как энергия ионизации атомов примеси $\delta E_{np} \ll E_g$, то спектр примесного поглощения смещен в инфракрасную область. Электроны атомов примеси могут находиться в основном и возбуж-

денных состояниях, поэтому в спектре поглощения имеем несколько участков примесного поглощения (например, 3 и 4).

Экситонное поглощение соответствует такому поглощению энергии фотона, при котором электрон в валентной зоне не отрывается от атома, а переходит в возбужденное состояние, образуя с дыркой электрический диполь – экситон. Спектр экситонного поглощения состоит из узких линий в области λ_{2p} (на рисунке 2.3 он не показан). Участок 5 на рисунке 2.3 соответствует решеточному поглощению, при котором кванты света приводят к генерации фононов и увеличению тепловой энергии полупроводника. Возможно также поглощение излучения свободными носителями заряда, связанное с их переходами на другие энергетические уровни внутри зоны. Спектр поглощения при этом практически непрерывный из-за малого зазора между уровнями зоны.

Генерация новых носителей заряда при облучении полупроводника приводит к изменению его электропроводности – фоторезистивный эффект. Общая проводимость полупроводника в этом случае может быть задана формулой:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_{ph}, \quad (2.13)$$

где $\sigma_0 = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$ – собственная темновая проводимость полупроводника, σ_{ph} – фотопроводимость полупроводника, μ_p и μ_n – подвижности дырок и электронов, n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд.

Эффективность поглощения света оценивается квантовым выходом полупроводника η_{ph} , задаваемым соотношением:

$$\eta_{ph} = \frac{\Delta n + \Delta p}{N_{погл}}, \quad (2.14)$$

где Δn и Δp – количество избыточных носителей, возникающих в полупроводнике при поглощении света, $N_{погл}$ – число поглощенных фотонов [36].

В идеальном случае $\eta_{ph} \approx 1$, то есть один поглощённый фотон генерирует одну электронно-дырочную пару.

2.3.2 Фотовольтаический эффект в p - n -переходе

Солнечный элемент (СЭ) или фотоэлектропреобразователь (ФЭП) позволяет превращать энергию оптического излучения непосредственно в электроэнергию, минуя стадии тепловой и механической форм энергии. Работа СЭ основана на внутреннем фотоэффекте в полупроводниковой структуре с p - n -переходом (гетеропереходом, барьером Шоттки). СЭ наиболее простой конструкции представляет собой кристалл, состоящий из двух слоев различных типов проводимости (электронной – n и дырочной – p) (рисунок 2.4) [42].

Полупроводник n -типа содержит некоторое количество примесных атомов донорного типа, которые при комнатной температуре практически все ионизованы. Таким образом, в таком полупроводнике имеется n_0 свободных равновесных электронов и такое же количество неподвижных положительно заряженных ионов. В дырочном полупроводнике (полупроводнике p -типа) реализуется схожая ситуация. В нем имеется p_0 свободных дырок и столько же отрицательно заряженных ионов.

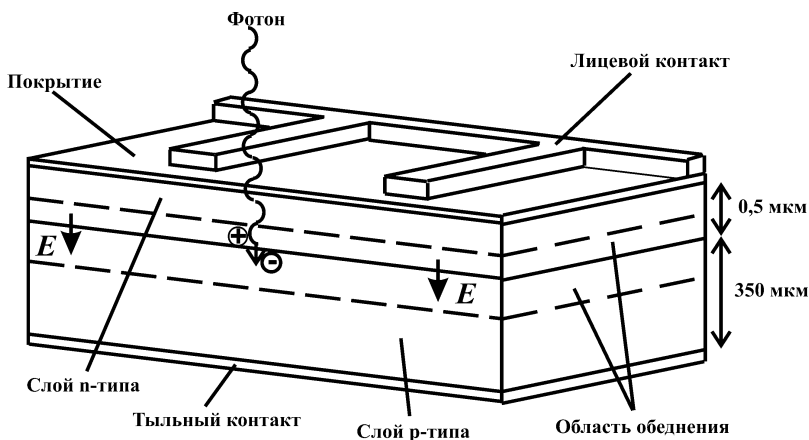


Рисунок 2.4 - Схема кремниевого монокристаллического солнечного элемента

Принцип образования p - n -перехода наглядно продемонстрирован на рисунке 2.5.

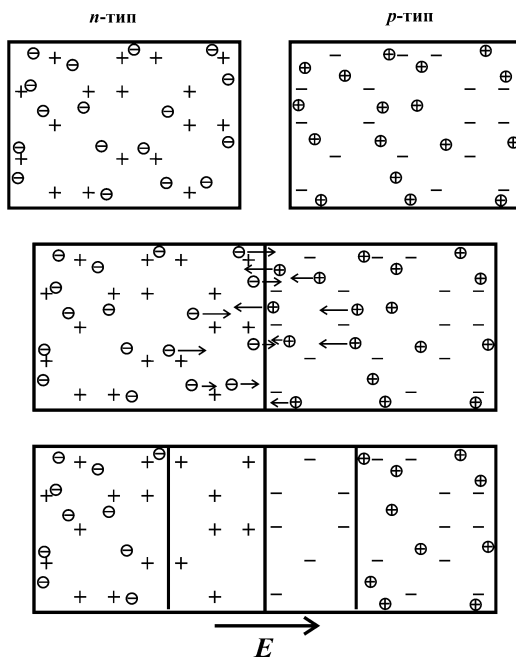


Рисунок 2.5 - Образование p - n -перехода

При контакте p - и n -областей в них, вследствие градиента концентраций электронов и дырок, возникает диффузионный поток электронов из полупроводника n -типа в полупроводник p -типа и, наоборот, поток дырок из p - в n -полупроводник. Электроны, перешедшие из n -области в p -область, рекомбинируют с дырками вблизи границы раздела. Аналогично рекомбинируют дырки, перейдя из p -области в n -область. В результате вблизи p - n -перехода практически не остается свободных носителей заряда (электронов и дырок). Тем самым по обе стороны от p - n -перехода образуется сформированный неподвижными ионами *двойной заряженный слой* (другие названия – *слой обеднения* или *область пространственного заряда* (ОПЗ)). Электрическое поле области пространственного заряда противодействует процессу диффузии основных носителей заряда из областей удаленных от p - n -перехода в обедненную область. Такое состояние является равновесным и при отсутствии внешних возмущений может существовать сколь угодно долго.

Оптическое излучение, поглощаемое в полупроводниковой структуре с p - n -переходом, создает пары “электрон-дырка” при условии, что энергия кванта превышает ширину запрещенной зоны. Про-

цессу разделения подвергаются носители, генерируемые в обедненной области перехода и прилегающих к ней областях, размеры которых примерно равны диффузионной длине для неосновных носителей. Только с расстояния, меньшего, чем диффузионная длина, неосновной носитель успевает в процессе движения достичь ОПЗ до своей рекомбинации. Неосновные носители, генерируемые в p - и n -областях на большем расстоянии от границы перехода, не попадают в обедненную область вследствие своей рекомбинации. Разделение зарядов, в данном случае встроенным электрическим полем p - n -перехода, есть, по определению, электродвижущая сила (ЭДС). Таким образом, поглощение света полупроводниковой структурой с p - n -переходом приводит к возникновению фото-ЭДС, а при существовании внешней цепи – току в этой цепи.

Возникающий фототок пропорционален количеству электронно-дырочных пар, синтезированных в результате поглощения излучения, которое в свою очередь пропорционально количеству квантов излучения, поглощенных в веществе. Рассмотрим гомогенный p - n -переход, у которого толщины p и n областей составляют L_n (диффузионная длина электронов в p -области) и L_p (диффузионная длина дырок в n -области), соответственно, отсутствуют отражение от тыльного контакта и поверхностная рекомбинация. В этом случае большинство неосновных носителей, генерированных светом, разделяется полем перехода. Тогда количество поглощенных фотонов единичной поверхностью солнечного элемента в единицу времени можно выразить как

$$N_{ph} = \int_{\nu_{zp}}^{\infty} \frac{\eta_{ph} P_{ногл}(\nu)}{h\nu} d\nu, \quad (2.15)$$

где $P_{ногл} = AP_{над} = P_{над} (1 - R (1 - e^{-\alpha(L_n + L_p)}))$ – мощность поглощаемого излучения.

В случае тонкоплёночных солнечных элементов с поглощающим слоем толщины l при условии $l \ll L_n, L_p$ возникает необходимость учета отражения от тыльного контакта. Для таких СЭ мощность поглощаемого излучения задаётся формулой:

$$P_{ногл} = P_{над} (1 - R [1 - e^{-\alpha l} + R_{мк}(e^{-\alpha l} - e^{-2\alpha l})]) = AP_{над}, \quad (2.16)$$

где $R_{мк}$ – коэффициент отражения от тыльного контакта СЭ.

