

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»
(НИТУ «МИСиС»)

ИНСТИТУТ
КАФЕДРА
НАПРАВЛЕНИЕ
(ПРОФИЛЬ)

Новых материалов и нанотехнологий
ППЭиФПП
11.04.04 Электроника и нанoeлектроника
(Полупроводниковые преобразователи энергии)

ОТЧЕТ ПО НАУЧНО-
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ПРАКТИКЕ

на тему:

Процессы ударной ионизации электронами и дырками в Ga_2O_3 в
сильных электрических полях

Обучающийся (группы)

МЭН-19-2-2
(аббревиатура)

Васильев А.А.
(Фамилия И.О.)

Преподаватель

к.т.н., проф.
(должность)

Поляков А.Я.
(Фамилия И.О.)

Оценка с учетом защиты

(оценка)

(дата)

(подпись)

(Фамилия И.О.)

Члены комиссии

(подпись)

(Фамилия И.О.)

Москва 2020

ЗАДАНИЕ
НА ВЫПОЛНЕНИЕ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ
ПРАКТИКИ

Студенту группы МЭН-19-2-2 Васильеву Антону Андреевичу

1. Тема работы Процессы ударной ионизации электронами и дырками в Ga₂O₃ в сильных электрических полях

2. Исходные данные 1 Role of Hole Trapping by Deep Acceptors in Electron Beam Induced Current Measurements in β -Ga₂O₃ Vertical Rectifiers / E.B. Yakimov [et al.]; 2 Role of Hole Trapping by Deep Acceptors in Electron Beam Induced Current Measurements in β -Ga₂O₃ Vertical Rectifiers / E.B. Yakimov [et al.]. – 2020; 3 Raghunathan R. Measurement of electron and hole impact ionization coefficients for SiC / R. Raghunathan, B.J. Baliga // IEEE International Symposium on Power Semiconductor Devices & ICs (ISPSD). – 1997. – № 2. – P. 173-176.

Дата выдачи задания 29.06.2020

Задание принял к исполнению студент



(подпись)

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1 Ионизация в высоких полях	5
2 Метод расчета коэффициентов ионизации по данным обратного тока	7
3 Метод расчёта диффузионных длин по эффективности собирания наведённого тока	8
4 Ударная ионизация в Ga_2O_3	10
4.1 Природа процессов ответственных за ударную ионизацию	10
4.2 Влияние глубоких акцепторов на процессы ударной ионизации....	12
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	14
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	15

ВВЕДЕНИЕ

Мощные полупроводниковые устройства позволяют системам силовой электроники достигать высокой эффективности и большой мощности, необходимой для различных энергосистем и систем передачи электроэнергии. Широкозонный Ga_2O_3 заявляет себя как перспективное решение. Его широкая запрещенная зона, высокие пробивные поля, большая скорость насыщения электронов являются определяющими свойствами для мощной электроники. В последние годы наблюдается сильный интерес к этому материалу из-за значительно улучшенного кристаллического качества объемных кристаллов и эпитаксиальных пленок, полученных различными методами; быстрого прогресса в отработке эпитаксиальных методик роста, легирования и сухого травления, что способствовало увеличению интереса к этому материалу.

Для мощной электроники важнейшим параметром являются пробивные поля, которые составляют 8 МВ/см для Ga_2O_3 . На данном этапе становления Ga_2O_3 технологии необходимо достичь понимания процессов, ответственных за транспорт носителей в высоких полях и за процессы ударной ионизации.

1 Ионизация в высоких полях

Рассмотрим теперь ударную ионизацию. В достаточно сильном электрическом поле носители тока «разгоняются» до таких больших энергий, что могут возбуждать новые электронно-дырочные пары за счет ударной ионизации. Темп генерации G электронно дырочных пар в единице объема при ударной ионизации можно записать в виде:

$$G = \alpha n v_n + \beta p v_p, \quad (1)$$

где α и β – коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок;

v_n и v_p – тепловые скорости электронов и дырок.

Коэффициенты α и β являются весьма резкими. Для больших полей в работе [1] получено следующее соотношение:

$$\alpha(\mathcal{E}) = \left(\frac{q\mathcal{E}}{E_I} \right) \exp \left(- \frac{\mathcal{E}_I}{\mathcal{E}(1 - \mathcal{E}/\mathcal{E}_P) + \mathcal{E}_{kT}} \right). \quad (2)$$

где E_I – пороговая энергия ударной ионизации;

\mathcal{E}_{kT} – критическое поле, при котором начинают проявляться эффекты теплового рассеяния носителей;

\mathcal{E}_P – критическое поле, при котором начинают проявляться эффекты замедления носителей за счет испускания оптических фононов.

