

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО СВЧ ПОЛЯ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВЫХ $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ

Аблязимова Н. А., Вейнгер А. И., Питанов В. С.

Исследовано изменение фотоэлектрических характеристик кремниевых $p-n$ -переходов в сильном СВЧ поле. Показано, что высота барьера $p-n$ -перехода в сильном СВЧ поле и уменьшение барьера при освещении $p-n$ -перехода пропорциональны высоте начального барьера, если последний уменьшен прямым смещением. Вблизи нулевого смещения и при обратном смещении эта пропорциональность нарушается за счет влияния обратного тока через $p-n$ -переход. Предложен механизм увеличения барьера $p-n$ -перехода, основанный на учете генерационно-рекомбинационных процессов в слое объемного заряда.

При исследовании влияния сильного (греющего) СВЧ поля на германиевые $p-n$ -переходы было установлено, что темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ) в этих условиях, построенные в масштабе $\ln I = f(U)$, представляют собой прямые линии, наклон которых определяется температурой основных носителей заряда в базе [1]. Фотоэлектрические ВАХ таких структур, построенные в масштабе $\ln(I_{\phi}) = f(U_{\phi})$, где I_{ϕ} — фототок короткого замыкания через $p-n$ -переход, U_{ϕ} — фотоэдс на $p-n$ -переходе, также являются прямыми линиями, но их наклоны определяются температурой неосновных носителей заряда в базе [2]. Из этих характеристик с хорошей точностью были определены температуры основных и неосновных носителей заряда в германии без использования каких-либо дополнительных предположений о характере их рассеяния.

Как показали наши исследования, опубликованные ранее [3], для кремниевых $p-n$ -переходов такое объяснение влияния СВЧ поля на ВАХ неприемлемо, так как изменение наклона ВАХ в СВЧ поле аномально велико. В связи с этим для понимания механизма взаимодействия СВЧ поля с кремниевыми $p-n$ -переходами были необходимы дополнительные исследования. В настоящей работе изложены результаты изучения влияния сильного СВЧ поля на фотоэлектрические характеристики $p-n$ -переходов, которые позволяют сделать некоторые выводы о механизме воздействия на них СВЧ поля.

Исследования проводились на $p-n$ -переходах, изготовленных на основе n -кремния с удельным сопротивлением $7.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Характеристики образцов и технология их получения кратко описаны в [3]. Образец помещался в волновод и подвергался воздействию импульсного СВЧ поля длительностью 5 мкс, частотой 2 Гц и максимальной амплитудой 5 кВ/см. Одновременно образец освещался белым светом от осветителя ОИ-19 через специальное окно в боковой стенке волновода. Интенсивность света изменялась с помощью диафрагмы. Результирующий сигнал снимался с сопротивления нагрузки, которое подбиралось таким, чтобы сигнал успевал достигнуть стационарного состояния. Постоянная часть сигнала измерялась цифровым вольтметром, а импульсная часть — осциллографом.

В процессе проведения эксперимента предварительно измерялись ВАХ неосвещенного и освещенного $p-n$ -перехода без воздействия СВЧ поля. Для одного из образцов они представлены на рис. 1 (кривые 1 и 2 соответственно). При воздействии СВЧ поля на образце возникает дополнительная импульсная ЭДС,

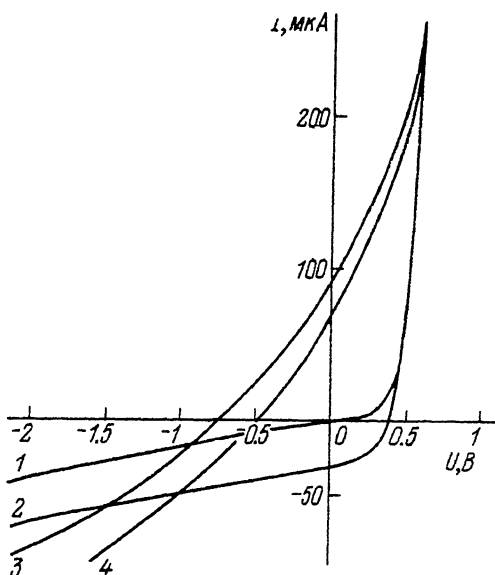


Рис. 1.