Для удобства рассмотрения будем считать, что Солнце является абсолютно чёрным телом, спектральная плотность излучения которого подчиняется формуле Планка:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}, \quad (2.17)$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, T – термодинамическая (абсолютная) температура. Тогда

$$N_{ph} = \frac{4\pi R_c^2 A}{4\pi R_\odot^2} \int_{\nu_{zр}}^{\infty} \frac{\eta_{ph} \varepsilon_{\nu,T}}{h\nu} d\nu = \frac{2\pi R_c^2 \eta_{ph} A}{R_\odot^2 c^2} \int_{\nu_{zр}}^{\infty} \frac{\nu^2}{e^{kT} - 1} d\nu, \quad (2.18)$$

где R_\odot – расстояние от Земли до Солнца; R_c – радиус Солнца; $\nu_{zр} = E_g/h$ – красная граница спектра поглощения; A – коэффициент поглощения в СЭ.

2.3.3 Эквивалентная схема и вольт-амперная характеристика солнечного элемента

Через переход протекает дрейфовый фототок неравновесных основных носителей заряда. Неравновесные основные носители не могут преодолеть потенциальный барьер перехода и остаются в области генерации. В результате разделения оптически генерируемых носителей концентрации дырок в p -области и электронов в n -области повышаются, что приводит к компенсации объёмного заряда неподвижных примесных ионов на границе перехода. Потенциальный барьер перехода уменьшается на величину фото-ЭДС, называемую напряжением холостого хода при разомкнутой внешней цепи. Снижение потенциального барьера увеличивает ток диффузии основных носителей через переход, который направлен навстречу фототоку. В стационарном состоянии при постоянстве светового потока плотность тока диффузии J_{dif} равна плотности дрейфового тока, состоящей из плотности фототока J_{ph} и плотности теплового тока перехода J_0 , то есть выполняется условие динамического равновесия:

$$J_{dif} = J_{ph} + J_0. \quad (2.19)$$

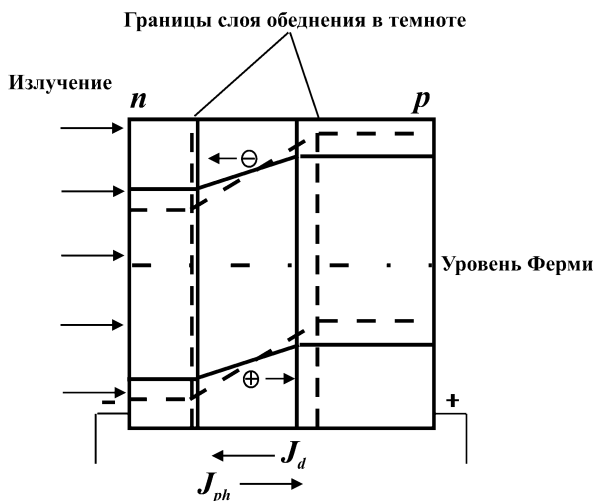


Рисунок 2.6 - Разделение электронов и дырок в p - n -переходе (пунктиром указаны края энергетических зон в темноте)

Разность $J_{dif} - J_0$ представляет собой плотность тока диода и обозначается как J_d . В идеальном p - n -переходе плотность тока диффузии и плотность теплового тока связаны соотношением:

$$J_{dif} = J_0 e^{\frac{U_{OC}}{V_T}} \quad (2.20)$$

и тогда:

$$J_{ph} = J_d = J_0 \left(e^{\frac{U_{OC}}{V_T}} - 1 \right), \quad (2.21)$$

где U_{OC} – напряжение холостого хода; $V_T = \frac{kT}{e}$ – тепловой потенциал.

Напряжение холостого хода может быть выражено через величину фототока:

$$U_{OC} = V_T \ln \left(1 + \frac{J_{ph}}{J_0} \right). \quad (2.22)$$

Однако напряжение холостого хода (при любом значении J_{ph}) не может превышать контактной разности потенциалов p - n -перехода. В противном случае, из-за полной компенсации электрического поля, разделение носителей, оптически генерируемых полем перехода, прекращается.

Если электроды СЭ замкнуты на внешнюю нагрузку, то напряжение между ними U будет меньше U_{OC} , и ток диода не будет компенсировать фототок. В приближении идеального диода для плотности тока через внешнюю нагрузку имеем

$$J = J_{ph} - J_d = J_{ph} - J_0 \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right). \quad (2.23)$$

Уравнение (2.23) описывает вольт-амперную характеристику (ВАХ) идеального СЭ (рисунок 2.7). При освещении все точки кривой 1 рисунка 2.7 сдвигаются на одну и ту же величину тока короткого замыкания J_{SC} . Для идеального СЭ ток короткого замыкания $J_{SC} = J_{ph}$.

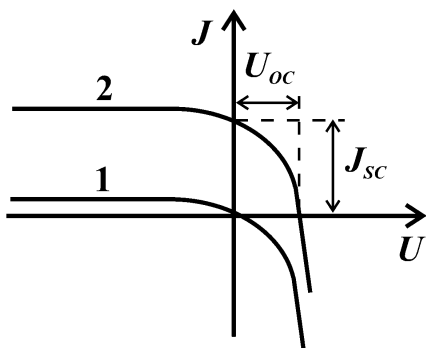


Рисунок 2.7 - Вольт-амперная характеристика идеального солнечного элемента (первый квадрант): 1 – в темноте; 2 – при освещении

С учетом сказанного выше, эквивалентная схема идеального СЭ представляет собой параллельно соединенные генератор тока и идеальный диод (рисунок 2.8).

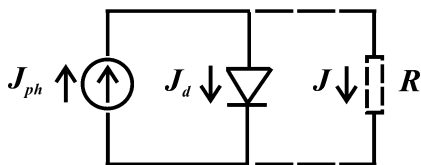


Рисунок 2.8 - Эквивалентная схема идеального солнечного элемента: R – сопротивление нагрузки

При выводе формулы (2.23) было использовано уравнение для идеального диода, что не оправдывается экспериментальными результатами. Поэтому уравнение диода преобразуют введением в знаменатель экспоненты коэффициента A , учитывающего неидеальность ВАХ и определяемого экспериментально [35,37,42-44]. Тогда уравнение (2.23) переписывается следующим образом:

$$J = J_{ph} - J_0 \left(\exp \left(\frac{eU}{AkT} \right) - 1 \right). \quad (2.24)$$

Однако и это выражение еще не достаточно хорошо согласуется с экспериментом, поскольку СЭ – прибор силовой, т.е. предусмотрен для работы с достаточно высокими плотностями тока, что имеет следствием высокие падения разности потенциалов даже на малых сопротивлениях. Следовательно, возникает необходимость учета параллельного сопротивления СЭ R_p (сопротивления утечки, которое в идеальном СЭ предполагается бесконечно большим) и последовательного сопротивления СЭ R_s [35,42,43]. С учетом сделанных замечаний построена следующая эквивалентная схема СЭ (рисунок 2.9). Генератор тока моделирует возникающий при освещении фототок, параллельный ему диод учитывает инжекционный ток (ток диффузии и тепловой ток). Для реального солнечного элемента последовательное сопротивление R_s складывается из последовательно включенных сопротивлений контактных слоев, сопротивлений каждой из p - и n -областей элемента, переходных сопротивлений металл-полупроводник, параллельное сопротивление R_p отражает возможные каналы утечки тока, параллельные p - n -переходу.

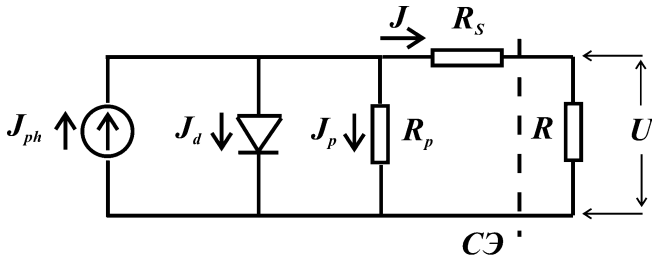


Рисунок 2.9 - Эквивалентная схема солнечного элемента

Преобразуем выражение (2.24) согласно только что сделанных замечаний.

