

## ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГЕТЕРОСТРУКТУР Ge—GaAs К ОСВЕЩЕНИЮ В ОБЛАСТИ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

Макаров О. А., Неизвестный И. Г., Сияюков М. П., Супрун С. П.,  
Шумский В. Н.

Выполнены измерения тока короткого замыкания (КЗ) фотодиода Ge—GaAs в зависимости от энергии фотонов в ВУФ области спектра. Благодаря использованию накопительного кольца ВЭПП-2М в качестве первичного стандарта излучения, а также предварительным измерениям эффективности дифракционной решетки монохроматора определена квантовая эффективность фотодиода в диапазоне энергий фотонов от 20 до 35 эВ.

*Введение.* Гетеропереход (ГП) Ge—GaAs является в настоящее время одной из наиболее исследованных структур, получаемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Изготовленные на этом ГП фотоприемники обладают высокой чувствительностью в спектральной области от 0.6 до 1.5 мкм.

Цель настоящей работы — исследование fotocувствительности указанных гетероструктур в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области спектра. Экспериментально установлено, что в полупроводниках IV группы и соединений III и V групп сумма сил осцилляторов для переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости исчерпывается при энергиях кванта  $\geq 10$  эВ. В этих условиях существенный вклад в фотоотклик должны давать возбуждаемые с остоновых уровней электроны. При возбуждении электрона с остонового уровня образованная вакансия рекомбинирует с электроном валентной зоны. Поскольку время жизни остоновой дырки много меньше времени жизни неосновных носителей, можно считать, что фотоотклик ГП формируется путем разделения возникающих при освещении неравновесных носителей заряда электрическим полем ГП. Соответственно квантовой эффективностью называют число электрон-дырочных пар, разделившихся в фотодиоде, в расчете на один фотон падающего излучения. Глубина залегания остоновых уровней в арсениде галлия около 20 эВ, а в германии — около 30 эВ. Этим обстоятельством и был обусловлен выбор указанного диапазона энергий фотонов.

### Технология приготовления структур

Исследованные структуры были получены методом МЛЭ в высоковакуумной установке с рабочим давлением  $10^{-8}$  Па. Подробно технология описана в работах [1, 2]. В ближней ИК области спектра для реализации так называемого «эффекта окна» освещение фотодиода производится со стороны широкозонного материала. В технологическом плане это означает, что в качестве подложки используется пластина германия, на которой выращивается эпитаксиальная пленка арсенида галлия. Однако более простым и экономичным способом получения ГП является другой процесс — осаждение Ge на подложку из GaAs. Такой вариант предпочтительнее, потому что, во-первых, требуемые электрофизические параметры бинарного материала закладываются сразу же при выборе подложки и, во-вторых, предэпитаксиальная обработка и очистка его поверхности от окислов являются в настоящее время хорошо отработанными процессами.

В качестве подложек были использованы пластины GaAs, вырезанные в плоскости (100),  $n$ -типа проводимости с концентрацией  $n=5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Материал проходил стандартную обработку, после чего производилась его загрузка в вакуумную систему. Удаление окислов с поверхности проводилось термическим нагревом до  $600^\circ\text{C}$ . Напыление германия производилось с помощью электронного пучка при температуре подложки  $550^\circ\text{C}$ . Полученные таким образом монокристаллические пленки германия  $p$ -типа имели концентрацию  $p=(2 \div 4) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и подвижность  $\mu_n=500 \div 600 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Для того чтобы поглощение света происходило эффективно в обоих материалах, с помощью фотолитографии и последующего химического травления в германиевой пленке вскрывались окна размером  $14 \times 14 \text{ мкм}$ . В результате этого на подложке из арсенида галлия формировалась сетка из германия с периодом  $20 \text{ мкм}$ . Параметры сетки были вы-

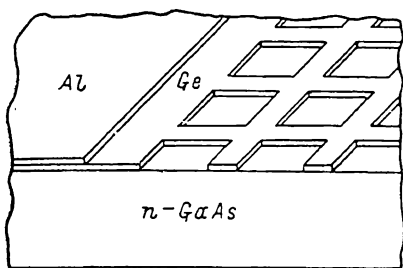


Рис. 1. Конструкция гетерофотодиода на основе Ge—GaAs для ВУФ области спектра.