ВАХ $p-n$ -перехода: 1 — без освещения и СВЧ поля; 2 — при освещении без СВЧ поля; 3 — без света при СВЧ воздействии; 4 — при освещении и СВЧ воздействии.

и через нагрузку проходит дополнительный импульсный ток. В этом случае разность потенциалов на $p-n$ -переходе определяется как

$$U_{pn} = U_{см} - U_{н.} - U_{н.имп}, \quad (1)$$

где $U_{см}$ — напряжение смещения от внешнего источника. $U_{н.}$ и $U_{н.имп}$ — падение напряжения на нагрузке, вызванное прохождением по цепи постоянного и импульсного токов соответственно.

Для правильного вычисления разности потенциалов на $p-n$ -переходе необходимо учитывать знаки сигналов. Мы считали, как обычно, прямое смещение $p-n$ -перехода положительным, а обратное — отрицательным. Воздействие СВЧ поля на большей части измеренной ВАХ приводило к появлению добавочного отрицательного напряжения, очень похожего на разогретую ЭДС в германиевых $p-n$ -переходах. В связи с этим при отрицательном внешнем смещении импульсное падение напряжения на нагрузке складывалось с напряжением смещения, а при положительном — вычиталось.

Ток через $p-n$ -переход определялся из падения напряжения на нагрузке:

$$I_{pn} = (U_{н.} + U_{н.имп})/R_{н.}, \quad (2)$$

причем знак тока мог быть и положительным, и отрицательным в зависимости от знака внешнего смещения и импульсного падения напряжения на нагрузке. Таким образом, нами были построены ВАХ кремниевого $p-n$ -перехода при действии СВЧ поля без освещения (рис. 1, кривая 3) и при освещении (рис. 1, кривая 4). Представленные ВАХ получены в СВЧ поле около 500 В/см.

Кроме того, было исследовано влияние СВЧ поля на фото-ВАХ, т. е. на зависимость $I_{\phi} = f(U_{\phi})$. Как было показано ранее [2], наклон такой зависимости в полулгарифмическом масштабе должен быть связан с температурой неосновных носителей заряда. Методика получения такой зависимости была следующей. Освещенный образец замыкался через два различных сопротивления — 500 и

10 кОм, параллельно которым подключался либо вольтметр постоянного тока, либо осциллограф. При $R_n = 500$ кОм падение напряжения на нем соответствует ЭДС, а при $R_n = 10$ кОм ток через нагрузку близок к току короткого замыкания.

При постоянной СВЧ мощности изменялась интенсивность освещения образца, и при каждой интенсивности измерялись фотоэдс в отсутствие СВЧ поля ($U_{\phi 0}$), амплитуда импульса, обусловленного действием СВЧ поля без освещения (U_{ϕ}), амплитуда импульса, обусловленного совместным действием СВЧ поля и света,

$$U_{\phi} = U_{\tau} - U_{\phi\tau} + U_{\phi 0}. \quad (3)$$

Затем определялись фототок без СВЧ поля ($I_{\phi 0}$), ток при СВЧ воздействии без света (I_{τ}) и ток при совместном действии СВЧ поля и света ($I_{\phi\tau}$). Из них определялся фототок при наличии СВЧ поля:

$$I_{\phi} = I_{\tau} - I_{\phi\tau} + I_{\phi 0}. \quad (4)$$

Эти измерения проводились для нескольких значений освещения. На рис. 2 представлены полученные зависимости для нескольких значений СВЧ мощности. Оказалось, что без СВЧ поля фото-ВАХ $p-n$ -перехода экспоненциальна, и связь фототока и фотоэдс можно записать в виде

$$U_{\phi} = 0.036 \ln (I_{\phi}/I_{\phi 0}). \quad (5)$$

Как видно, коэффициент пропорциональности не сильно отличается от kT/e при комнатной температуре (0.026 В), которому он должен быть равен согласно диодной теории [4]. Это соотношение можно переписать в виде

$$U_{\phi} = \frac{mkT}{e} \ln (I_{\phi}/I_{\phi 0}), \quad (6)$$

где $m = 1.4$ — коэффициент неидеальности $p-n$ -перехода для неосновных носителей заряда. Значение $m < 2$ должно быть в случае, когда ток через $p-n$ -переход определяется генерационно-рекомбинационным механизмом [5].