Воспользуемся первым законом Кирхгофа:

$$J_{ph} = J_d + J_p + J \quad (2.25)$$

Согласно закону Ома:

$$J_p R_p = U_p \quad (2.26)$$

Согласно второму закону Кирхгофа:

$$-U_p + J R_s + U = 0 \quad (2.27)$$

$$-J_p R_p + J R_s + U = 0 \quad (2.28)$$

$$J_p = \frac{J R_s + U}{R_p} \quad (2.29)$$

Так как разность потенциалов на диодном переходе составляет U_p , то

$$J_d = J_0 \left(\exp \left(\frac{e U + J R_s}{A k T} \right) - 1 \right) \quad (2.30)$$

Получаем следующее уравнение, достаточно хорошо описывающее ВАХ СЭ [35,42]:

$$J = J_{ph} - J_0 \left(\exp \left(\frac{e U + J R_s}{A k T} \right) - 1 \right) - \frac{J R_s + U}{R_p} \quad (2.31)$$

На рисунке 2.10 представлен общепринятый способ изображения ВАХ СЭ [36,45]. Обратим внимание – рисунок 2.10 являет собою первый квадрант рисунка 2.7.

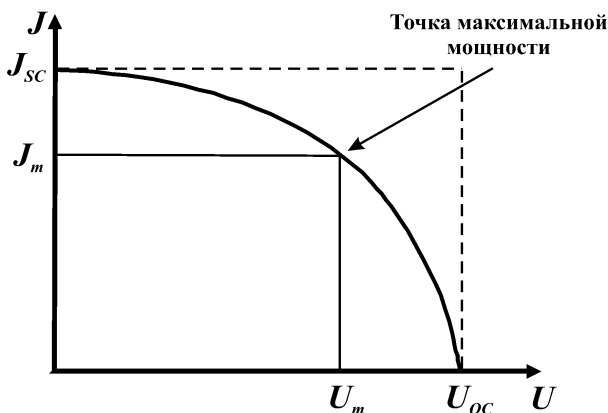


Рисунок 2.10 - Вольт-амперная характеристика солнечного элемента.

2.3.4 Эффективность преобразования (КПД) солнечного элемента

Важнейшая характеристика СЭ – КПД – определяет эффективность преобразования энергии солнечного излучения в электрическую энергию [36,37]:

$$\eta = \frac{P_M}{P} = \frac{ff \cdot J_{sc} U_{oc}}{P}, \quad (2.32)$$

где P – мощность падающего на СЭ солнечного излучения, приходящаяся на единицу поверхности СЭ, P_M – максимальная выходная мощность СЭ, отнесенная к площади его поверхности, ff – коэффициент (фактор) заполнения или коэффициент формы ВАХ.

$$ff = \frac{J_M U_M}{J_{sc} U_{oc}}, \quad (2.33)$$

где J_M и U_M – плотность тока и напряжение, соответствующие точке наибольшей мощности P_M (рисунок 2.10).

Кроме того, в выражение (2.31), описывающее ВАХ СЭ, входит ряд параметров. Эти параметры определяют вид вольт-амперной характеристики СЭ и, следовательно, КПД преобразования энергии. Исходя из практической важности параметров СЭ, влияющих на его ВАХ, возникает необходимость оптимизации этих параметров для эффективной работы СЭ.

Особо следует отметить важность параметров, характеризующих эффективность сбора носителей заряда, сгенерированных излучением в объеме СЭ. Так, на эффективность работы СЭ существенное влияние оказывают диффузионные и рекомбинационные характеристики конкретного прибора.

2.3.5 Влияние на КПД температуры и уровня освещённости

ВАХ СЭ и отдаваемая ими мощность сильно зависят от рабочей температуры. Соответствующее изменение КПД представляет большой интерес, поскольку рабочая температура может меняться в широком интервале значений, особенно при эксплуатации СЭ в космосе. Например, к заметному уменьшению спектральной чувствительности кремниевых СЭ в длинноволновой области спектра (и некоторому росту в коротковолновой) приводит понижение их температуры (см. рисунок 2.11).

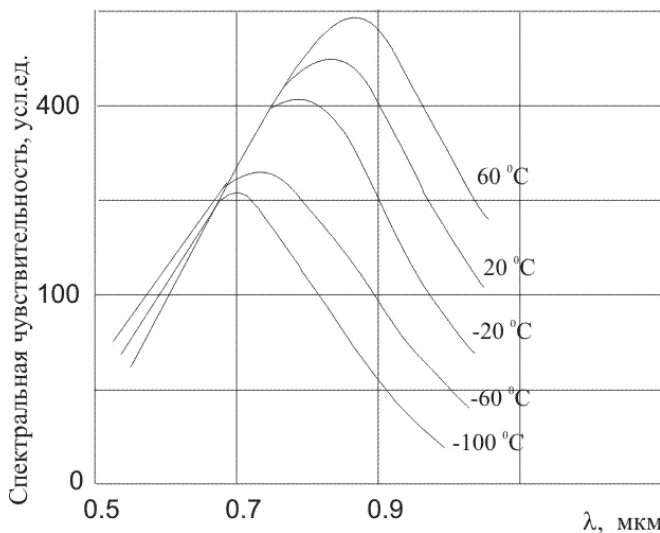


Рисунок 2.11 - Температурная зависимость спектральной чувствительности кремниевого солнечного элемента [35]

Важное теоретическое и практическое значение имеют также зависимости от уровня освещенности. Широкое использование концентраторов излучения и необходимость поиска для них наиболее экономически выгодной конструкции инициируют научные исследования в этом направлении. Если обратиться к уравнению (2.31), описывающему ВАХ СЭ, то можно в первом приближении представить зависимости тока короткого замыкания и напряжения холостого хода от уровня освещенности (см. рисунок 2.12).

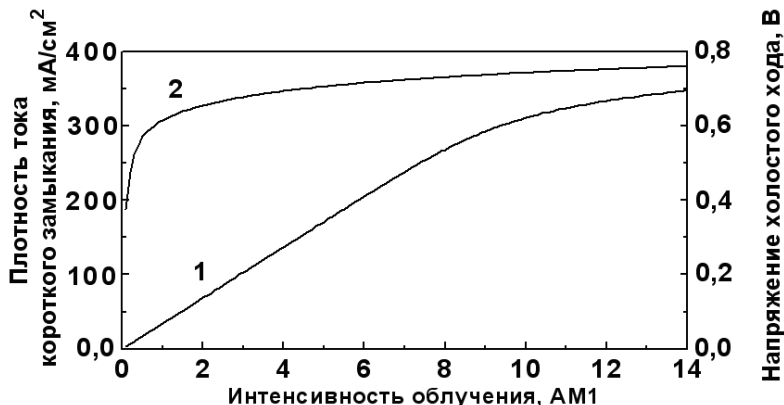


Рисунок 2.12 - Зависимости плотности тока короткого замыкания (1) и напряжения холостого хода (2) СЭ от интенсивности облучения



Рисунок 2.13 - Зависимость КПД СЭ от интенсивности облучения

Параметры A , R_S , R_P , J_0 , входящие в уравнение (2.31), предполагались константами. Наблюдаемые зависимости получены с использованием предположения о пропорциональности фототока уровню освещенности. Непосредственно зависимость эффективности СЭ от уровня освещенности представлена на рисунке 2.13. При расчёте кривой, представленной на рисунке 2.13, предполагалось, что фактор заполнения ff не зависит от уровня освещенности (см. выражения (2.32) и (2.33)).

Несмотря на то, что в ряде случаев сделанные допущения могут нарушаться, полученные зависимости достаточно корректны и в полной мере отражают общую динамику рассматриваемых характеристик с изменением уровня освещенности.

2.3.6 Влияние на КПД последовательного и параллельного сопротивлений

Последовательное и параллельное сопротивления оказывают непосредственное влияние на эффективность преобразования СЭ.

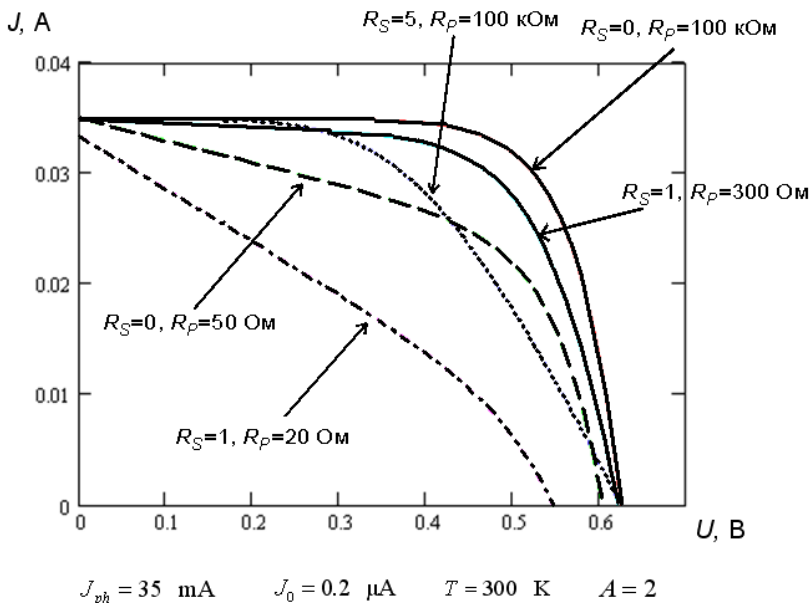


Рисунок 2.14 - Влияние последовательного и параллельного сопротивлений на вольт-амперную характеристику солнечного элемента

Действительно, параметры R_S (последовательное сопротивление) и R_P (параллельное сопротивление), наряду с параметрами J_0 , T , A , J_{ph} , входят в выражение (2.31) для ВАХ СЭ. КПД же напрямую связан с формой ВАХ (см. выражения (2.32) и (2.33)). На рисунке 2.14 представлено несколько ВАХ с различными значениями параметров R_S и R_P .