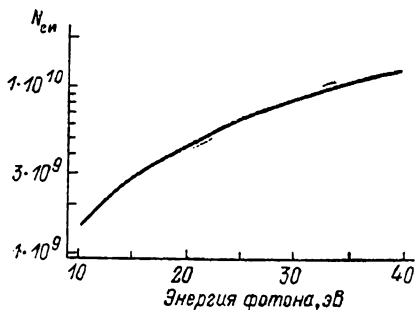


Рис. 2. Спектральная зависимость потока излучения из накопителя ВЭПП-2М в телесный угол, соответствующий приемной площадке фотодиода, и спектральный интервал длин волн  $1 \text{ нм}$  при энергии электронов  $510 \text{ МэВ}$  и их токе  $1 \text{ мА}$ .

браны исходя из значений длины диффузии неосновных носителей заряда в подложке, а также при условии, что освещаемые поверхности обоих материалов примерно равны по площади (рис. 1). В связи с необходимостью детектирования слабых потоков излучения ( $10^{12} \text{ фот}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) площадь фотоприемной области была выбрана равной  $10 \text{ мм}^2$  в форме квадрата. Как видно из рис. 1, в качестве омического контакта к пленке германия используется алюминиевая рамка, окаймляющая фотоприемную область. Омический контакт к базе фотодиода формировался с тыльной стороны планарной структуры. Для уменьшения воздействия на фотодиод внешней среды поверхность фотоприемника была покрыта пленкой монооксида кремния толщиной около  $10 \text{ нм}$ .

### Методика измерений

Измерения производились с использованием вакуумного монохроматора нормального падения на синхротронном излучении накопительного кольца ВЭПП-2М [3]. Ток короткого замыкания фотодиода измерялся с помощью электрометрического усилителя типа У5-7 с входным сопротивлением  $10^{10} \text{ Ом}$ , включенного по стандартной схеме.

Накопительное кольцо является первичным эталоном излучения. Спектральные и угловые характеристики синхротронного излучения описываются уравнениями классической электродинамики, и для накопителя ВЭПП-2М они могут быть рассчитаны с точностью, лучшей  $1\%$  [4]. Результат расчета светового потока в фотонах за  $1 \text{ с}$  из накопителя ВЭПП-2М в телесный угол  $0.384 \times 0.384 \text{ мрад}$ , соответствующий размеру приемной площадки фотодиода (ФД), и спектральный интервал длин волн  $1 \text{ нм}$  при энергии электронов  $510 \text{ МэВ}$  и величине тока в накопительном кольце  $1 \text{ мА}$  приведены на рис. 2 для энергий фотонов от  $10$  до  $40 \text{ эВ}$ .

Собранный по схеме Водсворта вакуумный монохроматор является наиболее подходящим для калибровочных измерений, поскольку его спектральная

характеристика целиком определяется дифракционной решеткой — единственным оптическим элементом монохроматора. Основной методической проблемой метрологических измерений в области  $30 \div 120$  нм при работе с СИ является задача подавления или точного учета высших порядков дифракции. В интервале  $30 \div 60$  нм в наших измерениях в расчет принимался только первый порядок дифракции, поскольку в спектре излучения, отраженного дифракционной решеткой, наблюдается резкий край, связанный с падением отражательной способности золотого покрытия дифракционной решетки для длин волн, меньших 30 нм. Соответственно в интервале  $60 \div 90$  нм необходимо учитывать дифракцию во втором порядке, а в интервале  $90 \div 120$  нм — во втором и третьем порядках.