Для отдельных участков полей уравнение (2) будет принимать вид:

$$\alpha(\mathcal{E}) = \left(\frac{q\mathcal{E}}{E_I} \right) \exp \left(- \frac{\mathcal{E}_I}{\mathcal{E}} \right), \text{ при } \mathcal{E}_P > \mathcal{E} > E_I \quad (3)$$

$$\alpha(\mathcal{E}) = \left(\frac{q\mathcal{E}}{E_I} \right) \exp \left(- \frac{\mathcal{E}_P \mathcal{E}_I}{\mathcal{E}^2} \right), \text{ при } \mathcal{E} > \mathcal{E}_P, \sqrt{\mathcal{E}_P \mathcal{E}_{kT}} \quad (4)$$

Температурную зависимость коэффициентов ударной ионизации можно выразить в терминах модифицированной трехпараметрической теории Бараффа. Этими параметрами являются пороговая энергия ударной ионизации E_I , средняя длина свободного пробега носителя до испускания оптического фонона λ и средняя потеря энергии при фононном рассеянии $\langle E_P \rangle$. Они определяются формулами:

$$\lambda = \lambda_0 \operatorname{th} \left(\frac{E_P}{2kT} \right), \quad (5)$$

$$\langle E_P \rangle = E_P \operatorname{th} \left(\frac{E_P}{2kT} \right), \quad (6)$$

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\langle E_P \rangle}{E_P}. \quad (7)$$

Зная величину λ_0 для материала и учитывая температурную зависимость $\langle E_P \rangle$ можно найти соответствующий некоторой температуре график Бараффа, который даст в конечном итоге искомую зависимость $\alpha(\mathcal{E})$. Параметры уравнения (3) для некоторых широкозонных полупроводников представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Коэффициенты ударной ионизации электронов

Материал	$\alpha_0 \times 10^{-6}, \text{ см-1}$	$\mathcal{E}_{crit} \times 10^{-8}, \text{ В/см}$	Ссылка
$\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$	2,5	3,96	[2]
GaN	0,25	0,34	[3]
SiC	0,15	0,16	[3]

2 Метод расчета коэффициентов ионизации по данным обратного тока

Из измеренной ветки ВАХ при обратном смещении при облучении фотонами с энергиями достаточными для ионизации[2; 4–6; 8]:

$$M = \frac{I_{Ph}(V) - I_{Dark}(V)}{I_{Ph}(V_{Unity}) - I_{Dark}(V_{Unity})}, \quad (8)$$

где V_{Unity} – напряжение, соответствующее полю, ниже начала лавинного умножения, чтобы коэф. умножения был равен единице.

Связь коэффициентов ионизации α и коэффициента умножения M_n определяется уравнением:

$$1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^W \alpha \exp \left[- \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right] dx, \quad (9)$$

где, где α и β – коэффициенты ионизации электронов и дырок.

Для диодов Шоттки, в которых преобладает ток одного типа носителей заряда, и учитывая большую эффективную массу дырок в β -Ga₂O₃ ($m_h \gg m_0$), можем допустить, что $\alpha \gg \beta$:

$$1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^W \alpha \exp \left[- \int_0^x \alpha dx' \right] dx, \quad (10)$$

Для таких полей, где $\alpha \cdot W \ll 1$:

$$1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^W \alpha dx, \quad (11)$$

Зная полевую зависимость фактора умножения $M_n(\mathcal{E})$, а следовательно, и $M_n(W)$ можно вычислить полевую зависимость фактора ионизации:

$$1 - M_n^{-1}(\mathcal{E}) = \frac{2}{w_1^2} \int_0^{\mathcal{E}} \alpha d\mathcal{E}, \quad (12)$$

где, $w_1 - (2\varepsilon/q N_d)^{1/2}$.

$$1 - M_n^{-1}(\mathcal{E}) = \frac{2}{w_1^2} \int_0^{\mathcal{E}} \alpha d\mathcal{E}, \quad (13)$$

$$\alpha(\mathcal{E}) = \mathcal{E} \cdot \frac{dM}{dV} \frac{1}{M^2} = \frac{dM}{dx} \frac{1}{M^2}, \quad (14)$$

Далее на графике в осях $\ln \alpha - 1/\mathcal{E}$ получаем параметры для уравнения.