Остальные параметры (J_{ph} , J_0 , T , A) имеют фиксированные значения. Как видно из рисунка 2.15, важной практической задачей для получения высокоэффективных СЭ является снижение величины последовательного сопротивления и повышение значения параллельного сопротивления. С этой точки необходимым представляется развитие методов определения параметров СЭ, входящих в уравнение ВАХ.

2.3.7 Спектральная чувствительность солнечного элемента

СЭ предназначен для преобразования энергии оптического излучения с конкретным спектральным составом – спектральным составом солнечного излучения – в электроэнергию. В связи с этим важной характеристикой СЭ является его спектральная чувствительность. Под спектральной чувствительностью СЭ понимается зависимость тока короткого замыкания (фототока, напряжения холостого хода) от длины волны падающего монохроматического излучения, нормированная на единицу энергии падающего излучения данной длины волны.

Для понимания причин спектральной селективности СЭ рассмотрим генерацию фототока в СЭ. Оптические излучения различных длин волн проникают на разную глубину (рисунок 2.15) и создают свое распределение рожденных светом пар электрон-дырка. Поэтому величина фототока определяется спектральным составом падающего излучения и пространственным расположением области обеднения – как было отмечено выше, электрическое поле p - n -перехода разделяет электроны и дырки, сгенерированные как в слое обеднения, так и находящиеся не далее диффузионной длины от области пространственного заряда. Действительно, неосновные носители заряда, генерируемые в пределах диффузионной длины от области пространственного заряда (ОПЗ), могут диффундировать в эту область и разделяться электрическим полем.

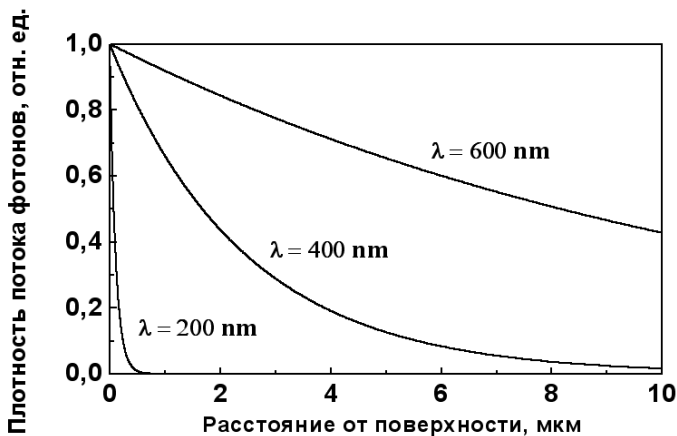


Рисунок 2.15 - Проникновение оптического излучения различных длин волн в кремнии

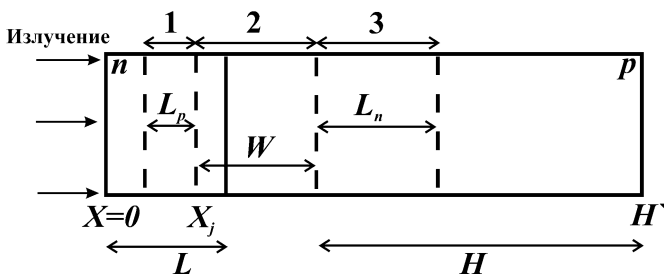


Рисунок 2.16 - Одномерная модель простейшего солнечного элемента [36]:

- W – ширина области пространственного заряда (ОПЗ);
- L_n – диффузионная длина электронов в p -области;
- L_p – диффузионная длина дырок в n -области;
- x_j – граница области пространственного заряда в n -области;
- L – глубина залегания p - n -перехода;
- H – толщина квазинейтральной области p -базы;
- H' – полная толщина элемента.

Как показано на рисунке 2.16, в СЭ можно выделить три области, ответственные за генерацию фототока. Тогда плотность фототока

$$J_{ph} = J_p + J_n + J_{SCR}, \quad (2.34)$$

возникшего вследствие генерации носителей в СЭ, состоит из трех слагаемых:

1. плотность тока дырок, рожденных в области 1 и достигших ОПЗ J_p ;
2. плотность тока электронов, рожденных в области 3 и достигших ОПЗ J_n ;
3. плотность тока носителей, рожденных внутри обедненного слоя, т.е. в области 2 J_{SCR} .

Считая, что СЭ имеет резкий $p-n$ -переход, найдём выражения для J_p , J_n и J_{SCR} . $p-n$ -Переход считается резким, если он имеет профиль легирования, представленный на рисунке 2.17.

$$J_{SCR} = eF (1 - r) \exp(-\alpha x_j) [1 - \exp(-\alpha W)], \quad (2.35)$$

где $F = F(\lambda)$ – плотность потока падающих фотонов в единичном спектральном интервале, $r = r(\lambda)$ – доля фотонов, отражающихся от поверхности в единичном спектральном интервале, $\alpha = \alpha(\lambda)$ – показатель поглощения.

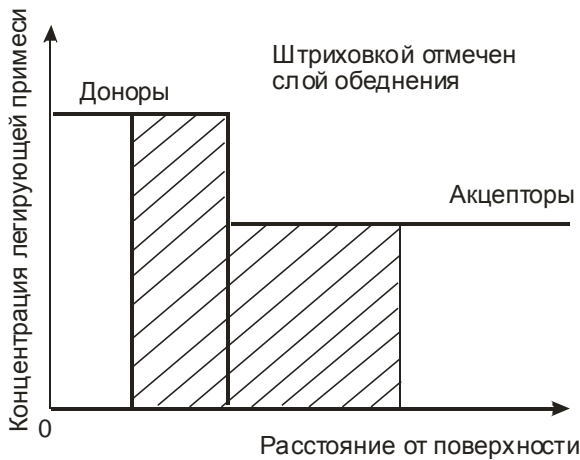


Рисунок 2.17 - Профиль легирования резкого $p-n$ -перехода [36]: штриховкой обозначена область обеднения

Найдем выражение для J_n . При низком уровне возбуждения (данное условие позволяет считать скорость рекомбинации неравновесных носителей $\propto n_p - n_{p0}$ в p -типе) одномерное стационарное уравнение непрерывности имеет вид

$$g_n - \frac{D_n}{L_n^2} n_p - n_{p0} + \frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} = 0 \quad (2.36)$$

для электронов (в p -типе), где n – концентрация свободных электронов, n_0 – равновесная концентрация свободных электронов, D_n – коэффициент диффузии электронов, g_n – скорость генерации электронов на единицу облучаемой поверхности.

Плотность тока электронов определяется выражением

$$J_n = e\mu_n n_p E + eD_n \frac{dn_p}{dx}, \quad (2.37)$$

где μ_n – подвижность электронов, E – напряженность электростатического поля.

Подставим последнее выражение в уравнение непрерывности и положим $E = 0$. Это действительно для резкого p - n -перехода. Получим следующее:

$$D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{D_n}{L_n^2} n_p - n_{p0} + \alpha F (1 - r) \exp(-\alpha x) = 0. \quad (2.38)$$

$$J_n = eF (1 - r) D_n \left(\frac{dn_p}{dx} \right)_{x_j+W}. \quad (2.39)$$

Согласно литературным источникам [36,43], при граничных условиях

$$n_p = n_{p0} \Big|_{x=x_j+W}, \quad (2.40)$$

$$S_n (n_p - n_{p0}) = -D_n \frac{dn_p}{dx} \Big|_{x=H'}, \quad (2.41)$$

где S_n – скорость поверхностной рекомбинации электронов, имеем:

$$J_n = e \frac{F(1-r)\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp(-\alpha x_j + W) \times \left[\frac{\left(\frac{S_n}{D_n} L_n \right) \left(ch \frac{H'}{L_n} - \exp(-\alpha H') \right) + sh \frac{H'}{L_n} + \alpha L_n \exp(-\alpha H')}{\left(\frac{S_n}{D_n} L_n \right) sh \frac{H'}{L_n} + ch \frac{H'}{L_n}} \right]. \quad (2.42)$$

Выражение для плотности тока дырок из n -слоя в модели резкого p - n -перехода может быть получено аналогично выражению (2.42) [36]:

$$J_p = \frac{eF(1-r)\alpha L_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \times \left[\frac{\left(\frac{S_p}{D_p} L_p + \alpha L_p \right) - \exp(-\alpha x_j) \left(\frac{S_p}{D_p} L_p ch \frac{x_j}{L_p} + sh \frac{x_j}{L_p} \right)}{\left(\frac{S_p}{D_p} L_p \right) sh \frac{x_j}{L_p} + ch \frac{x_j}{L_p}} \right], \quad (2.43)$$

где D_p и S_p – коэффициент диффузии и скорость поверхностной рекомбинации дырок.

