

Полевая зависимость фоточувствительности МДП структур $\text{In-SiO}_2\text{-Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$ с непрозрачным полевым электродом

© В.В. Васильев, А.Ф. Кравченко, Ю.П. Машуков

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 30 января 2002 г. Принята к печати 13 февраля 2002 г.)

Продолжено исследование фоточувствительности МДП структуры $\text{In-SiO}_2\text{-Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$ с непрозрачным полевым электродом. Рассматривается эффект резкого уменьшения фоточувствительности при повышении инвертирующего напряжения, который проявляется как при немодулированном освещении (измерение фотоемкости), так и при модулированном (измерение фотоэдс), причем фотоэдс начинает падать раньше, чем фотоемкость. Эффект обусловлен, по нашему мнению, аномальной генерацией на границе полупроводник-диэлектрик, в результате которой уменьшается сопротивление индуцированного $p-n$ -перехода, а также возрастанием продольного сопротивления инверсионного слоя.

1. Введение

Как показано нами ранее [1], структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на основе $p\text{-Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$ обладают значительной фоточувствительностью, даже если полевой электрод непрозрачен. При этом фоточувствительность определяется фотоносителями, которые образуются вне МДП структуры и затягиваются в нее электрическим полем индуцированного $p-n$ -перехода. Экспериментально измерив зависимость фотоемкости от интенсивности света, удалось определить параметры индуцированного $p-n$ -перехода — произведение сопротивления при нулевом смещении на площадь перехода R_0A , β — коэффициент в формуле Шокли, характеризующий неидеальность $p-n$ -перехода, а также оценить Δl — эффективную ширину полосы по периметру МДП структуры, с которой МДП структура „собирает“ электроны.

В настоящей работе продолжено изучение фотоэффекта в структурах данного типа. Рассматривается эффект резкого уменьшения фоточувствительности при повышенных напряжениях смещения, а также прямым путем с помощью сканирования сфокусированным лазерным лучом определена величина Δl .

Известно, что величина фотоэдс МДП структуры определяется интенсивностью генерационно-рекомбинационных процессов. В нашем случае, когда фотоносители поступают в МДП структуру извне, через ее периферию, необходимо также учитывать сопротивление, которое они могут испытывать при распределении по всей площади МДП структуры.

Подробно задача о растекании избыточного заряда в инверсионных слоях рассмотрена в [2]. В частности, показано, что диффузионная длина для данного процесса может быть во много раз больше обычной длины амбиполярной диффузии в объеме. Это обусловлено разделением носителей разного знака, которые могут рекомбинировать, только если пересекут $p-n$ -переход.

В предыдущей работе [1] мы допускали, что сопротивление растекания достаточно мало, вследствие этого все

электрические характеристики рассматриваемой МДП структуры считались одинаковыми по всей площади. Так как, согласно [1], мы имеем дело с вихревым электрическим током, очень удобно в качестве критерия малости сопротивления растекания использовать сравнение продольного сопротивления инверсионного слоя с сопротивлением индуцированного $p-n$ -перехода. Было обнаружено, что с возрастанием инвертирующего напряжения фотоемкость не остается постоянной, а начинает резко убывать при напряжениях свыше 3.5 В. Анализ этого эффекта и посвящена данная работа.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для измерений использовался объемный $\text{Cd}_{0.28}\text{Hg}_{0.72}\text{Te}$ со следующими холловскими параметрами: концентрация дырок $p = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, их подвижность $\mu = 470 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Диэлектриком служил пиролитический SiO_2 , выращенный при температуре подложки 100°C . Система полевых электродов размером $0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$ и толщиной 5000 \AA создавалась термическим испарением In через маску. Были исследованы два типа образцов, различающихся только толщиной диэлектрика, соответственно 700 и 1000 \AA . Исследования по первому из этих типов приведены также в [1]. Все измерения проведены при температуре 80 К.

