

Анализ и уточнение математического аппарата для модифицированного времяпролетного метода

© С.П. Вихров[¶], Н.В. Вишняков, А.А. Маслов, В.Г. Мишустин

Рязанская государственная радиотехническая академия (кафедра Микроэлектроники),
391000 Рязань, Россия

(Получена 29 августа 2001 г. Принята к печати 18 октября 2001 г.)

Теоретически обоснована модифицированная времяпролетная методика для непосредственного измерения и получения профиля электрического поля в области пространственного заряда контакта типа Шоттки. Методика разработана для неупорядоченных полупроводников, таких как аморфный гидрогенизированный кремний. Проведено уточнение математического аппарата для расчета профиля поля, проведен анализ полученных результатов и показаны пределы применения модифицированной времяпролетной методики.

Введение

Эксперименты с применением времяпролетной методики широко обсуждались в литературе [1–6]. Задача эксперимента состоит в измерении времени, необходимого для того, чтобы фотоинжектированный пакет носителей заряда (НЗ) переместился от одного края образца до другого.

Основное условие осуществления времяпролетных экспериментов состоит в том, что время пролета t_{tr} должно быть малым по сравнению со временем, необходимым для экранирования фотогенерированного объемного разряда. Из-за низкой проводимости неупорядоченных полупроводников время диэлектрической релаксации $t_{rel} = \epsilon_s \epsilon_0 / \sigma$ значительно превышает t_{tr} , что позволяет производить измерения дрейфовой подвижности μ_{dr} и дрейфового сдвига $\mu\tau$ обоих типов НЗ, изменяя полярность приложенного напряжения.

Времяпролетная методика Гехта ("time-of-flight" — TOF) заключается в измерении количества собранного на электродах заряда Q при дрейфе фотовозбужденного коротким импульсом света малого заряда Q_0 . Малость заряда определяется по отношению к заряду, создающему внешнее поле. В этом случае коэффициент собирания заряда определяется по формуле

$$G = \frac{Q}{Q_0} = \frac{\mu\tau E}{d} \left(1 - \exp\left(-\frac{d}{\mu\tau E}\right) \right), \quad (1)$$

где d — межэлектродное расстояние, E — средняя напряженность электрического поля в образце, $\mu\tau$ — дрейфовый сдвиг.

Метод позволяет отдельно определять $\mu\tau$ для электронов и дырок, изменяя полярность напряжения для сильнопоглощаемого света в сэндвич-конфигурации электродов. При этом не требуется знать точное количество поглощенных фотонов и величину квантового выхода внутреннего фотоэффекта. При измерениях не требуется наличие омических контактов к образцу, его можно помещать между изоляторами. Важно отметить также, что в методе Гехта $\mu\tau_{TOF}$ определяется не только взаимной

рекомбинацией фотовозбужденных пар, но и глубоким захватом НЗ.

Для определения $\mu\tau_{TOF}$ надо измерять количество собранного заряда на электродах в зависимости от величины приложенного поля. При достижении длиной дрейфа межэлектродного расстояния собранный заряд равен фотогенерированному заряду. По величине поля, при котором происходит полное собирание фотогенерированного заряда (рис. 1), и определяется $\mu\tau$:

$$\mu\tau_{TOF} = \frac{d}{E}. \quad (2)$$

Однако экспериментально измеренные зависимости и расчет по (2) расходятся. Это расхождение обусловлено близостью значений следующих величин: длины волны возбуждающего света и глубины проникновения поля, длин дрейфа и диффузии, а также толщины слоя. Это усложняет интерпретацию измеряемых зависимостей.

Модификация метода, предложенного Г.Б. Юшкой [1], заключается в том, что измеряется не время пролета носителей межэлектродного расстояния, как в традиционных времяпролетных экспериментах по измерению дрейфовой подвижности, а коэффициент собирания фотогенерированного заряда G и распределение электрического поля $E_i(x)$ в области пространственного заряда (ОПЗ) неупорядоченного полупроводника. Это

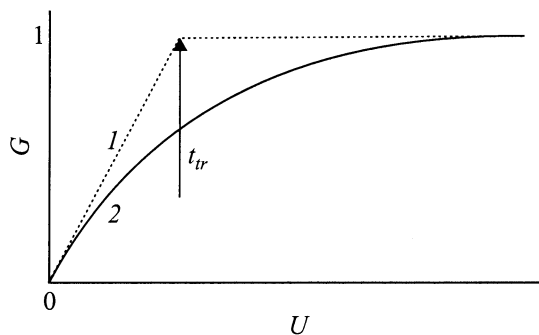


Рис. 1. Зависимость коэффициента собирания заряда от приложенного напряжения. 1 и 2 — без учета и с учетом захвата НЗ на глубокие уровни соответственно [2].