2.3.8 Материалы для формирования фотопреобразователей

Прежде чем начать перечисление материалов, используемых для производства СЭ, хочется отметить противоречивость основного критерия выбора светопоглощающего материала для СЭ. Этим критерием является ширина запрещенной зоны материала E_g [8,47,48]. Действительно, с одной стороны уменьшение E_g позволяет полезно использовать большую часть спектра излучения, т.е. повышается величина фототока, следовательно, и тока короткого замыкания, что приводит к

увеличению КПД (см. выражение (2.32)). С другой стороны, уменьшение E_g напрямую ведет к снижению напряжения холостого хода, от величины которого также зависит КПД преобразования (см. выражение (2.32)). Зависимость теоретически достижимого КПД однородного СЭ от ширины запрещенной зоны поглощающего материала представлена на рисунке 2.19.

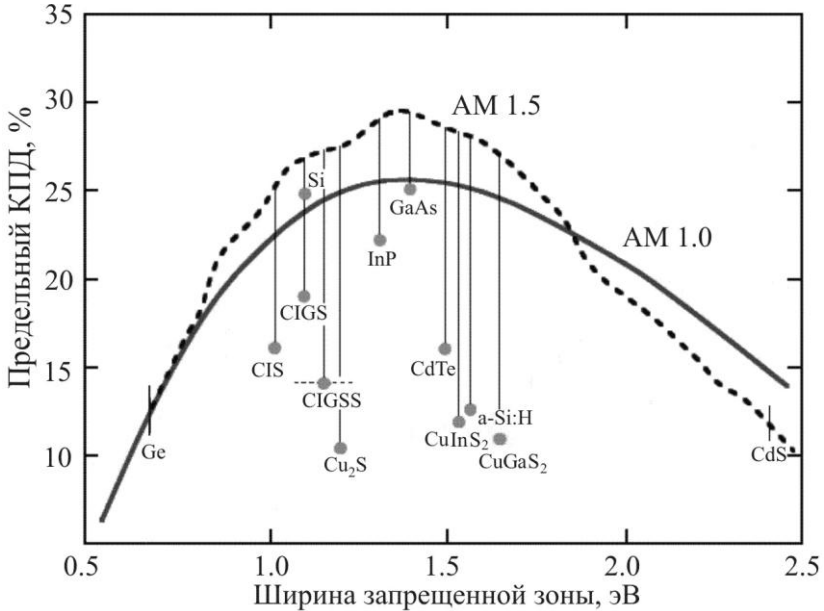


Рисунок 2.18 - Зависимость максимального коэффициента полезного действия солнечного элемента от ширины запрещенной зоны материала ($T = 25^\circ\text{C}$) [8]: CIS – CuInSe_2 , CIGS – Cu(In,Ga)Se_2 , CIGSS – Cu(In,Ga)(S,Se)_2

Классическим материалом фотовольтаики является монокристаллический кремний [49], однако производство структур на его основе – процесс технологически сложный и дорогостоящий. Поэтому в последнее время всё больше внимания уделяется таким материалам, как аморфный кремний (a-Si:H), арсенид галлия и поликристаллические полупроводники [4,7,8,50-60].

Аморфный кремний выступает в качестве более дешёвой альтернативы монокристаллическому. Первые СЭ на его основе были созданы в 1975 году. Поглощение оптического излучения в аморфном кремнии в два десятка раз более эффективно, чем в кристаллическом.

Поэтому для существенного поглощения видимого света достаточно пленки a-Si:H толщиной 0.5 – 1.0 мкм вместо дорогостоящих кремниевых 300-мкм подложек. Кроме того, благодаря существующим технологиям получения тонких пленок аморфного кремния большой площади не требуется операций резки, шлифовки и полировки, необходимых для СЭ на основе монокристаллического кремния. По сравнению с поликристаллическими кремниевыми элементами, изделия на основе a-Si:H производят при более низких температурах (300 °С) – можно использовать дешевые стеклянные подложки, что сокращает расход кремния в 20 раз. Пока максимальный КПД экспериментальных элементов на основе a-Si:H – 12% – несколько ниже КПД кристаллических кремниевых СЭ (~15%). Однако не исключено, что с развитием технологии КПД элементов на основе a-Si:H достигнет теоретического потолка – 16 %.

Арсенид галлия – один из наиболее перспективных материалов для создания высокоэффективных солнечных батарей. Это объясняется следующими его особенностями:

- почти идеальная для однопереходных солнечных элементов ширина запрещенной зоны 1.43 эВ;
- повышенная способность к поглощению солнечного излучения – требуется слой толщиной всего в несколько микрон;
- высокая радиационная стойкость, что, совместно с высокой эффективностью, делает этот материал чрезвычайно привлекательным для использования в космических аппаратах;
- относительная нечувствительность СЭ на основе GaAs к нагреву;
- характеристики сплавов GaAs с алюминием, мышьяком, фосфором или индием дополняют характеристики GaAs, что расширяет возможности при проектировании солнечных элементов.

Главное достоинство арсенида галлия и сплавов на его основе – широкий диапазон возможностей для дизайна СЭ. Фотоэлемент на основе GaAs может состоять из нескольких слоев различного состава. Это позволяет разработчику с большой точностью управлять генерацией носителей заряда, что в кремниевых солнечных элементах ограничено допустимым уровнем легирования. Типичный солнечный элемент на основе GaAs включает очень тонкий слой AlGaAs в качестве окна. Основной недостаток арсенида галлия – высокая стоимость. Для удешевления производства предлагается формировать СЭ на более

дешевых подложках, выращивать слои GaAs на удаляемых подложках или подложках многократного использования.

Поликристаллические тонкие плёнки также весьма перспективны для солнечной энергетики. Чрезвычайно высока способность к поглощению солнечного излучения у диселенида меди и индия (CuInSe_2) – 99 % света поглощается в первом микроне этого материала (ширина запрещенной зоны – 1.0 эВ). Наиболее распространенным материалом для изготовления окна солнечной батареи на основе CuInSe_2 является CdS. Иногда для улучшения прозрачности окна в сульфид кадмия добавляют цинк. В последние годы исследователям и производителям СЭ удалось расширить свойства CuInSe_2 путем создания пятерного соединения $\text{Cu}(\text{In,Ga})(\text{S,Se})_2$, в котором атомы индия частично замещены атомами галлия, а атомы селена – атомами серы. Если обратиться к рисунку 2.18, то можно видеть, что, варьируя соотношения In/Ga и S/Se можно получать материалы в широком диапазоне значений ширины запрещенной зоны. Тем самым есть возможность получения материала с идеальной шириной запрещенной зоны (рисунок 2.18). Кроме того, путем варьирования соотношений In/Ga и S/Se по глубине поглощающего слоя возможно создание так называемых «тянущих полей», повышающих эффективность СЭ.

Теллурид кадмия (CdTe) – еще один перспективный материал для фотовольтаики. У него почти идеальная ширина запрещенной зоны и очень высокая способность к поглощению излучения. Плёнки CdTe достаточно дешёвы в изготовлении. Кроме того, технологически несложно получать разнообразные сплавы CdTe с Zn, Hg и другими элементами для создания слоев с заданными свойствами. Подобно CuInSe_2 , наилучшие элементы на основе CdTe включают гетеропереход с CdS в качестве оконного слоя. Оксид олова используется как прозрачный контакт и просветляющее покрытие. Серьезная проблема на пути применения CdTe – высокое сопротивление слоя $p\text{-CdTe}$, что приводит к большим внутренним потерям. Но она решена в $p\text{-i-n}$ -структуре с гетеропереходом CdTe/ZnTe. Пленки CdTe обладают высокой подвижностью носителей заряда, а солнечные элементы на их основе – высокими значениями КПД (от 10 до 16 %).