На рис. 1 показаны типичные вольт-фарадные характеристики (ВФХ), а также зависимости тангенса угла диэлектрических потерь от напряжения, $\text{tg } \delta = f(V)$, в темноте и при освещении. Освещение, как и в [1], производилось лампой накаливания. Видно, что и на темновых, и на световых характеристиках проявляются существенные изменения при напряжениях $\sim 3-4 \text{ В}$. Наблюдается резкое уменьшение фотоемкости и заметное увеличение темновой емкости на частоте 100 кГц, а также резкое возрастание $\text{tg } \delta$ в темноте и при 500, и при 100 кГц. Влияние освещения на зависимость $\text{tg } \delta$ от V имеет более сложный характер.

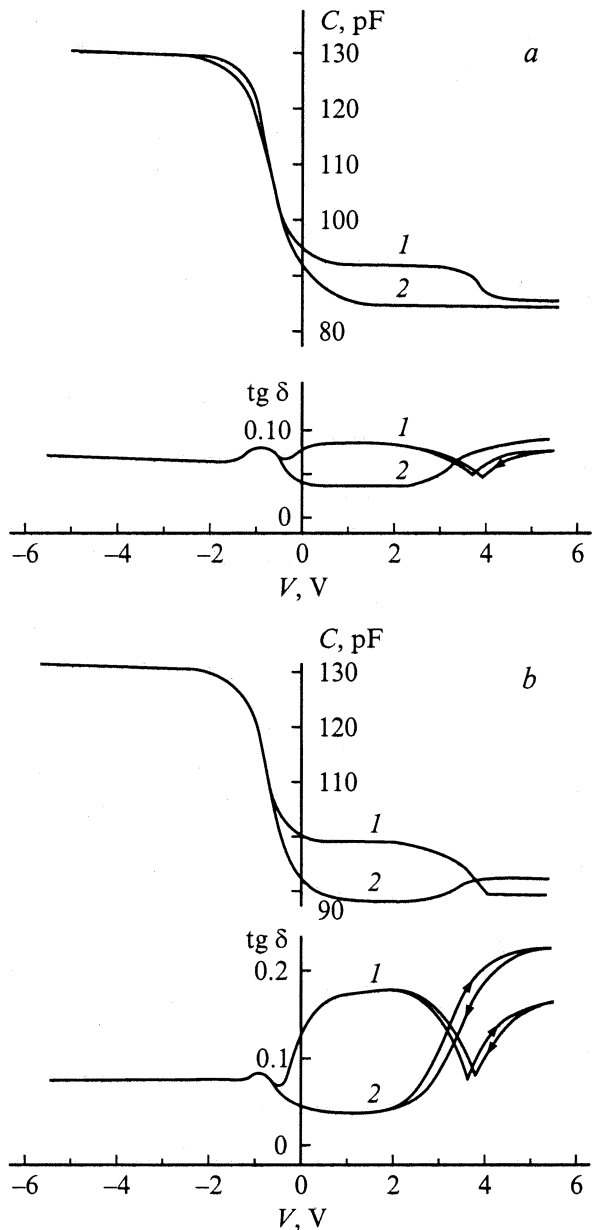


Рис. 1. Световые (1) и темновые (2) вольт-фарадные характеристики и зависимости $\text{tg } \delta = f(V)$. Освещение от лампы накаливания световым потоком $4 \cdot 10^{14}$ фот/см² · с; частота развертки по напряжению $5 \cdot 10^{-3}$ Гц; диэлектрик — пиролитический SiO_2 толщиной 1000 Å. Частота тестирующего сигнала, кГц: *a* — 500, *b* — 100.

В настоящее время эффекты такого типа обычно связывают с возникновением на границе раздела полупроводник-диэлектрик дополнительной, аномальной генерации электронно-дырочных пар [3–5].

Рассмотрим процессы, протекающие в МДП структуре. Увеличение емкости C МДП структуры при освещении обусловлено тем, что избыточные фотоэлектроны, наполняющие инверсионный слой, вызывают уменьшение ширины обедненного слоя. Индуцированный $p-n$ -

переход оказывается смещенным в прямом направлении и его проводимость увеличивается, причем, как показано в [1], в соответствии с формулой Шокли. Эта проводимость определяет появление „светового“ $\text{tg } \delta$. Аномальная генерация вызывает дополнительный поток дырок от поверхности в объем, вследствие чего барьер понижается и возникает эквивалентный встречный поток дырок из объема к поверхности. В результате емкость и проводимость барьера увеличиваются. Степень понижения барьера определяется, кроме того, соотношением между электронной и дырочной составляющими тока через барьер.