[¶] E-mail: mel@rgta.ryazan.ru

позволяет измерять дрейфовые сдвиги $\mu\tau$ для электронов и рассчитывать плотность состояний $g(E)$ в щели подвижности неупорядоченных полупроводников более точно по сравнению с традиционным времяпролетным методом. Метод обладает большей чувствительностью, так как кинетика тока дрейфа фотогенерированных НЗ измеряется в интегральном режиме. Метод исключает влияние мелких уровней прилипания, обуславливающих дисперсионный перенос и усложняющих интерпретацию результатов при прямом наблюдении кинетики тока.

Метод измерения распределения электрического поля

Способ измерения электрического поля, когда импульс внешнего напряжения прикладывается навстречу внутреннему полю, описан в работах [1,4,5]. Теоретический анализ [1] показал, что требуется дальнейшее изучение предложенного метода. Цель данной работы — математическое обоснование модифицированной времяпролетной методики, уточнение математического аппарата для расчета электрического поля и сравнение с результатами, полученными в работе [1].

В работе [1] теоретически решается общая задача при условии, когда внешнее поле аддитивно складывается с внутренним полем, учитывается также возможная диффузия в противоположном внутреннему полю направлении на освещаемый электрод с последующей неограниченной рекомбинацией.

Опишем условия эксперимента и проанализируем модифицированный времяпролетный метод, предложенный в работе [1].

1. Импульсом монохроматического света возбуждается малый заряд Q_0 , не меняющий распределение внутреннего поля $E_i(x)$, т.е. $Q_0 \ll \frac{\varepsilon\epsilon_0}{d} \int_0^d E_i(x) dx$. Выполнение этого условия проверяется экспериментально по независимости коэффициента собирания заряда G от величины фотогенерированного заряда

2. Внешнее электрическое поле вычитается из внутреннего поля, т.е. структура освещается импульсом света после подключения внешнего напряжения, но до того, как произойдет перераспределение электрического поля в структуре. Время задержки t_{del} между подачей напряжения и импульсом света устанавливается в интервале $RC < t_{del} < t_{rel}$, где RC — постоянная времени интегрирующей цепи. Выполнение этого условия проверяется экспериментально по независимости сигнала при изменении t_{del} .

3. Влияние поверхностных состояний при расчетах не учитывается.

4. Рассматриваются носители одного знака — электроны, влиянием дырок пренебрегаем.

Проведем математический анализ метода с целью уточнения математического аппарата для расчета коэффициента собирания фотогенерированного заряда и

профиля электрического поля в ОПЗ неупорядоченного полупроводника, предложенного в работе [1].

В соответствии с законом поглощения света Бугера–Ламберта интенсивность светового потока $I(x)$ на расстоянии x от освещаемой поверхности полубесконечного образца выражается через коэффициент поглощения $\alpha(h\nu)$.

$$I(x) = I_0(1 - R) \exp(-\alpha x), \quad (3)$$

где $I(x)$ — интенсивность падающего света на глубине x , I_0 — интенсивность на поверхности образца. Тогда для концентрации фотогенерированных НЗ можно записать (рассматриваем только электроны)

$$n(x) = N_0 \exp(-\alpha x), \quad (4)$$

где N_0 — концентрация фотогенерированных электронов в приповерхностной области.

Рассмотрим коэффициент собирания заряда G_i для одного единственного электрона. В работе [1] считают, что для качественных слоев a -Si:H выполняется условие $\mu\tau E \gg d$, где E — среднее значение поля ОПЗ. Если мы реализуем ситуацию, когда $G_i \rightarrow 0$, то корректнее считать $\mu\tau E \ll d$, где E представляет собой суперпозицию внутреннего и внешнего полей, направленных навстречу друг другу. Тогда вторым сомножителем в формуле (1) можно пренебречь:

$$G_i = \mu\tau d^{-1} (x_c - x_g)^{-1} \int_{x_g}^{x_c} \left(E_i(x) + \frac{U}{d} \right) dx, \quad (5)$$

