

ДИОДЫ ГАННА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $n\text{-InGaAs}/n^+\text{-InP}$

Борисов В. И., Гореленок А. Т., Дмитриев С. Г., Любченко В. Е.,
Рехвиашвили Д. Н., Рогашков А. С.

Рассмотрены особенности транспорта электронов в диодах Ганна на основе эпитаксиальных гетероструктур $n\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/n^+\text{-InP}$. На основе анализа ВАХ диода получена ВАХ собственно гетероперехода. Показано, что особенность на этой ВАХ обусловлена влиянием барьера высотой 0.17—0.18 эВ в n^+ -слое, ограничивающее влияние которого на ток снимается при напряжениях на гетеропереходе ~ 0.1 В. Наличие барьера способствует разрушению бегущего домена сильного поля и объясняет наблюдаемую зависимость частоты генерации от толщины активного n -слоя.

Тройные $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и четверные $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ соединения перспективны для создания высокоэффективных твердотельных приборов СВЧ диапазона и, в частности, диодов Ганна (ДГ) [1]. Эпитаксиальные слои таких соединений выращиваются, как правило, на подложках из InP, поскольку при оптимальном составе обеспечивается согласование параметров решетки. Как было показано ранее [2], в $n\text{-InP}$ отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) сохраняется при больших ($N \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) концентрациях электронов, что может приводить к проникновению доменов сильного поля в n^+ -подложку и тем самым к увеличению эффективной длины активной области. При этом нарушается соответствие между частотой генерации ДГ и толщиной n -слоя.

В настоящей работе исследовались особенности работы ДГ на основе пленок $n\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, выращенных методом ЖФЭ на сильно легированных подложках InP. Слои с концентрацией электронов $n = 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu = 9000 - 10\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ были получены кристаллизацией из раствора-расплава, легированного редкоземельными элементами [3]. Образцы ДГ изготавливались в виде сотовых структур [2] с диаметром контакта 12 мкм, что обеспечивало возможность проведения измерений в непрерывном режиме без дополнительных мер по улучшению теплоотвода. Получена генерация с эффективностью 2.5% в 8-миллиметровом диапазоне длин волн.

На рис. 1 представлены зависимости частоты генерации исследуемых ДГ и для сравнения ДГ на основе структур $n\text{-GaAs}/n^+\text{-GaAs}$, $n\text{-InP}/n^+\text{-InP}$ от толщины активной области, причем в случаях ДГ из InP и InGaAs измерения проводились при использовании перехода в качестве анодного контакта. Как видно из рисунка, для ДГ из $n\text{-InGaAs}/n^+\text{-InP}$ в отличие от ДГ из $n\text{-InP}/n^+\text{-InP}$ наблюдается хорошее соответствие между частотой генерации и толщиной n -слоя, которое свидетельствует о том, что наличие гетероперехода (ГП) в исследуемых ДГ препятствует проникновению доменов сильного поля в n^+ -подложку.

Судя по литературным данным [4-6], можно ожидать, что на гетеропереходе существует барьер ~ 0.1 эВ со стороны n^+ -слоя, причем как для электронов в Г-долинах, так и для электронов в L-долинах. О наличии такого барьера свидетельствует также анализ ВАХ диода (рис. 2). Как видно из рисунка, начальный участок ВАХ имеет омический характер. Наклон ВАХ хорошо соответствует расчетному сопротивлению n -области с учетом эффектов растекания и переходного сопротивления контакта. На обратной ветви ВАХ заметна особенность в

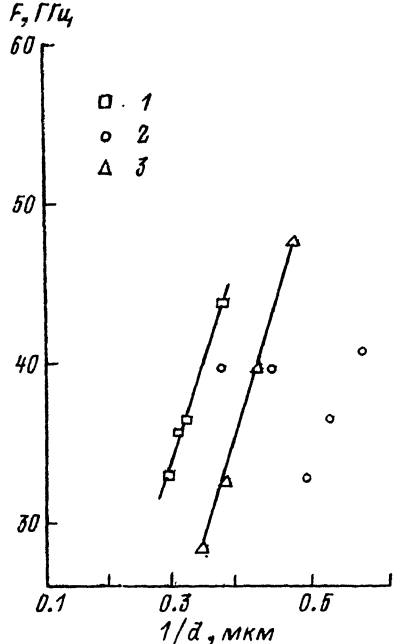


Рис. 1. Зависимость частоты генерации ДГ от толщины активной области.