Полученные нами темновые ВФХ и зависимости $\text{tg } \delta = f(V)$ качественно согласуются с теми, что наблюдались в [3] и были в этой работе объяснены появлением дополнительной, аномальной, проводимости индуцированного $p-n$ -перехода.

В [1] мы экспериментально определили связь между C и $\text{tg } \delta$ перехода. Применяя эти данные к темновым кривым (рис. 1), мы можем сделать вывод, что значительный рост $\text{tg } \delta$ не согласуется с весьма умеренным ростом C . Как и в [3], этот факт можно объяснить тем, что аномальные области занимают только небольшую часть площади МДП структуры (в аномальных областях емкость C изменяется не так сильно, в то время как проводимость G может возрасти на несколько порядков величины).

Рассмотрим теперь роль освещения МДП структуры. Видно, что при повышенных напряжениях освещение приводит не к увеличению, а к уменьшению $\text{tg } \delta$. Если считать, что проводимость индуцированного $p-n$ -перехода, создаваемая светом, прибавляется к проводимости, создаваемой аномальной генерацией, и что справедлива простейшая эквивалентная схема МДП структуры, показанная на рис. 2, *a* (для оценок мы ради простоты исключили из рассмотрения потери в диэлектрике), то уменьшение $\text{tg } \delta$ будет происходить при

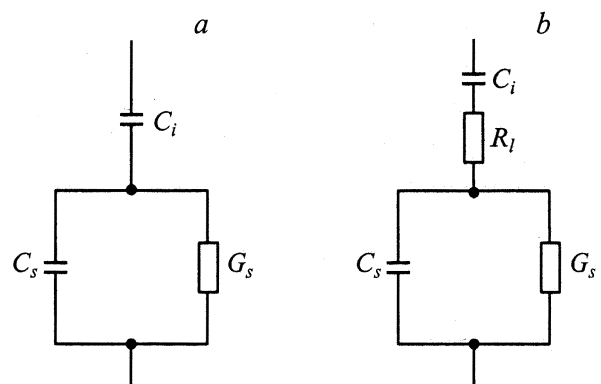


Рис. 2. Две эквивалентные схемы МДП структуры. C_i — емкость диэлектрика, C_s , G_s — емкость и проводимость индуцированного $p-n$ -перехода соответственно, R_i — эффективное продольное сопротивление инверсионного слоя.

условии для частоты

$$\omega < \omega_{\max}, \quad (1)$$

где

$$\omega_{\max} = G_s / [(C_i + C_s)C_s]^{1/2} \quad (2)$$

— циклическая частота, соответствующая максимуму $\text{tg } \delta$, т. е. $\text{tg } \delta^{(\max)}$, причем

$$\text{tg } \delta^{(\max)} = C_i / 2[(C_i + C_s)C_s]^{1/2}, \quad (3)$$

C_i — емкость диэлектрика, C_s, G_s — соответственно емкость и проводимость индуцированного p - n -перехода. Используя экспериментальные значения C_i, C_s , полученные из ВФХ по обычной методике, имеем $\text{tg } \delta^{(\max)} = 0.21$, что примерно и наблюдается экспериментально при частоте 100 кГц. Частота 500 кГц больше частоты максимума $\text{tg } \delta$, и для нее увеличение проводимости должно привести к увеличению $\text{tg } \delta$, что находится в полном противоречии с экспериментальными данными. Это заставляет считать, что рассматриваемая эквивалентная схема неприменима.

Световое уменьшение $\text{tg } \delta$ и при 100, и при 500 кГц можно объяснить на основании эквивалентной схемы, в которую введено некоторое эффективное последовательное сопротивление R_l (рис. 2, б). Это сопротивление появляется благодаря тому, что из-за неоднородности проводимости отдельных участков площади индуцированного p - n -перехода в инверсионном слое происходит перераспределение тестирующего тока, пересекающего МДП структуру, в пользу областей с высокой проводимостью, вследствие чего в инверсионном слое возникает продольная составляющая этого тока. При включении света R_l может уменьшиться за счет уменьшения продольной составляющей тестирующего тока, что и приведет к уменьшению $\text{tg } \delta$ на любой из рассмотренных частот.