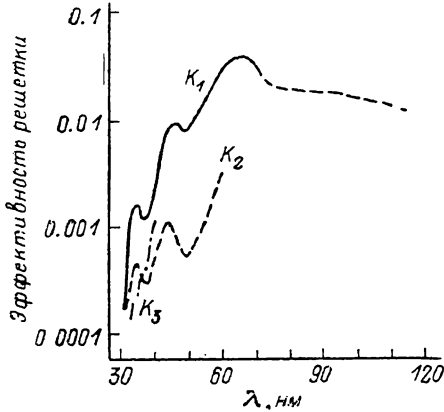


Рис. 3. Спектральная эффективность рабочей дифракционной решетки с золотым покрытием для первого ( $K_1$ ), второго ( $K_2$ ) и третьего ( $K_3$ ) порядков дифракции.

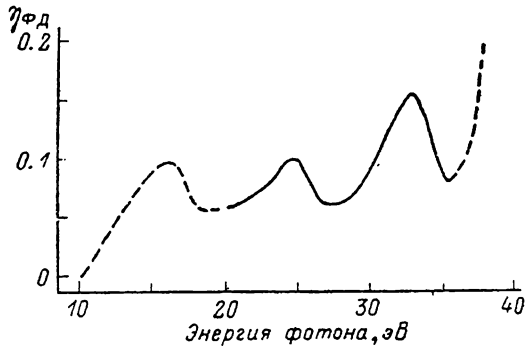


Рис. 4. Квантовая эффективность гетерофотодиода Ge—GaAs (количество разделившихся электрон-дырочных пар в расчете на один падающий фотон).

Погрешность не превышает 20 % (сплошная линия).

Предварительно в монохроматоре устанавливалась вспомогательная решетка и выполнялись измерения спектральной эффективности рабочей дифракционной решетки в первом  $K_1$  ( $\lambda$ ), втором  $K_2$  ( $\lambda$ ) и третьем  $K_3$  ( $\lambda$ ) порядках дифракции. Результаты таких измерений приведены на рис. 3. Часть кривой  $K_1$  ( $\lambda$ ) проведена пунктиром, поскольку не были учтены высшие порядки дифракции от вспомогательной решетки. Применение фильтров для подавления высших порядков на область длин волн короче 100 нм сильно затруднено, так как используемые для этой цели свободные пленки металлов толщиной  $20 \div 100$  нм сложны в приготовлении и имеют невысокую прочность.

Квантовая эффективность фотодиода  $\eta(\lambda)$  может быть определена по формуле

$$\eta(\lambda) = \frac{N_{\text{ФД}}(\lambda)}{K_1(\lambda) N_{\text{СИ}}(\lambda)}, \quad (1)$$

где  $N_{\text{ФД}}(\lambda)$  — ток КЗ фотодиода (в эл/с), а  $N_{\text{СИ}}(\lambda)$  — поток фотонов из накопителя в соответствующий телесный угол и спектральный интервал (в фот/с). В интервале длин волн  $60 \div 90$  нм необходимо учесть второй порядок дифрагированного излучения, а в интервале  $90 \div 120$  нм — еще и третий порядок, подставив  $N_{\text{ФД}}^*$  в числитель выражения (1) вместо  $N_{\text{ФД}}$ :

$$N_{\text{ФД}}^*(\lambda) = N_{\text{ФД}}(\lambda) - \frac{1}{2} K_2\left(\frac{\lambda}{2}\right) N_{\text{СИ}}\left(\frac{\lambda}{2}\right) \eta\left(\frac{\lambda}{2}\right) - \frac{1}{3} K_3\left(\frac{\lambda}{3}\right) N_{\text{СИ}}\left(\frac{\lambda}{3}\right) \eta\left(\frac{\lambda}{3}\right). \quad (2)$$

Здесь из фототока вычитаются составляющие, определяемые вторым и третьим порядками дифракции. Коэффициенты  $1/2$  и  $1/3$  в (2) соответствуют двух- и трехкратному увеличению дисперсии решетки во втором и третьем порядках дифракции.