3 Метод расчёта диффузионных длин по эффективности собирания наведённого тока

Наиболее надёжным методом измерения диффузионной длины, с разрешением в доли микрона, является анализ эффективности собирания наведенного тока электронным пучком EBIC.

$$I_C(E_B) = qG_0 \left(\int_{t_m}^W h(z) dz + \int_W^{\infty} h(z) \exp \left[-\frac{z-W}{L} \right] dz \right), \quad (15)$$

где W – ширина обедненной области;

t_m - толщина металла;

L - диффузионная длина.

$$h(z) = \frac{1,603}{R} \exp \left(-A \left[\frac{z}{R} - 0,22 \right]^2 \right), \quad (16)$$

где $R(E_B, \text{кэВ}) = 7,34 \cdot E_B^{1,75}$, нм;

$$A = \begin{cases} 12,86 & \text{для } z < 0,22 \cdot R \\ 3,97 & \text{для } z \geq 0,22 \cdot R \end{cases}.$$

Полная скорость генерации электронно-дырочных пар равна $G_0 = \frac{I_B E_B \eta}{q E_I}$, где I_B – ток пучка, η – доля энергии пучка, поглощенная внутри образца, а E_I – средняя энергия, необходимая для создания электронно-дырочной пары. Для $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ значение η/E_I можно оценить как $5,8 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ [7]. Результаты подгонки с использованием рассчитанной функции $h(z)$ для таких параметров как: скорости генерации электронных дырок G_0 , ширина области объемного заряда W , диффузионная длина L и толщиной металла t_m обычно представляют как зависимость от энергии пучка E_B измеренного и расчетные значения тока ЕВІС I_C , нормированные на произведение тока пучка I_B и энергии пучка E_B

4 Ударная ионизация в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$

4.1 Природа процессов ответственных за ударную ионизацию

Ударная ионизация – это двухэлектронный процесс, при котором электрон в валентной зоне взаимодействует с электроном в зоне проводимости, создавая дополнительный электрон в зоне проводимости и дырку в валентной зоне. Таким образом, этот процесс создает вторичные носители заряда, и этих вторичных носителей может в конечном итоге стать самоподдерживающейся, что приведет к лавинному пробое. Хотя это явление используется в некоторых высокочастотных устройствах и в фотоумножающих диодах, оно нежелательно в силовых устройствах.

На рисунке 1а показана схема описанного здесь механизма ударной ионизации в реальном пространстве, а на рисунке 1б – в обратном пространстве. Чтобы прояснить закон сохранения энергии и импульса в этом процессе, отметим, что горячий электрон в $m\mathbf{k}$ взаимодействует с электроном валентной зоны в состоянии $n'\mathbf{k}'$, а затем, пока горячий электрон оказывается в состоянии $n\mathbf{k} + \mathbf{q}$ в зоне проводимости, электрон валентной зоны переходит в зону проводимости в состоянии $m'\mathbf{k}' - \mathbf{q}$. Соответствующие диаграммы Фейнмана для полноты показаны на рисунке 1б.

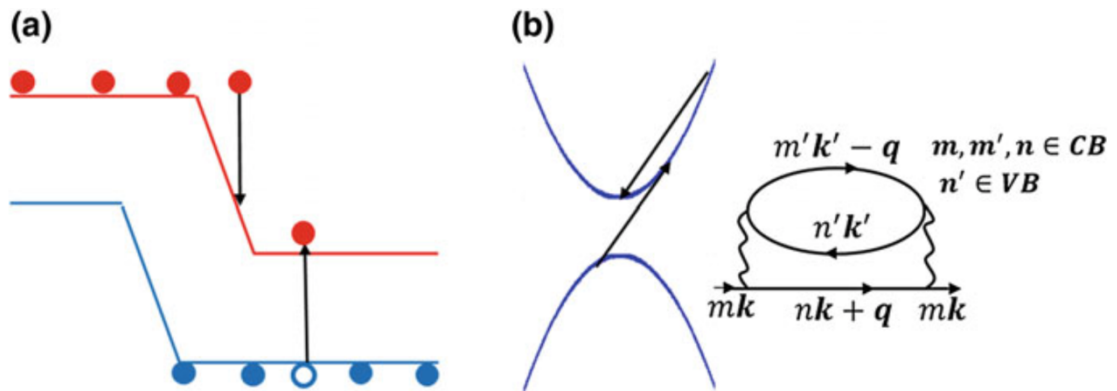


Рисунок 1 – Иллюстрация к процессу ударной ионизации в реальном пространстве (a) и в обратном пространстве (b)