Среди солнечных элементов особое место занимают батареи, использующие **органические материалы**. Коэффициент полезного действия солнечных элементов на основе диоксида титана, покрытого органическим красителем, весьма высок – ~11 %. Основа солнечных элементов данного типа – широкозонный полупроводник, обычно TiO_2 , покрытый монослоем органического красителя. Принцип работы

элемента основан на фотовозбуждении красителя и быстрой инжекции электрона в зону проводимости TiO_2 . При этом молекула красителя окисляется, через элемент идет электрический ток и на платиновом электроде происходит восстановление трииодида до иодида. Затем иодид проходит через электролит к фотоэлектроду, где восстанавливает окисленный краситель.

2.3.9 Некоторые аспекты метрологии солнечных элементов

Базируясь на анализе световой ВАХ и спектральной характеристики напряжения холостого хода СЭ, данный раздел посвящен теоретическому рассмотрению проблемы определения некоторых параметров СЭ, имеющих большое влияние на эффективность преобразования энергии солнечного излучения.

Расчет параметров солнечных элементов из световой вольт-амперной характеристики при фиксированных интенсивности облучения и температуре

Отметим, что параметры СЭ достаточно сильно зависят как от уровня облученности, так и от рабочей температуры [35,40]. При этом отличительной чертой некоторых распространенных методик определения параметров СЭ является то, что, они основаны на использовании нескольких ВАХ, полученных при различных интенсивностях облучения [61-63]. Кроме того, иногда при экспериментальном определении параметров СЭ используются большие положительные и отрицательные электрические смещения, что находится вне рабочей области СЭ, либо расчет производится в приближении бесконечного шунтирующего сопротивления; и то и другое является недостатком ввиду токовой зависимости параметров СЭ [63]. В связи с чем более предпочтительна методика определения параметров фотопреобразователей из единственной ВАХ.

Существуют методики [42,61,64,65] определения параметров СЭ из единственной ВАХ, основанные на интерполяции экспериментальных точек кривой, описываемой формулой (2.31) или схожей с ней. Однако одни из них не могут считаться удовлетворительными в силу того, что при расчете параметров СЭ с их помощью результаты могут получаться неоднозначными. Связано это с алгоритмом, в котором используется более одного подгоночного параметра. Другие не позволяют рассчитывать всех параметров экстраполяционной кривой. Тре-

ты не являются конвергентными при произвольных значениях начальных параметров, используемых при расчетах.

Рассмотрим возможность достаточно простого определения параметров солнечного элемента из результатов измерения световой ВАХ при фиксированных интенсивности облучения и температуре (единственной световой ВАХ) [66].

Итак: уравнение, описывающее ВАХ СЭ, с учетом последовательного и параллельного сопротивлений и варьируемого диодного коэффициента имеет вид (2.31):

$$J = J_{SC} - J_0 \left(\exp \left(\frac{e U + J R_S}{A k T} \right) - 1 \right) - \frac{J R_S + U}{R_P}. \quad (2.44)$$

Здесь плотность тока короткого замыкания принята равной плотности фототока, т.е. $J_{SC} \approx J_{ph}$. Действительно, моделирование в «MathCAD» дало погрешность такого приближения для наиболее типичного СЭ порядка 4 % при условии облучения АМ 1 и 6.5 % при величине фототока, десятикратно превышающей значение фототока данного СЭ в условиях стандарта АМ 1. Наглядно это утверждение представлено на рисунке 2.19.

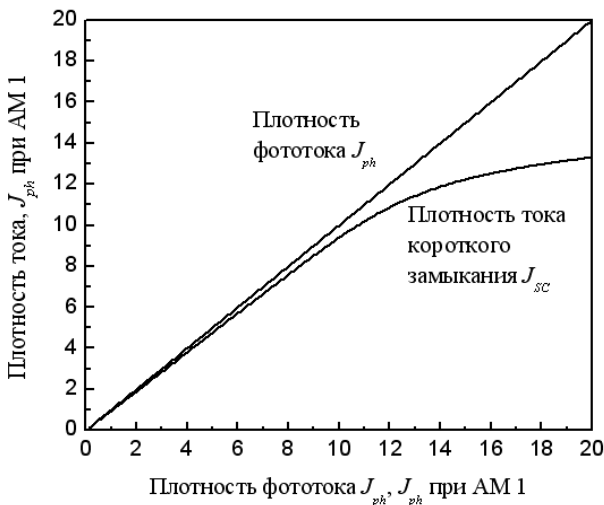


Рисунок 2.19 - Зависимость плотности тока короткого замыкания от плотности фототока

Запишем уравнение ВАХ СЭ в точках ($U=0, J=J_{SC}$) и ($U=U_{OC}, J=0$). Также запишем продифференцированное по напряжению уравнение ВАХ СЭ в этих точках. Зададим варьируемому параметру A некоторое значение. Получим следующую систему уравнений:

$$0 = -J_0 \left(\exp \left(\frac{e J_{SC} R_S}{AkT} \right) - 1 \right) - \frac{J_{SC} R_S}{R_P}, \quad (2.45)$$

$$0 = J_{SC} - J_0 \left(\exp \left(\frac{e U_{OC}}{AkT} \right) - 1 \right) - \frac{U_{OC}}{R_P}, \quad (2.46)$$

$$J'_U \Big|_{U=0}^{-1} \equiv a = \frac{AkT/e}{-J_0 + \frac{J_{SC} R_S}{R_P} - \frac{AkT/e}{R_P}} - R_S, \quad (2.47)$$

$$J'_U \Big|_{J=0}^{-1} \equiv b = \frac{AkT/e}{-J_0 - J_{SC} + \frac{U_{OC}}{R_P} - \frac{AkT/e}{R_P}} - R_S. \quad (2.48)$$

Решив эту систему уравнений (приложение), получаем следующие выражения для нахождения параметров СЭ:

$$R_S = -\frac{1}{2} \left[\left(a - b^2 + \frac{2q}{J_{SC}} a - b + \left(\frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right)^2 \right)^{1/2} + a + b + \frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right], \quad (2.49)$$

$$R_P = \frac{U_{OC}}{\frac{AkT/e}{b + R_S} - \frac{AkT/e}{a + R_S} + J_{SC}}, \quad (2.50)$$

$$J_0 = \frac{J_{SC}}{\gamma} - \frac{U_{OC}}{\gamma R_P}, \quad (2.51)$$

где введены следующие обозначения:

$$q = U_{OC} \frac{\gamma + 2}{\gamma} - 2AkT/e, \quad (2.52)$$

$$\gamma = \exp \frac{eU_{OC}}{AkT} - 1. \quad (2.53)$$

При этом предполагается, что

$$1 + \frac{R_S}{R_P} \approx 1. \quad (2.54)$$

Такое приближение с хорошей точностью выполнимо для промышленных СЭ.

a и b – котангенсы углов наклона ВАХ к оси напряжения в точках $(U = 0, J = J_{SC})$ и $(U = U_{OC}, J = 0)$, соответственно (рисунок 2.20). Величины U_{OC} , J_{SC} , T определяются экспериментально.

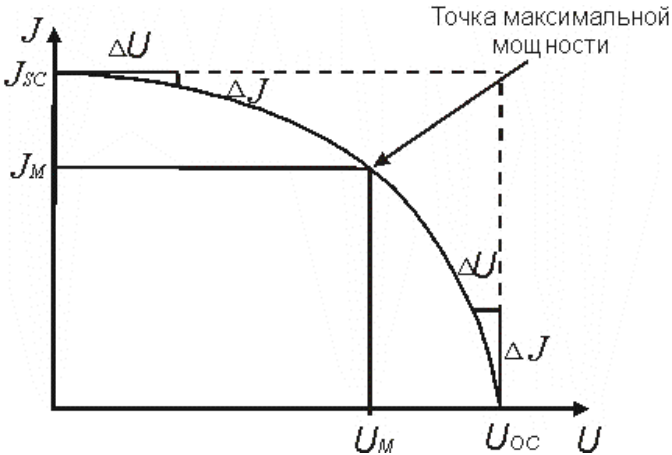


Рисунок 2.20 - Определение параметров солнечного элемента из вольт-амперной характеристики

Значение параметра A определяется из условия экстремума функции $J \cdot U$:

$$A = \frac{e}{kT} \frac{U_M - J_M R_S \left(J_{SC} + J_0 - J_M - \frac{U_M}{R_P} \right)}{J_M - \frac{U_M}{R_P}}. \quad (2.55)$$

Пользуясь (2.55), уточняем заданное значение параметра A , затем снова по формулам (2.49 – 2.51) рассчитываем все параметры СЭ. Данный алгоритм выполняется циклически вплоть до определения параметра A с заданной точностью. Используя выражения (2.33) и (2.32), определяются фактор заполнения нагрузочной характеристики и КПД фотопреобразователя.