На рис. 4 приведена квантовая эффективность фотодиода в диапазоне энергий фотона от 10 до 40 эВ. Часть кривой от 10 до 20 эВ проведена пунктиром, так как в этом интервале эффективность дифракционной решетки  $K_1(\lambda)$  измерена не совсем точно из-за влияния второго и третьего порядков дифракции. Максимум при  $\hbar\omega=16$  эВ, вероятно, обусловлен заниженным значением эффективности  $K_1(\lambda)$  в этой области. Также пунктиром проведена кривая для энергий фотонов выше 35 эВ, поскольку здесь, во-первых, резко падает эффективность дифракционной решетки и, во-вторых, возрастает уровень рассеянного света. Максимумы при  $\hbar\omega=24.5$  и  $32.5$  эВ связаны, по-видимому, с возбуждением электронов с остовных уровней галлия и германия соответственно.

Впервые измерения квантовой эффективности в ВУФ области спектра были выполнены в Национальном бюро стандартов США на синхротронном излучении накопителя SURF [6]. Такие измерения были сделаны для фотокатодов из вольфрама и окиси алюминия. Максимальные значения квантовой эффективности (электронов на фотон) составляют для W 0.13 при энергии фотона 15.5 эВ, а для  $Al_2O_3$  — 0.15 при энергии фотона 19.1 эВ.

Другая группа авторов [6, 7] выполнила измерения квантовой эффективности коммерческих фотодиодов  $Si_{3N_4}$  и шоттковского  $GaAsP-Au$  с удаленными входными окнами в диапазоне энергий фотонов от 5 до 1000 эВ. Для своих измерений они использовали синхротронное излучение накопителей BESSY в Западном Берлине и DORIS в Гамбурге. Методика их измерений отличалась от методики, использованной в нашей работе. Квантовая эффективность определялась с помощью относительных измерений. Для сравнения были использованы фотоэмиссионные диоды с известными характеристиками.

Результаты наших измерений дают в несколько раз меньшую квантовую эффективность гетерофотодиода  $Ge-GaAs$ , чем измеренного в [6, 7] шоттковского фотодиода  $GaAsP-Au$ . Более низкая чувствительность гетероструктуры  $Ge-GaAs$ , по-видимому, обусловлена двумя основными причинами: во-первых, использованием монооксида кремния в качестве пассивирующего покрытия и, во-вторых, малой эффективностью деления заряда в ГП при работе в режиме короткого замыкания. Монооксид кремния, как известно, обладает высоким коэффициентом поглощения в ВУФ области спектра, что уменьшает квантовую эффективность фотоприемника. В спектральной области  $0.6 \div 1.5$  мкм на этих же структурах было зарегистрировано увеличение квантовой эффективности в  $20 \div 30$  раз при приложении обратного смещения  $40 \div 50$  В.

С другой стороны, следует отметить, что полупроводниковые фотодиоды имеют более высокую эффективность по сравнению с фотоэмиссионными. Кроме того, они имеют высокую линейность в широком динамическом диапазоне, что обуславливает их выбор в качестве детекторов для многих приложений, в которых потоки фотонов слишком велики для детекторов, работающих в счетном режиме.

В заключение авторы выражают благодарность Е. С. Глускину и обслуживающему персоналу накопительного кольца ВЭПП-2М за оказанное содействие при выполнении данной работы.

#### Список литературы

- [1] Aseev A. L., Pogorelov Yu. N., Stenin S. I., Shumsky V. N. // Thin Sol. Films. 1975. V. 32. N 2. P. 351—354.
- [2] Асеев А. Л., Погорелов Ю. Н., Стенин С. И., Шумский В. Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1974. Т. 38. В. 7. С. 1522—1527.
- [3] Makarov O. A., Sinyukov M. P., Gluskin E. S., Zakharov V. M. // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 208. P. 419—421.
- [4] Gluskin E. S., Trakhtenberg E. M., Feldman I. G., Kochubei V. A. // Space Sci. Instr. 1980. V. 5. P. 129—135.
- [5] Madden R. P. // V Int. Conf. on VUV radiation physics. V. III. Instrumentation and applications. Montpellier, France, 1977. P. 120—122.
- [6] Barth J., Jark W., Wolf R., Tegeler E. // Int. Conf. «Vacuum Ultraviolet Radiation Physics». Lund, Sweden, 1986. V. 1. P. 260—262.
- [7] Barth J., Tegeler E., Krisch M., Wolf R. // SPIE. 1986. V. 733. P. 481—485.