1 — $n\text{-InGaAs}/n^+\text{-InP}$, 2 — $n\text{-InP}/n^+\text{-InP}$,
3 — $n\text{-GaAs}/n^+\text{-GaAs}$ [3].

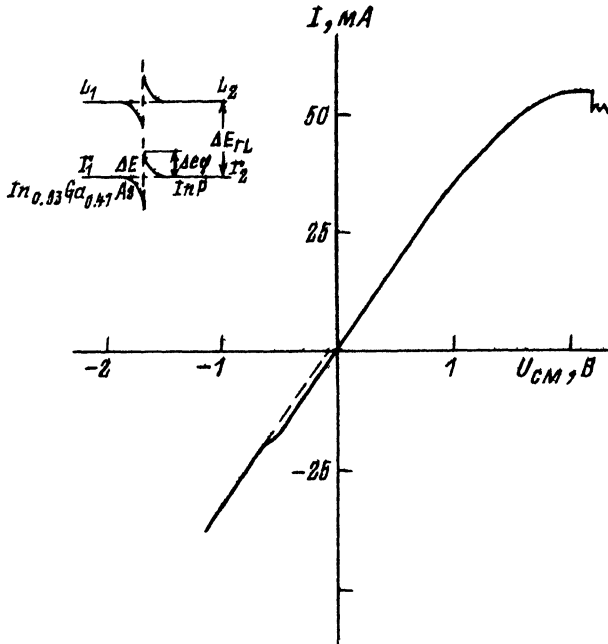


Рис. 2. Статистическая ВАХ ДГ из $n\text{-InGaAs}/n^+\text{-InP}$ ($n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 9500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$).

виде плато, а высоковольтная часть этой ветви сдвинута на величину ~ 0.1 В по отношению к начальному участку ВАХ. Такой характер ВАХ структуры говорит о том, что на ВАХ собственно ГП должен существовать участок насыщения тока, а падение напряжения ~ 0.1 В на ГП приводит к устранению его ограничивающего влияния на величину тока. Это подтверждается видом ВАХ гетероперехода (рис. 3), полученной с помощью анализа ВАХ образца в магнитном поле, позволяющего выделить вклад как объема, так и контактов в общее сопротивление образца.

С помощью развитой в [7] теории термоавтоэмиссионного механизма токопрохождения через барьер может быть оценена величина барьера в n^+ -слое, соответствующая току насыщения ГП. Исходя из параметров n^+ -слоя в исследуемых структурах: эффективной массы $0.07m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), концентрации легирующей примеси 10^{18} см^{-3} и плотности тока, определенной с учетом эффекта растекания ($\sim 2 \cdot 10^4 \text{ А}/\text{см}^2$), получаем высоту барьера $0.17\text{—}0.18$ эВ, что не противоречит существующим в литературе представлениям об этой величине (см., например, [5]). Причины появления участка насыщения на ВАХ требуют особого обсуждения, поскольку даже при наличии барьера на ГП такой участок на ВАХ возможен далеко не всегда [8]. Его существование свидетельствует о

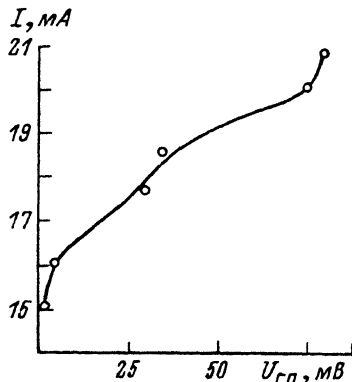


Рис. 3. ВАХ собственно гетероперехода $n\text{-InGaAs}/n^+\text{-InP}$.