Причинами уменьшения проводимости инверсионного слоя для фототока могут быть: захват свободных электронов из инверсионного слоя диэлектриком, уменьшение проводимости электронов, обусловленное флуктуациями поверхностного потенциала, разрыв инверсионного слоя за счет аномальных областей, в которых инверсия сменяется обеднением.

Для выяснения вопроса о том, с какой площади МДП структура собирает фотоэлектроны, были проведены измерения фоточувствительности при сканировании периферии МДП структуры сфокусированным лазерным лучом. Луч модулировался с частотой 1000 Гц, и возникающий на МДП структуре сигнал фотоэдс подавался на избирательный усилитель с входным импедансом 10^6 Ом, 70 пФ.

При измерении фотоэдс в качестве источника излучения применялся „красный“ лазерный диод (длины волн $\lambda = 630$ – 680 нм), излучение которого поступало в криостат, описанный в [6], через один из оптических каналов бинокулярного микроскопа, при этом второй канал использовался для визуального контроля образца.

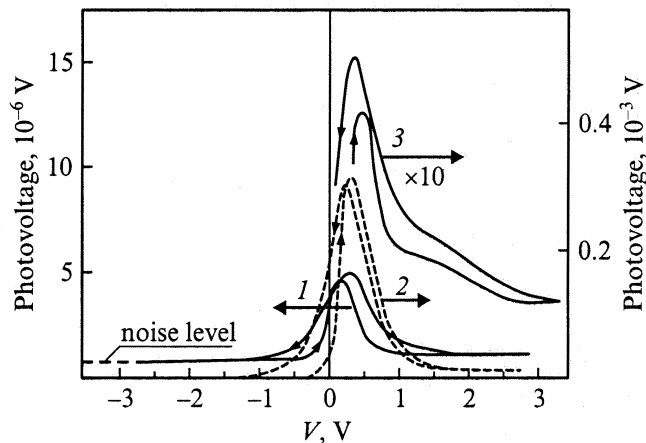


Рис. 3. Фотоэдс в зависимости от смещения на МДП структуре. Освещение сфокусированным лазерным лучом с частотой модуляции 1 кГц ближайшей периферии МДП структуры. Световая мощность, Вт: 1 — $5 \cdot 10^{-8}$, 2 — $4 \cdot 10^{-6}$, 3 — $1.35 \cdot 10^{-5}$.

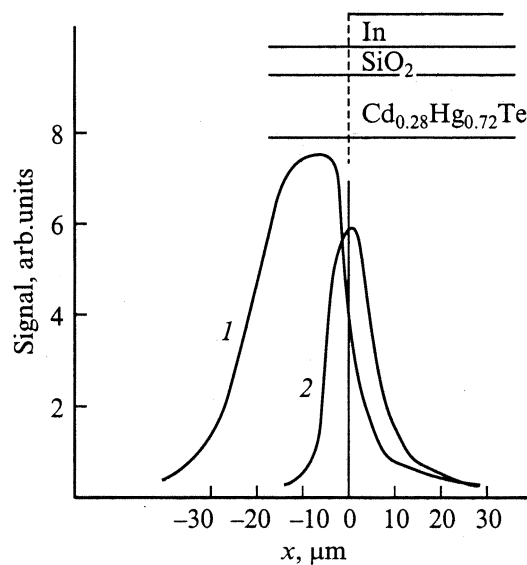


Рис. 4. Зависимость сигнала фотоэдс от положения x центра лазерного пятна по отношению к краю МДП структуры (1) и распределение мощности излучения в лазерном пятне (2).

Фотоемкость и фотоэдс имеют одну и ту же причину — изменение напряжения на барьере, поэтому можно сравнивать эти два эффекта между собой. При освещении МДП структуры модулированным (пульсирующим) световым потоком приращение напряжения на барьере имеет как постоянную составляющую, так и переменную, причем постоянная составляющая определяет фотоемкость, а переменная — фотоэдс.

На рис. 3 показаны характерные зависимости величины фотоэдс от напряжения на МДП структуре для нескольких значений интенсивности лазерного луча, сфокусированного в непосредственной близости от края полевого электрода.