Воздействие СВЧ поля приводит к тому, что начальный участок фото-ВАХ смещается в сторону меньших фотоэдс по мере увеличения СВЧ поля. При слабых освещенностях наклон характеристики сохраняется, но с увеличением силы света приращение фототока начинает отставать от приращения фотоэдс, и зависимость становится более пологой.

Используя полученные экспериментальные результаты, обсудим причины такого поведения кремниевых $p-n$ -переходов в сильном СВЧ поле. Общеизвестно, что фотоэдс, возникающая на $p-n$ -переходе, является следствием снижения потенциального барьера за счет увеличения концентрации неосновных носителей заряда в базе при освещении. В то же время воздействие СВЧ поля приводит к увеличению высоты барьера $p-n$ -перехода, которое проявляется в появлении в цепи ЭДС обратного знака по сравнению с фотоэдс. Из рис. 1 видно, что при СВЧ воздействии изменение высоты барьера наблюдается вплоть до достаточно большого прямого смещения (0.6 В), причем упомянутые эффекты увеличения и уменьшения барьера исчезают одновременно.

Естественно предположить, что СВЧ поле вызывает увеличение барьера, а освещение — его уменьшение до тех пор, пока существует начальный барьер. Высота барьера в нашем случае составляет 0.6 эВ, а когда внешнее смещение достигает такого значения, барьер исчезает. При этом носители заряда перестают разделяться и влиять на высоту барьера. При постоянной амплитуде СВЧ поля и постоянной интенсивности освещения изменение высоты барьера должно быть пропорционально его начальной величине.

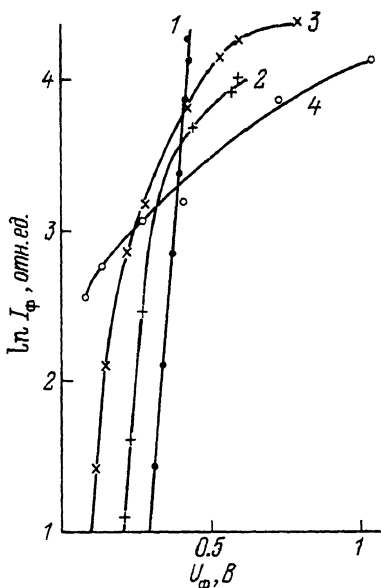


Рис. 2. Фото-ВАХ $p-n$ -перехода при одновременном СВЧ воздействии.
Ослабление СВЧ, дБ: 1 — ∞ , 2 — 30, 3 — 25, 4 — 20.

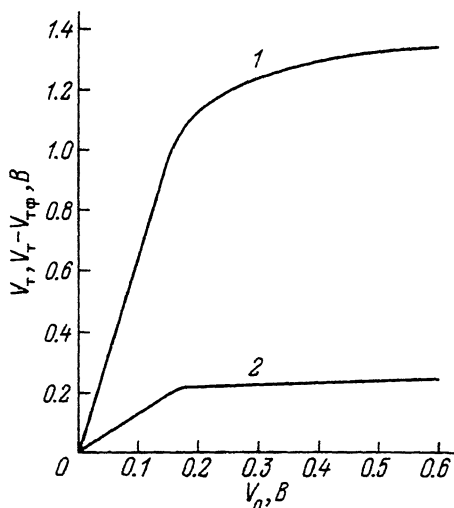


Рис. 3. Зависимость высоты барьера $p-n$ -перехода, находящегося в СВЧ поле, V_T (1) и его уменьшения при освещении ($V_T - V_{T\phi}$) (2) от высоты начального барьера V_0 .