том, что примененное напряжение падает в основном на одну сторону от ГП — в данном случае в n -слое. При параметрах, соответствующих исследуемой структуре, это может быть связано только с поверхностными состояниями (ПС) на границе раздела слоев, которые стабилизируют высоту барьера в n^+ -слое, что и приводит к наблюдаемому эффекту. Как видно из прямой ветви ВАХ ДГ, при напряжениях ниже порогового барьер на ГП не оказывает заметного влияния на форму характеристики и, следовательно, на прохождение тока через ГП. Однако в режиме генерации наличие барьера высотой 0.17—0.18 эВ может оказывать существенное влияние на движение электронов в L -долине при переходе их из n -слоя в n^+ -слой. Действительно, как нетрудно оценить, толщина барьера составляет $\sim 100 \text{ \AA}$, и, поскольку эффективная масса электронов в L -долине InP достаточно велика ($m_L^* = 0.4m_0$), вероятность туннелирования электронов в L -долину InP через барьер высотой 0.1 эВ существенно меньше, чем для электронов в Γ -долине (см. вставку на рис. 2). Кроме того, длина релаксации энергии электронов в L -долине составляет обычно несколько сотен ангстрем, поэтому наличие энергетической ямы вблизи ГП приводит к захвату в нее L -электронов и также препятствует проникновению электронов в L -долину InP. Более того, следует отметить, что существующие литературные данные [9, 10] не исключают возможности того, что энергетический зазор ΔE_{GL} в объеме InP больше, чем в InGaAs. Действие указанных выше факторов приводит к тому, что часть электронов из L -долины InGaAs при переходе через ГП должна попадать в Γ -долину InP, что способствует разрушению домена сильного поля, и частота генерации ДГ зависит только от толщины n -слоев InGaAs.

Зависимость диодов из InGaAs является также же, что по сравнению с традиционными ДГ на основе n -GaAs и n -InP частота генерации при тех же толщинах n -слоя оказывается существенно выше (рис. 1).

В заключение отметим, что при использовании ГП в качестве катодного контакта падение напряжения $\sim 0.1 \text{ В}$ на ГП должно приводить к увеличению энергии инжектируемых электронов, что, как известно, повышает эффективность генерации ДГ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Полупроводниковые материалы для приборов с междолинным переносом электронов. Киев, 1982. 136 с.
- [2] Борисов В. И., Галанин А. Л., Любченко В. Е., Рогашков А. С., Телегин А. А. // Радиотехн. и электрон. 1988. Т. 36. В. 10. С. 2211—2214.
- [3] Баграев Н. Т., Власенко Л. С., Гацоев К. А., Гореленок А. Т. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 1. С. 83—85.
- [4] Eddison I. G., Davies I., Giels P. L., Brookbanks D. M. // Electron. Lett. 1981. V. 17. P. 758—760.
- [5] Gies P., Gerhardt R. R. // Surf. Sci. 1986. V. 178. N 1. P. 149—187.
- [6] Голубев Л. В., Крещук Л. М., Новиков С. В., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сайдашев И. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 1948—1954.
- [7] Crowell C. R., Rideout V. L. // Sol. St. Electron. 1989. V. 12. N 1. P. 89—105.
- [8] Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник. М., 1957. 432 с.
- [9] Алексеев М. А., Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Решина И. И., Сапега В. Ф., Сиренко А. А. // Изв. АН СССР. Сер. Физика. 1989. Т. 53. В. 9. С. 1769—1772.
- [10] Kowalsky W., Schlachetzki // Electron. Lett. 1984. V. 20. P. 502—503.