Ab-initio расчёты коэффициентов ионизации требуют суммирования по внутренним степеням свободы на диаграмме Фейнмана, что подразумевает интегрирование по \mathbf{k}' и \mathbf{q} , и суммирование по m' , n' и p' . Зонная структура, рассчитанная на основе теории функционала плотности (DFT), показаны на рисунке 2b для $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Хорошо известно, что DFT недооценивает значение запрещенной зоны, однако для расчета коэффициентов ионизации ширина запрещенной зоны должна быть точно известна. Сообщается, что экспериментальная ширина запрещенной зоны в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ находится в диапазоне 4,5–4,9 эВ. Таким образом, посчитанные зоны сдвигаются таким образом, чтобы соответствовать экспериментальной запрещенной зоне.

Далее мы переходим к обсуждению некоторых ключевых особенностей ионизации в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Подобно рассеянию на фононах, ионизация также зависит от плотности конечных доступных состояний как для ионизирующих, так и для ионизированных электронов. $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ имеет изолированный минимум зоны проводимости, который находится примерно на $\sim 2,5$ эВ ниже Γ -долин. Во время начала ионизации конечное состояние как для ионизирующих, так и для ионизированных электронов находится в Γ -долине (рисунок 2b). Очень маловероятно, что горячий электрон у края зоны может вызвать ионизацию. Это связано с тем, что кулоновское взаимодействие, ответственное за ионизацию, является дальнедействующим, что означает, что взаимодействие не может вызывать больших изменений импульса электрона. Следовательно, электрон на краю зоны не может найти конечное состояние, которое удовлетворяет как закону сохранения энергии, так и сохранения импульса. Этот эффект можно наблюдать на рисунке 2c, где ионизация намного выше только вблизи центра зоны по сравнению с таковым у краев зоны. Это имеет решающие последствия для ионизации и общих транспортных свойств высоких полей.

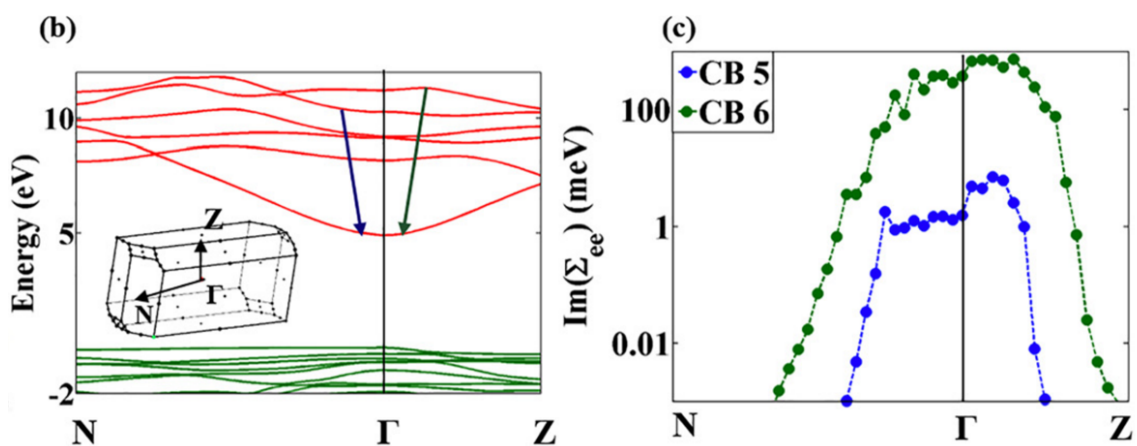


Рисунок 2 – Участие уровней СВ 5,6 в ударной ионизации (b) и ее эффективность (c)

Ионизация не может быть вызвана электронами, присутствующими в зонах проводимости СВ 1–3, поскольку они не обладают достаточной энергией ($\gg 33$), чтобы продвигать электроны валентной зоны в зону проводимости. Хотя СВ 4 действительно имеет некоторые энергетические состояния, которые имеют более высокую энергию, чем ширина запрещенной зоны, эти состояния находятся вблизи края зоны и не могут вызвать ионизацию по причинам, упомянутым в предыдущем абзаце. Следовательно, основной вклад ионизации происходит от СВ 5 и выше.