ВФХ при воздействии излучением лазера подобны тем, какие были получены при освещении лампой накаливания. Лазерное пятно могло быть либо сфокусированным, либо расфокусированным по всей площади МДП структуры, излучение лазера могло быть либо модулированным, либо немодулированным — эффект от этого не зависит.

На рис. 4 приведена зависимость амплитуды одного из пиков фотоэдс от положения лазерного пятна (x) по отношению к краю полевого электрода. Видно, что характерные размеры области, засветка которой определяет фотоэффект в МДП структуре, составляет ~ 15 мкм. Эта величина совпадает с оценкой, полученной в [1] достаточно сложным косвенным способом.

В данных, показанных на рис. 3, мы видим еще два факта, подтверждающих предположение о существенном влиянии продольного сопротивления инверсионного слоя: 1) фотоэдс начинает спадать при меньших напряжениях, чем фотоемкость; можно объяснить это тем, что при измерении фотоэдс проводимость индуцированного p - n -перехода имеет не только омическую, но и емкостную составляющую (соответствующую частоте модуляции луча 1 кГц), так что влияние продольного сопротивления инверсионного слоя скажется сильнее; 2) на зависимости фотоэдс от напряжения для наибольшей интенсивности освещения появляется хвост в области повышенных напряжений, что может быть обусловлено возрастанием проводимости инверсионного слоя за счет самих же фотоэлектронов.

Паразитным эффектом, который может вызвать уменьшение фотоэффекта на постоянном токе (фотоемкость), является наличие токов утечки через диэлектрик, так как при инверсии направление тока утечки обратно фототоку. Однако в нашем случае токи утечки достаточно малы. Если при напряжении 5 В и при комнатной температуре ток утечки равен $5 \cdot 10^{-9}$ А, то при азотной температуре он становится менее 10^{-12} А. Для сравнения — фототок при самом низком световом потоке в [1], 10^{13} фот/см² · с, имеет величину $5 \cdot 10^{-10}$ А.

3. Заключение

При исследовании поверхностной фотоэдс обычным способом используется полупрозрачный полевой электрод. При этом эффекты, связанные с продольным перемещением свободных зарядов в инверсионном слое, маскируются более сильными эффектами. В данной работе описано уменьшение фоточувствительности МДП структуры с непрозрачным полевым электродом, которое мы объясняем уменьшением сопротивления индуцированного p - n -перехода в результате аномальной генерации на границе раздела полупроводник-диэлектрик, а также возрастанием сопротивления продольному перемещению свободных зарядов внутри инверсионного слоя.

Ввиду сложности исследованных структур, которые скорее всего неоднородны по площади, и сложности рассмотренных процессов мы в данной работе не сделали попыток детального объяснения полученных экспериментальных данных и их математической обработки.

Благодарим В.Н. Овсюка за ценные замечания.

Список литературы

- [1] В.Н. Овсюк, В.В. Васильев, Ю.П. Машуков. ФТП, **34** (7), 822 (2000).
- [2] В.Н. Овсюк. *Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда* (Новосибирск, Наука, 1984).
- [3] R.S. Nakhmanson, P.P. Dobrovolski, S.S. Amineva. Phys. St. Sol. (a), **9** (2), 699 (1972).
- [4] Ю.В. Настаушев, И.Г. Неизвестный, В.Н. Овсюк. Поверхность. Физика, химия, механика, **11**, 1126 (1984).
- [5] А.А. Гузев, Г.Л. Курышев, В.Г. Половинкин, В.А. Усова. Микроэлектроника, **17** (5), 465 (1988).
- [6] В.В. Васильев, Ю.П. Машуков, В.Н. Овсюк. ФТП, **31** (6), 749 (1997).

Редактор Л.В. Шаронова

Field-dependent photosensitivity of MIS In-SiO₂-Cd_{0.28}Hg_{0.72}Te structures with an opaque field electrode

V.V. Vasiliev, A.F. Kravchenko, Yu.P. Mashukov

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Investigation of photosensitivity of the MIS p -type In-SiO₂-Cd_{0.28}Hg_{0.72}Te structures with an opaque field electrode is being continued. The effect observed represented a sharp drop of the photosensitivity that followed an increase in the inversion voltage.