Из рис. 1 легко найти высоту начального барьера и его изменение при СВЧ и световом воздействии для любого тока через $p-n$ -переход и построить соответствующие зависимости, которые и представлены на рис. 3. Здесь кривая 1 показывает зависимость высоты барьера в СВЧ поле, а кривая 2 — зависимость его уменьшения при освещении от высоты начального барьера. Эти кривые построены в предположении неизменности тока через $p-n$ -переход при внешнем воздействии. Из рис. 3 видно, что до тех пор, пока начальный барьер остается меньше 0.15 эВ, барьер при СВЧ воздействии и его изменение при освещении пропорциональны его начальной величине.

Такое поведение кремниевого $p-n$ -перехода очень похоже на поведение германиевого $p-n$ -перехода в греющем СВЧ поле [1]. Действительно, в этом случае высота барьера $p-n$ -перехода с горячими носителями заряда

$$V_T = \frac{T_n}{T_0} V_0, \quad (7)$$

где V_0 — высота барьера $p-n$ -перехода с холодными носителями, T_n и T_0 — температуры носителей заряда и решетки соответственно.

Рассмотрим, как это соотношение будет выглядеть для кремниевого $p-n$ -перехода. В отсутствие СВЧ воздействия ток через барьер можно выразить через его высоту

$$I = I_{\max} \exp\left(\frac{eV_0}{m_0 k T_0}\right) - I_{s0}, \quad (8)$$

где I_{\max} — максимальный ток через $p-n$ -переход (при $V_0 = 0$), I_{s0} — обратный ток через $p-n$ -переход, m_0 — коэффициент неидеальности ВАХ.

При разогреве носителей заряда вблизи p — n -перехода в кремнии изменяется не только их температура, но и коэффициент неидеальности. Тогда, приписав электронам и дыркам одну и ту же температуру T_n , получаем

$$I = I_{T, \max} \exp \left(\frac{eV_0}{m_T kT_n} \right), \quad (9)$$

где все величины взяты при температуре T_n .

Приравнивая (8) и (9) и пренебрегая обратным током по сравнению с прямым, а также изменением с температурой I_{\max} , получаем

$$V_T = \frac{m_T T_n}{m_0 T_0} V_0, \quad (10)$$

и, следовательно, для кремниевого p — n -перехода в СВЧ поле высота барьера остается пропорциональной высоте начального барьера и может изменяться не только за счет изменения температуры носителей заряда, но и за счет изменения коэффициента неидеальности. Если предположить, что СВЧ поле может воздействовать на коэффициент неидеальности не только через изменение температуры, но и с помощью других, более действенных механизмов, то даже при $T_n = T_0$ высота барьера в СВЧ поле может сильно увеличиваться за счет увеличения m . По-видимому, этот эффект и проявляется в наших экспериментах.

Подобные же соотношения действуют и для фотоэлектрического уменьшения барьера:

$$U_\Phi = V_T - V_{T\Phi} = \frac{m_T T_n}{m_0 T_0} V_0 \left(1 - \frac{V_{\Phi 0}}{V_0} \right), \quad (11)$$

где $V_{\Phi 0}$ — высота барьера освещенного p — n -перехода с холодными носителями заряда. Из (11) видно, что при сильном освещении, когда $V_{\Phi 0} \ll V_0$, фотоэлектрическое уменьшение высоты барьера пропорционально его начальной высоте, что и подтверждается кривой 2 на рис. 3.

При уменьшении тока через p — n -переход (при увеличении высоты начального барьера) возрастает роль изменения обратного тока и фототока при СВЧ воздействии. В области обратных и малых прямых смещений за счет этого нарушается пропорциональность изменения барьеров. Когда $I \ll I_s \ll I_{sT}$, в нашем случае ($T_n = T_0$)

$$V_T = V_0 \frac{m_T \ln(I_{\max}/I_{sT})}{m_0 \ln(I_{\max}/I_{s0})}, \quad (12)$$

коэффициент пропорциональности оказывается существенно меньше, чем при сильном прямом смещении. Это также видно на рис. 3. Если при малой высоте начального барьера $V_T/V_0 = 6.3$, то при $I = 0$ это отношение снижается до 2.2. Одновременно на рис. 1 видно, что наклон ВАХ p — n -перехода без СВЧ воздействия вблизи $I = 0$ гораздо меньше, чем наклон в этой же области при действии СВЧ поля, т. е. обратный ток в СВЧ поле сильно увеличивается, следствием чего и является уменьшение отношения V_T/V_0 .