Анизотропия в ударной ионизации может быть четко прослежена по диапазону значений, охватываемому разными k -точками по всей зоне Бриллюэна при данной энергии. Причиной такой анизотропии является плоскость более высоких зон проводимости.

4.2 Влияние глубоких акцепторов на процессы ударной ионизации

Результаты, полученные в статье [7], показывают, что в вертикальных выпрямителях β -Ga₂O₃, по крайней мере, часть дырок, созданных возбуждением электронным пучком, подвижна при комнатной температуре и

может способствовать сбору сигнала EBIC. Заряд, собранный в EBIC из области пространственного заряда, имеет измеримые потери из-за захвата и рекомбинации через глубокие ловушки. Измерения зависимости эффективности собирания заряда EBIC, предполагают захват дырок глубокими акцепторами в нижней половине запрещенной зоны. Сравнение с глубокими акцепторными спектрами указывает на известные центры с порогом оптической ионизации 2,3 эВ как на дефекты, ответственные за наблюдаемые явления. Увеличение напряженности электрического поля в области пространственного заряда улучшает эффективность сбора дырок за счет увеличения их скорости.

В электрических полях, близких к $5 \cdot 10^5$ В/см, наблюдается скачок эффективности сбора заряда из-за возможной ударной ионизации дырочных ловушек. Если плотность ловушек с глубокими дырками высока, они могут способствовать увеличению обратного тока диодов Шоттки при напряжениях, которые намного ниже напряжений, соответствующих собственной ударной ионизации (это, возможно, вызывает более низкие, чем ожидалось, поля пробоя, наблюдаемые в исследованных образцах). Если причиной этого процесса являются глубокие акцепторы в приповерхностном слое, то можно ожидать, что рост в условиях, богатых кислородом, должен усугубить проблему, поскольку считается, что глубокие акцепторы связаны с вакансиями Ga. Что касается обработки поверхности, обработка в Ar плазме или обработка в жесткой водородной плазме поверхности Ga_2O_3 может способствовать образованию глубоких акцепторов вблизи поверхности контакта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существует анизотропия этого процесса в β -Ga₂O₃, обусловленная ионизацией с высших уровней в зоне проводимости. Данный факт важен для понимания процессов транспорта в высоких полях и работы устройств, работающих на принципах умножения носителей.

Так же сложности в измерении коэффициентов ударной ионизации вызывают глубокие акцепторы, связываемые с вакансиями Ga в материале. Участие этих центров в процессах ионизации может повлиять на работу лавинных фотодиодов на основе Ga₂O₃. Рост материала в условиях обогащения O₂ может увеличить концентрацию глубоких акцепторов и тем самым повысить чувствительность устройства.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Overstraeten V. Measurement of the ionization rates in diffused silicon p-n junctions / V. Overstraeten, D. Man // Microelectronics Reliability. – 1970. – Vol. 9. – № 6. – P. 462.
2. Ghosh K. Calculation of electron impact ionization co-efficient in β -Ga₂O₃ / K. Ghosh, U. Singiseti. – 2014. – Vol. 17. – № 2007. – P. 2013-2014.
3. Levinshtein M.E. Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe | Wiley / M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur.
4. Performance of deep ultraviolet gan avalanche photodiodes grown by MOCVD / S.C. Shen [et al.] // IEEE Photonics Technology Letters. – 2007. – Vol. 19. – № 21. – P. 1744-1746.
5. Experimental characterization of impact ionization coefficients for electrons and holes in GaN grown on bulk GaN substrates / L. Cao [et al.] // Applied Physics Letters. – 2018. – Vol. 112. – № 26.
6. Glover G.H. Ionization rate in GaAs determined from photomultiplication in a Schottky barrier / G.H. Glover // Journal of Applied Physics. – 1973. – Vol. 44. – № 7. – P. 3253-3256.
7. Role of Hole Trapping by Deep Acceptors in Electron Beam Induced Current Measurements in β -Ga₂O₃ Vertical Rectifiers / E.B. Yakimov [et al.]. – 2020.
8. Raghunathan R. Measurement of electron and hole impact ionization coefficients for SiC / R. Raghunathan, B.J. Baliga // IEEE International Symposium on Power Semiconductor Devices & ICs (ISPSD). – 1997. – № 2. – P. 173-176.