где x_g — место генерации электрона ($0 \leq x_g \leq d$), x_c — место окончания дрейфа (в сечении x_c внешнее поле компенсирует внутреннее, так что результирующее поле $E_i(x_c) + \frac{U}{d} = 0$ (рис. 2)). Тогда коэффициент собирания для всех электронов

$$G(U, \alpha) = \frac{\sum_{i=1}^{Q_0/e} G_i}{Q_0/e} = \frac{\int_0^d n(x) G_i(x) dx}{\int_0^d n(x) dx} = \frac{(1 - R(U, \alpha)) \alpha \mu\tau}{(1 - \exp(-\alpha d)) d} \times \int_0^d \frac{\exp(-\alpha x_g)}{x_c - x_g} \int_{x_g}^{x_c} \left(E_i(x) + \frac{U}{d} \right) dx dx_g, \quad (6)$$

где $R(U, \alpha)$ — коэффициент, учитывающий долю электронов, избежавших рекомбинации из-за диффузии против поля;

$$R(U, \alpha) \geq \left(1 + \frac{\alpha \varphi_T}{E_i(0) + U/d} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где $\varphi_T = kT/e$ — тепловой потенциал [1].

Формула (6) получилась отличной от аналогичной в [1]. Это связано с использованием условия $\mu\tau E \ll d$, что, на наш взгляд, более корректно при математическом описании метода Гехта.

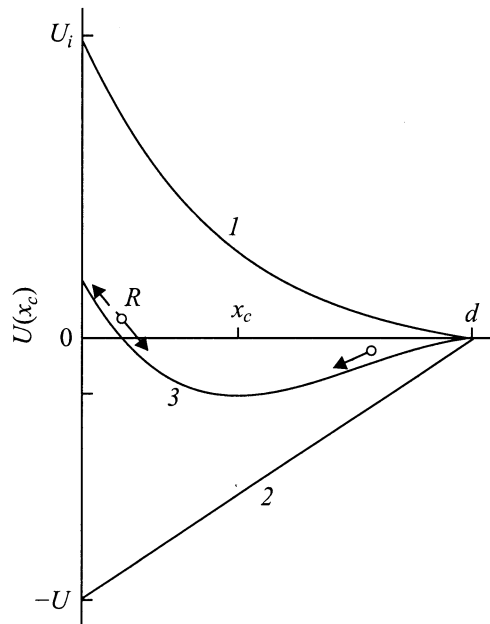


Рис. 2. Распределение потенциала по толщине образца. 1 — внутренний потенциал, 2 — внешний потенциал, 3 — суммарный потенциал.

Заметим, что для определения $\mu\tau$ необходимо знать распределение электрического поля $E_i(x)$ или встроенный потенциал U_i и толщину структуры d .

Наличие контактного поля у освещаемой поверхности способствует лучшему разделению фотогенерированных носителей. Однако глубина проникновения поля обусловлена плотностью локализованных состояний в области уровня Ферми, т.е. состояниями, определяющими время жизни носителей. Локализованные состояния оказывают существенное влияние на формирование потенциальных барьеров в неупорядоченных полупроводниках. Пространственный заряд, ход потенциала $\varphi(x)$ и электрическое поле $E(x)$ в ОПЗ определяются не только ионизированными примесями, как у кристаллических полупроводников, но и распределением плотности состояний в щели подвижности. Поэтому измерение электрического поля $E_i(x)$ в ОПЗ позволяет получить закон распределения локализованных состояний, которые определяют основные электрофизические свойства неупорядоченных полупроводников [7–10].

Произведенный расчет $G(U, \alpha)$ позволил предложить способ измерения распределения поля в структуре. Для этого необходимо установить взаимосвязь между коэффициентом поглощения $\alpha(h\nu)$ и местом окончания дрейфа x_c :

$$L_{dr} = \mu\tau \bar{E} = \frac{\mu\tau}{L_{dr}} \int_0^{L_{dr}} \left(E_i(x) + \frac{U}{d} \right) dx$$

$$= \frac{\mu\tau}{x_c - x_g} \int_{x_g}^{x_c} \left(E_i(x) + \frac{U}{d} \right) dx. \quad (8)$$

Отсюда получаем

$$\int_{x_g}^{x_c} \left(E_i(x) + \frac{U}{d} \right) dx = \frac{(x_c - x_g)^2}{\mu\tau}. \quad (9)$$

Тогда формулу (6) переписываем в следующем виде:

$$G(U, \alpha) = \frac{(1 - R(U, \alpha))\alpha}{(1 - \exp(-\alpha d))d} \int_0^d \exp(-\alpha x_g)(x_c - x_g) dx_g. \quad (10)$$

Если $G(U, \alpha) = 0$, то

$$x_c = \frac{1}{\alpha} - \frac{d \exp(-\alpha d)}{1 - \exp(-\alpha d)}. \quad (11)$$

Формула (11) в точности повторяет результат, полученный в работе [1], хотя граничные условия и промежуточные вычисления отличались [см. выражения (5) и (6)]. Полученный результат подтверждает справедливость применения формулы (11) для расчета распределения электрического поля по толщине образца.