Рассмотрим возможные причины изменения коэффициента неидеальности в СВЧ поле. Как известно [6], неидеальность ВАХ кремниевых p — n -переходов обусловлена двумя причинами: генерационно-рекомбинационными токами в слое объемного заряда и каналами в слое объемного заряда. В [5] показано, что влияние генерационно-рекомбинационных процессов состоит в том, что носителям заряда для рекомбинации не требуется преодолевать весь барьер. Коэффициент неидеальности есть отношение полной высоты барьера к той его части, которую необходимо преодолеть носителям для рекомбинации. Исходя из этой концепции, можно заключить, что увеличение этого коэффициента в СВЧ поле обусловлено смещением области рекомбинации в слое объемного заряда от его центра к

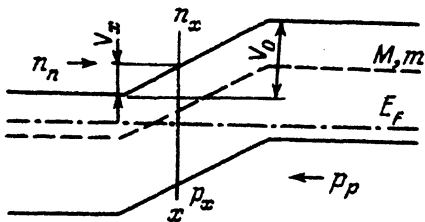


Рис. 4. Энергетическая схема $p-n$ -перехода с указанием плоскости рекомбинации.

границе, через которую инжектируются в этот слой носители, лимитирующие скорость процесса.

Поясним эту идею с помощью рис. 4, где показана энергетическая схема барьера $p-n$ -перехода. Пусть рекомбинация происходит

в плоскости x . В этой плоскости концентрации электронов и дырок

$$n_x = n_n \exp(-eV_x/kT); \quad p_x = p_p \exp[-e(V_0 - V_x)/kT]. \quad (13)$$

В плоскости x в стационарном состоянии потоки электронов и дырок на рекомбинационные центры (рекомбинационный ток) должны удовлетворять соотношению

$$n_x/\tau_n = p_x/\tau_p, \quad (14)$$

где τ_n и τ_p — времена жизни электронов и дырок соответственно.

В этом соотношении

$$\tau_n = (\sigma_n v_T (M - m))^{-1}; \quad \tau_p = (\sigma_p v_T m)^{-1}, \quad (15)$$

где σ_n, σ_p — сечения захвата электронов и дырок центрами рекомбинации; v_T — тепловая скорость носителей заряда; M — полная концентрация центров рекомбинации; m — концентрация центров рекомбинации, имеющих электроны.

Из (13)—(15) легко получить высоту барьера V_x :

$$V_x = \frac{V_0}{2} + \frac{kT}{2e} \ln \frac{n_n \sigma_n (M - m)}{p_p \sigma_p m}. \quad (16)$$

Из этого соотношения видно, что на величину V_x влияет соотношение шести величин, имеющих различное физическое происхождение. Значения n_n и p_p определяются исходным материалом и технологией изготовления $p-n$ -перехода и в асимметричных структурах могут различаться на несколько порядков. Точно так же на несколько порядков могут различаться сечения захвата электронов и дырок центрами рекомбинации, если эти центры являются отталкивающими для носителей одного знака и притягивающими для другого. Соотношение между концентрациями пустых и заполненных центров рекомбинации определяется расположением рекомбинационного уровня в запрещенной зоне.

Такое многообразие параметров, влияющих на высоту барьера V_x , не позволяет заранее однозначно предсказать, как поведет себя ВАХ $p-n$ -перехода даже в отсутствие СВЧ поля. В литературе рассмотрен только один частный случай [5]. Тем более это трудно сделать, когда на $p-n$ -переход действует СВЧ поле. В связи с этим мы далее ограничимся качественными рассуждениями.