Отметим возможность возникновения экспериментальных трудностей при исследовании ВАХ высокоэффективных СЭ с определением значения параметра $a = (J'_U)^{-1} \Big|_{U=0}$. У высокоэффективных СЭ кривая ВАХ вблизи точки тока короткого замыкания близка к прямой, параллельной оси напряжений. Потому зачастую экспериментально практически невозможно определить угол наклона ВАХ к оси напряжений вблизи точки тока короткого замыкания, т.е. $a \rightarrow -\infty$. Это обстоятельство создает определенные затруднения с использованием выражения (2.49) и, как следствие, выражений (2.50) и (2.51). Упростим выражение (2.49) согласно условию $a \rightarrow -\infty$:

$$\begin{aligned}
 R_S &= -\frac{1}{2} \left[\left(a - b^2 + \frac{2q}{J_{SC}} a - b + \left(\frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right)^2 \right)^{1/2} + a + b + \frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right] = \\
 &= -\frac{1}{2} \left[|a - b| \left(1 + \frac{2q}{J_{SC} a - b} + \left(\frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right)^2 \frac{1}{a - b^2} \right)^{1/2} + a + b + \frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right] \approx \\
 &\approx \left| \frac{1}{|a - b|} \ll 1 \right| \approx -\frac{1}{2} \left[|a - b| \left(1 + \frac{2q}{J_{SC} a - b} \right)^{1/2} + a + b + \frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right] \approx \\
 &\approx \left| \begin{array}{l} 1 + x^{1/2} \approx 1 + \frac{1}{2}x, \quad x < 1 \\ |a| = -a, \quad |b| = -b \end{array} \right| \approx -\frac{1}{2} \left[|a| - |b| - \frac{q}{J_{SC}} - |a| - |b| + \frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right]. \\
 R_S &= -\frac{1}{2} \left[-2|b| - \frac{q}{J_{SC}} + \frac{U_{OC}}{J_{SC}} \right]. \tag{2.56}
 \end{aligned}$$

Согласно (2.52) и (2.53)

$$q = U_{OC} \frac{\exp \frac{eU_{OC}}{kT} + 1}{\exp \frac{eU_{OC}}{kT} - 1} - 2kT / e. \quad (2.57)$$

В обычных условиях измерений ВАХ величина U_{OC} в несколько раз превышает величину $\frac{kT}{e}$. Потому последнее выражение преобразуется к виду

$$q = U_{OC} - 2kT / e. \quad (2.58)$$

Итого, при $a \rightarrow -\infty$ выражения (2.49 – 2.51) приобретают следующий вид

$$R_S = |b| - \frac{kT / e}{J_{SC}}, \quad R_p \rightarrow \infty, \quad J_0 = \frac{J_{SC}}{\gamma}.$$

Таким образом, проведенный теоретический анализ световой ВАХ СЭ показывает возможность определения параметров (последовательного и параллельного сопротивлений СЭ, плотности тока диода и диодного коэффициента), фактора заполнения и КПД СЭ. Ограничением данного метода является его непригодность при исследовании СЭ, имеющих низкие значения сопротивления утечки, а также в случае высокой интенсивности облучения.

О возможности замены измерений фототока (тока короткого замыкания) и плотности потока фотонов измерениями фотоЭДС (напряжения холостого хода) и интенсивности излучения

Зачастую непосредственное экспериментальное определение таких физических величин, как фототок и плотность потока фотонов может быть затруднено. Это связано с отсутствием высокочувствительных селективных микроамперметров, имеющих низкое проходное сопротивление, и отсутствием доступных приборов, позволяющих регистрировать поток фотонов. В то же время имеется возможность проводить непосредственные измерения фотоЭДС и интенсивности

излучения. Данный пункт работы призван разрешить возможное затруднение такого рода.

Согласно (2.23), в предположении идеальности СЭ справедливо выражение

$$\exp\left(\frac{U_{OC}}{V_T}\right) = 1 + \frac{J_{ph}}{J_0}. \quad (2.59)$$

При $T = 300 \text{ K}$ $V_T \approx 26 \text{ мВ}$. При низком уровне возбуждения ($U_{OC} < 26 \text{ мВ}$ – такое условие легко выполнимо при проведении спектральных измерений) имеет смысл разложение экспоненты выражения

(2.59) в ряд:
$$\exp\left(\frac{U_{OC}}{V_T}\right) = 1 + \frac{U_{OC}}{V_T} + \frac{U_{OC}^2}{2 \cdot V_T^2} + \frac{U_{OC}^3}{3! \cdot V_T^3} + \dots$$
 Удержим в раз-

ложении первые два члена. Тогда выражение (2.59) примет вид

$$U_{OC} = \frac{V_T}{J_0} J_{ph}. \quad (2.60)$$

Согласно (2.60), регистрация фототока (тока короткого замыкания) эквивалентна регистрации напряжения холостого хода.

По определению интенсивность излучения в единичном спектральном интервале

$$I = I_\lambda = F \cdot hv = \frac{Fhc}{\lambda}, \quad (2.61)$$

где $F = F_\lambda$ – плотность потока падающих фотонов в единичном спектральном интервале.

Согласно (2.61), регистрация плотности потока фотонов эквивалентна регистрации интенсивности излучения.

Из (2.60) и (2.61) отношение плотности фототока к спектральной плотности потока фотонов и модулю заряда электрона

$$\frac{J_{ph}}{eF} = \frac{1}{K} \frac{U_{OC}}{I\lambda}, \quad (2.62)$$

где $K = \frac{eV_T}{hcJ_0}$ – константа.

Тем самым показана возможность замены измерений фототока (тока короткого замыкания) и плотности потока фотонов измерениями фото-ЭДС (напряжения холостого хода) и интенсивности излучения при проведении спектральных исследований.

Величина области пространственного заряда p - n -перехода солнечного элемента

Выберем координату p - n -перехода за начало координат и воспользуемся уравнением Пуассона:

$$0 \leq x \leq x_p : \frac{dE}{dx} = -\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{eN_A^{ef} x}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (2.63)$$

$$-x_n \leq x \leq 0 : \frac{dE}{dx} = -\frac{d^2\Psi}{dx^2} = \frac{eN_D^{ef} x}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (2.64)$$

где E – напряженность электростатического поля, Ψ – электростатический потенциал, x_n и x_p – границы области пространственного заряда (ОПЗ) в n - и p -областях соответственно, $N_D^{ef} x$ и $N_A^{ef} x$ – распределения некомпенсированных доноров и акцепторов соответственно, ε_0 – электрическая постоянная, ε – диэлектрическая проницаемость материала. Интегрируя с учетом закона сохранения электрического заряда

$$\int_0^{-x_n} \frac{eN_D^{ef} x}{\varepsilon\varepsilon_0} dx = -\int_0^{x_p} \frac{eN_A^{ef} x}{\varepsilon\varepsilon_0} dx, \quad (2.65)$$

получены следующие выражения для величины ОПЗ в n - и p -областях соответственно (при этом полагая $N_D^{ef} x = const$ и $N_A^{ef} x = const$):

$$x_p = \left(\frac{V_0}{\frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} \left[N_A^{ef} + \frac{N_A^{ef} 2}{N_D^{ef}} \right]} \right)^{1/2}, \quad (2.66)$$

$$x_n = \left(\frac{V_0}{\frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} \left[N_D^{ef} + \frac{N_D^{ef2}}{N_A^{ef}} \right]} \right)^{1/2}, \quad (2.67)$$

где $V_0 = \Psi_n(x_n) - \Psi_p(x_p)$ – контактная разность потенциалов.

Итого, выражение для ширины обедненного слоя имеет вид

$$W = zV_0^{1/2}, \quad (2.68)$$

где z – константа, определяемая уровнями легирования p - и n -областей.

При наличии внешнего напряжения смещения “в обратном направлении” U_{par} на p - n -переходе выражение (2.68) преобразуется к виду [36]

$$W = z(V_0 + U_{par})^{1/2}. \quad (2.69)$$

Глубина залегания p - n -перехода

Проблема диагностики глубины залегания p - n -перехода СЭ возникла одновременно с созданием СЭ. Определение этого параметра позволяет контролировать качество технологии изготовления приборов, прогнозировать результаты и указывать пути увеличения эффективности работы СЭ. Контроль соответствия реальной величины глубины залегания p - n -перехода с расчетной ведется несколькими методами, однако одни из них являются разрушающими, другие мало применимы к СЭ в силу их конструкционных особенностей.