Данная зависимость позволяет рассчитать координату, в которой результирующее поле равно нулю при данной длине волны возбуждающего света и $G(U, \alpha) = 0$.

Величина внутреннего электрического поля в точке x_c определяется

$$E_i(x_c) = \frac{U_{G(U,\alpha)=0}}{d}. \quad (12)$$

Анализ формулы (11) показывает, что возможность измерения поля ограничена по толщине образца. При малых длинах волн возбуждающего света x_c определяется главным образом первым слагаемым $1/\alpha$ и имеет значение порядка 0.1 мкм (α достигает значений порядка 10^5 см^{-1}). На длинных волнах x_c ограничена серединой толщины образца:

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} x_c = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{d \exp(-\alpha d)}{1 - \exp(-\alpha d)} \right) = \frac{d}{2}. \quad (13)$$

Таким образом, в отличие от [1] применение формулы (11) ограничено не только серединой толщины образца, но и у поверхности. Это вызвано наличием поверхностных состояний, влияние которых мы не учитываем в расчетах [4].

Распределение электрического поля в структуре рассчитывается по формуле (12) путем подстановки значений $U_{G(U,\alpha)=0}$, полученных при различных длинах волн возбуждающего света. Координата x_c , отсчитываемая от освещаемой поверхности структуры, рассчитывается по формуле (11). Для получения распределения $E_i(x)$ необходимо знать $\alpha(h\nu)$ для конкретной структуры.

Таким образом, независимый расчет подтвердил справедливость применения формулы (11) для измерения распределения электрического поля в ОПЗ контакта металл–неупорядоченный полупроводник, полученной в [1]. Показано, что применение условия $\mu\tau E \ll d$

более точно характеризуют ситуацию, реализуемую в модифицированном времяпролетном методе. Детальный анализ математического аппарата выявил ограничения по координате при использовании выражения (11): координата окончания дрейфа x_c при малых длинах волн определяется коэффициентом поглощения α , а при больших длинах ограничена половиной толщины пленки полупроводника. Экспериментальные исследования по модифицированной времяпролетной методике в дальнейшем необходимо проводить, учитывая результаты данной работы.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования (НИИР 18-01Г).

Список литературы

- [1] Г.Б. Юшка, Э.А. Монтримас. Лит. физ. сб., **32**, 612 (1992).
- [2] А. Меден, М. Шо. *Физика и применение аморфных полупроводников* (М., Мир, 1991).
- [3] Т. Тиджи. *Физика гидрогенизированного кремния*; вып. II *Электронные и колебательные свойства* (М., Мир, 1988).
- [4] R.A. Street. Phys. Rev. B, **27**, 4924 (1983).
- [5] R.A. Street, M.J. Thompson, N.M. Johnson. Phil. Mag. B, **51**, 1 (1985).
- [6] Л.П. Павлов. *Методы измерения параметров полупроводниковых материалов* (М., Высш. шк., 1987).
- [7] С.П. Вихров, Н.В. Вишняков, А.А. Маслов. Изв. вузов. Электроника, **3**, 48 (2000).
- [8] О.А. Голикова, М.М. Казанин. ФТП, **33**, 110 (1999).
- [9] О.А. Голикова, М.М. Казанин. ФТП, **33**, 336 (1999).
- [10] В.П. Афанасьев, А.С. Гудовских, О.И. Коньков, М.М. Казанин, К.В. Коугия, А.П. Сазанов, И.Н. Трапезникова, Е.И. Теруков. ФТП, **34**, 492 (2000).

Редактор Л.В. Беляков

The analysis and more precise definition of body of mathematics for modified time-of-flight technique

S.P. Vikhrov, N.V. Vishnyakov, A.A. Maslov,
V.G. Mishustin

Ryazan State Radioengineering Academy,
Chair of Micrielectronics,
391000 Ryazan, Russia

Abstract A modified time-of-flight technique for direct measuring and profiling the depletion layer electric field of a contact like Schottky's is theoretically substantiated. A technique is worked out for disordered semiconductors like a hydrogenated amorphous silicon. The mathematical method for calculation of the electric field profile has obtained a more precise formulation; the results obtained have been analyzed and the limits of the modified time-of-flight technique application are given.