Влияние на эту структуру СВЧ поля, направленного вдоль плоскости $p-n$ -перехода, может определяться двумя механизмами: эффектом разогрева носителей заряда [1] и непосредственным воздействием поля на центры рекомбинации по модели Френкеля [7]. Первый из них следует сразу же исключить из-за малости действующего СВЧ поля. Рассмотрим второй механизм. Он состоит в том, что внешнее поле накладывается на поле примесного центра и облегчает выброс носителя в зону. Этот эффект тем больше, чем больше сечение захвата. Обычно он рассматривается для однородного полупроводника, но для примесных центров в слое объемного заряда эффект должен быть сильнее за счет воздействия поля этого заряда.

В результате действия СВЧ поля изменяется соотношение между концентрациями пустых и заполненных центров рекомбинации, если они имеют

асимметричные сечения захвата. Это в свою очередь может привести к увеличению абсолютного значения второго слагаемого в (16) и к более сильному отклонению V_x от $V_0/2$, т. е. к смещению плоскости рекомбинации к краю слоя объемного заряда. Если, кроме того, рекомбинационный ток определяется носителями заряда из ближайшей зоны, то такое смещение плоскости V_x приведет к увеличению коэффициента неидеальности и в соответствии с (10) — к увеличению высоты барьера $p-n$ -перехода. Можно рассуждать и по-другому. Если в слое объемного заряда уменьшается время жизни для носителей одного типа (например, электронов), то имеющаяся в плоскости x их концентрация оказывается слишком большой для сохранения соотношения (14). Для уменьшения этой концентрации барьер должен увеличиться. Этот эффект по своему проявлению аналогичен разогреву носителей заряда. Однако если при разогреве причиной избыточного потока носителей в слой объемного заряда является увеличение их энергии, то в нашем случае — уменьшение времени жизни в слое объемного заряда.

Такие изменения рекомбинационных процессов в слое объемного заряда подтверждаются результатами наших экспериментов. Действительно, на рис. 1 показано, что СВЧ поле вызывает резкое увеличение прямого и обратного токов, что можно рассматривать как увеличение генерационного тока при обратном смещении и рекомбинационного тока при прямом смещении. Кроме того, на рис. 2 четко прослеживается уменьшение фотоэдс при слабом освещении с ростом СВЧ поля. Это явление, по-видимому, обусловлено тем, что с ростом СВЧ поля увеличивается обратный ток через $p-n$ -переход, что непосредственно сказывается на величине фотоэдс $U_{\phi} \sim \ln(I_{\phi}/I_s)$.

При сильном освещении зависимость $\ln I_{\phi} = f(U_{\phi})$ становится сублинейной. Причина этого, по нашему мнению, состоит в том, что при увеличении освещения происходит уменьшение высоты барьера не только за счет увеличения концентрации неосновных носителей заряда, но и за счет изменения условий рекомбинации в слое объемного заряда, которое приводит к увеличению неидеальности фото-ВАХ.

Таким образом, наблюдаемые эффекты, возникающие при воздействии на кремниевый $p-n$ -переход СВЧ поля, а также совокупности СВЧ поля и света получают непротиворечивое объяснение на основе учета изменения условий рекомбинации в слое объемного заряда, причем взаимодействие СВЧ поля с примесными центрами происходит по механизму, предложенному Френкелем. Привлечение модели каналов к анализу наблюдающихся эффектов не позволяет столь же непротиворечиво объяснить их природу. В связи с этим мы считаем предложенный выше механизм наиболее вероятным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Вейнгер А. И., Парицкий Л. Г., Акопян Э. А., Дадамирзаев Г. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 2. С. 216—224.
- [2] Акопян Э. А., Вейнгер А. И., Парицкий Л. Г. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 4. С. 754—757.
- [3] Аблязимова Н. А., Вейнгер А. И., Питанов В. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 2001—2007.
- [4] Рывкин С. М. Фотозлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [5] Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W. // Proc. IRE. 1957. V. 45. N 9. P. 1228—1243.
- [6] Федотов Я. А. Основы физики полупроводниковых приборов. М., 1970. 656 с.
- [7] Френкель Я. И. // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. В. 12. С. 1292—1301.