В процессе рассмотрения проблемы определения глубины залегания p - n -перехода было проанализировано несколько известных методик, касающихся данного вопроса [67-72]. Удовлетворение каким требованиям желательно для таких методик? Во-первых, должны быть учтены конструкционные особенности серийно выпускаемых СЭ (малая глубина залегания p - n -перехода, наличие сплошной тыльной металлизации, высокий уровень легирования фронтального слоя n -типа проводимости и т.д.). Во-вторых, контроль параметров исследуемых

элементов должен носить неразрушающий характер. В-третьих, исследуемый элемент должен предполагаться неким “черным ящиком”, т.е. априори мы не знаем никаких параметров, характеризующих его особенности.

Остановимся кратко на методиках определения глубины залегания *p-n*-перехода, получивших наибольшее распространение:

- методы косого и сферического шлифа [67]. Носят разрушающий характер, трудно применимы при малых глубинах залегания *p-n*-перехода;
- расчет глубины залегания плавного *p-n*-перехода по известному распределению легирующих примесей [68]. Позволяет именно рассчитывать глубину залегания плавного *p-n*-перехода по распределению легирующих примесей, но не экспериментально определять искомое при наличии “неизвестного образца”;
- определение глубины залегания *p-n*-перехода в GaAs-элементах по максимуму спектральной чувствительности. В данной методике использовано предположение равенства диффузионных длин неосновных носителей заряда по обе стороны от *p-n*-перехода [69]. Однако подавляющее большинство СЭ производится с сильно легированным фронтальным слоем. Поэтому высказанное предположение не может быть применимо к стандартным серийным СЭ;
- для нахождения глубины залегания *p-n*-перехода возможно использование методики определения рекомбинационных параметров по исследованию спектральной зависимости токов короткого замыкания СЭ при освещении с фронтальной и тыльной сторон [70]. Однако в данной методике используются элементы с однотипной по геометрии сеткой металлизации на фронтальной и тыльной сторонах, что не соответствует стандартной конструкции СЭ (рисунок 2.4);
- методика вычисления глубины залегания *p-n*-перехода по спектральным характеристикам [71,72]. Не требуется знание каких-либо параметров исследуемых элементов априори. Отражены основные особенности стандартных СЭ. Но выдвигается требование возможности вариации скорости поверхностной рекомбинации, что необходимо для расчета глубины залегания *p-n*-перехода. В связи с последним обстоятельством такого рода методика не удовлетворяет требованию неразрушающего контроля параметров СЭ. К тому

же промышленно выпускаемые солнечные элементы имеют защитное покрытие.

Как следует из краткого анализа, ни одна из широко известных методик не удовлетворяет полностью высказанным пожеланиям. В связи с этим данный пункт посвящен рассмотрению проблемы неразрушающего контроля глубины залегания p - n -перехода серийно выпускаемых стандартных СЭ.

Предположим, что уровень легирования в n -области много больше, чем в p -области. Тогда согласно предыдущему пункту имеем:

$$(x_j)_{W'} = 0 \rightarrow J_p' = 0 \quad (2.70)$$

$$L = x_j \quad (2.71)$$

Наложим следующие ограничения:

$$\alpha H' \gg 1 \Rightarrow \exp -\alpha H' \approx 0, \quad (2.72)$$

$$\exp\left(\frac{H'}{L_n}\right) \gg \exp\left(-\frac{H'}{L_n}\right). \quad (2.73)$$

Условия (2.72, 2.73) говорят о том, что данная методика применима для “толстых” элементов. “Толстым” элемент можно считать в том случае, если при освещении светом с длиной волны, соответствующей красной границе фундаментального поглощения, падающие фотоны поглощаются в материале, не достигая тыльного контакта. Тогда выражение для плотности тока электронов, рожденных в p -области и достигших ОПЗ, имеет вид:

$$J_n = e \frac{F(1-r)\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \left[\frac{\alpha L_n - \left(\frac{S_n}{D_n} L_n\right) \exp\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \exp\left(\frac{H'}{L_n}\right)}{\left(\frac{S_n}{D_n} L_n\right) \exp\left(\frac{H'}{L_n}\right) + \exp\left(\frac{H'}{L_n}\right)} \right] \times$$

$$\times \exp -\alpha x_j + W = e \frac{F(1-r)\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp -\alpha x_j + W = (2.74)$$

$$= e \frac{F(1-r)\alpha L_n}{\alpha L_n + 1} \exp -\alpha x_j + W .$$

Учитывая (2.34, 2.35, 2.70) и (2.74), запишем выражения для плотности фототока при двух различных значениях ширины ОПЗ:

$$J_{ph} W_1 = J_p + e \frac{F(1-r)\alpha L_n}{\alpha L_n + 1} \exp(-\alpha x_j + W_1) + eF(1-r) \exp(-\alpha x_j) [1 - \exp(-\alpha W_1)] \quad (2.75)$$

$$J_{ph} W_2 = J_p + e \frac{F(1-r)\alpha L_n}{\alpha L_n + 1} \exp(-\alpha x_j + W_2) + eF(1-r) \exp(-\alpha x_j) [1 - \exp(-\alpha W_2)] \quad (2.76)$$

$$\begin{aligned} J_{ph} W_1 - J_{ph} W_2 &= e \frac{F(1-r)\alpha L_n}{\alpha L_n + 1} \exp(-\alpha x_j) [\exp(-\alpha W_1) - \exp(-\alpha W_2)] + \\ &+ eF(1-r) \exp(-\alpha x_j) [-\exp(-\alpha W_1) + \exp(-\alpha W_2)] = \\ &= eF(1-r) \exp(-\alpha x_j) [\exp(-\alpha W_2) - \exp(-\alpha W_1)] \left[1 - \frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1} \right] = \\ &= \frac{eF(1-r)}{\alpha L_n + 1} \exp(-\alpha x_j) [\exp(-\alpha W_2) - \exp(-\alpha W_1)]. \end{aligned}$$

Отсюда

$$\exp(\alpha x_j) = \frac{eF(1-r)}{\alpha L_n + 1} \cdot \frac{\exp(-\alpha W_2) - \exp(-\alpha W_1)}{J_{ph} W_1 - J_{ph} W_2} \quad (2.77)$$

Воспользуемся выражением (2.69) и условием $L = x_j$:

$$\begin{aligned} \exp(\alpha L) &= \frac{eF(1-r)}{\alpha L_n + 1} \times \\ &\times \frac{\exp(-\alpha z V_0 + U_{2par})^{1/2} - \exp(-\alpha z V_0 + U_{1par})^{1/2}}{J_{ph} U_{1par} - J_{ph} U_{2par}} \quad (2.78) \end{aligned}$$

Последнее выражение позволяет определять глубину залегания p - n -перехода: Величина z , задаваемая (2.66 – 2.67), может быть численно рассчитана из выражения

$$\frac{J_{ph} U_{2par} - J_{ph} U_{3par}}{J_{ph} U_{1par} - J_{ph} U_{2par}} - \frac{\exp -\alpha z V_0 + U_{2par}^{1/2} - \exp -\alpha z V_0 + U_{3par}^{1/2}}{\exp -\alpha z V_0 + U_{1par}^{1/2} - \exp -\alpha z V_0 + U_{2par}^{1/2}} = 0 \quad (2.79)$$

Метод определения L_n дан ниже.

Диффузионная длина неосновных носителей электрического заряда в базовой области

Диффузионную длину неосновных носителей в базе можно определить из спектральной зависимости тока короткого замыкания в длинноволновой области спектра [73]. В этом случае основной вклад в фототок вносит диффузия неосновных носителей заряда из квазинейтральной области базы, вклад же от остальных областей (1 и 2 на рисунке 2.16) выбором спектральной области, в которой проводится эксперимент, можно сделать пренебрежимо малым. Действительно, выбирая спектральный диапазон, в котором

$$\frac{1}{\alpha} \gg x_j + W, \quad (2.80)$$

получаем

$$J_{SCR} \approx 0, \quad (2.81)$$

$$J_n = e \frac{F (1-r) \alpha L_n}{\alpha L_n + 1}. \quad (2.82)$$

$$J_p \approx 0. \quad (2.83)$$

Следовательно, выражение для фототока примет вид:

$$J_{ph} = e \frac{F (1-r) \alpha L_n}{\alpha L_n + 1}. \quad (2.84)$$

С помощью выражения (2.62) переходим от величин F , J_{ph} к величинам I , U_{OC} :

$$\frac{U_{OC}}{KI\lambda (1-r)} = \frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1}. \quad (2.85)$$

Полученное выражение позволяет определять диффузионную длину электронов в базовой области из спектральной зависимости напряжения холостого хода в длинноволновой области спектра.