

H_{RD} — амплитуды падающей, зеркально отраженной и зеркальной дифрагированной волн соответственно; θ_2 — угол выхода зеркальной дифрагированной волны ($\sin \theta_2 = \sqrt{1 - b_2^2}$). Интенсивность зеркальной дифрагированной волны равна $I_{RD} = |H_{RD}|^2 \sin \theta_2 / \sin \theta_1$.

При проведении конкретных расчетов, результаты которых представлены на рисунке (рассматривалось (2 2 0) отражение Си К α -излучения от кремния), для простоты полагалось $\chi_0(z) = \text{const}$, $\chi_{h,\bar{h}}(z) = \alpha(z)\chi_{h,\bar{h}}$, где действительный коэффициент изменяется от 0 до 1 в нарушенном слое («степень аморфизации»). Наличие переходного слоя между идеальной частью кристалла и аморфной пленкой приводит к сдвигу кривой скользящей дифракции в область меньших углов выхода и ее сужению.

В заключение автор выражает благодарность Я. А. Сорникову за помощь в проведении расчетов и С. А. Степанову за полезное обсуждение проблемы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Андреева М. А., Борисова С. Ф., Степанов С. А. // Поверхность. 1985. № 4. С. 5—26. [2] Andreeva M. A., Rošete C., Kharachev Yu. P. // Phys. Stat. Sol. (a). 1985. 88. P. 455—462. [3] Андреева М. А., Борисова С. Ф. // Кристаллография. 1985. 30, № 5. С. 849—856. [4] Андреева М. А., Сорников Я. А., Хапачев Ю. П. // Тез. докл. III Всесоюз. совещ. «Когерентное взаимодействие излучения с веществом» (17—19 сент. 1985 г., г. Ужгород). М., 1985. С. 86—87.

Поступила в редакцию
07.02.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

УДК 621.315.592

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИИ КИСЛОРОДА В ВЫСОКООМНОМ АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

В. А. Морозова, В. В. Остробородова

(кафедра физики полупроводников)

Электронные параметры высокоомного GaAs часто определяют донорные (Д) уровни атомов кислорода, расположенных в узлах As(O_{As}), или атомов As в узлах Ga(As_{Ga} , центры $EL2$), отстоящие от зоны проводимости (c), по данным различных работ, на $\mathcal{E}_{Dc} \approx 0,63—0,83$ эВ [1—6]. Для правильной идентификации центров необходимо знать отличительные особенности уровней. Обычно в литературе сообщается об исследовании n -GaAs(O) с темновыми удельными сопротивлениями при 300 К $\rho = 10^6—10^8$ Ом·см; при этом, как правило, рассматриваются переходы электронов с O^0 -центров в c -зону. Сведения о фотоионизации дырок в валентную (v) зону с O^+ -центров немногочисленны [3]; именно с этими переходами мы связывали оптическое поглощение (ОП) высокоомного p -GaAs(Cr), когда высказывали гипотезу о том, что в области $h\nu > 0,75$ эВ оно определяется не хромом, а всегда присутствующими в таком материале атомами O^+ [7]. С целью проверки этой гипотезы, а также для определения энергии ионизации и температурного смещения Д-уровня O мы предприняли сравнительные исследования темновых и фотохолловских параметров, ОП, фотопроводимости (ФП) образцов GaAs(O) с разным заполнением Д-уровня электронами. Предельно высокоомные (ПВ) образцы после исключения поверхностной проводимости имели $\rho \approx 2 \cdot 10^9$ Ом·см и эффективную энергию ионизации в области 290—500 К $\mathcal{E}_{Dc}^0 \approx 0,70—0,75$ эВ; при этом постоянная Холла R для $T \geq 370$ К превышала собственную R_s , т. е. была np -биполярна. Остальные образцы имели ρ от 10^4 («низкоомные», Н) до 10^8 («высокоомные», В) Ом·см, $R < R_s$ и $\mathcal{E}_{Dc}^0 = 0,8$ эВ [2].

У ПВ- и В-образцов с изменением интенсивности $I = 10^{13}—10^{15}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ собственного либо примесного с $h\nu = 1,1$ эВ освещения величины R дважды меняли знак, и проводимость в интервале изменения ρ , $\rho^* \approx 5 \cdot 10^7—5 \cdot 10^4$ Ом·см определялась дырками с эффективной холловской подвижностью $\mu_p^* \leq 400$ см 2 /(В·с) (спектры ОП и ФП записаны в этих условиях). В образцах с $\rho < 10^6$ Ом·см ФП при освещении всегда остается электронной [8].

На рис. 1 представлены типичные спектры коэффициентов поглощения $\alpha(h\nu)$ для ПВ-, Н- и В-образцов (кривые 1, 2, 3 соответственно). Здесь же показаны кривая Луковского [9], рассчитанная с $\mathcal{E}_i=0,76$ эВ (штриховая), кривая из работы [1] для n -GaAs(O) с $\rho=10^7$ Ом·см (штрих-пунктир) и кривая 4 для p -GaAs(Cr) [7]. Видно, что Н- и В-образцы обладают близкими $\alpha(h\nu)$ — это свидетельствует об отсутствии заметных изменений в суммарных количествах примесных центров при возрастании ρ . ПВ-образцы имеют иные, на порядок большие $\alpha(h\nu)$, качественно и количественно совпадающие с $\alpha(h\nu)$ для p -GaAs(Cr) в области $h\nu \geq 0,8$ эВ. Этим под-

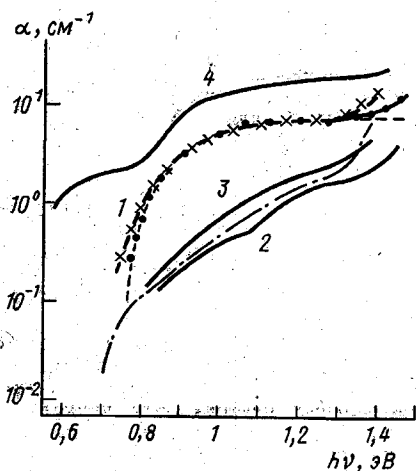


Рис. 1. Спектры поглощения образцов GaAs(O): 1 — ПВ (× — 300 К, ● — 80 К), 2 — Н, 3 — В; штриховая линия — кривая Луковского с $\mathcal{E}_i=0,76$ эВ; штрих-пунктирная — из работы [1], $\rho=10^7$ Ом·см; кривая 4 — p -GaAs(Cr) [7]

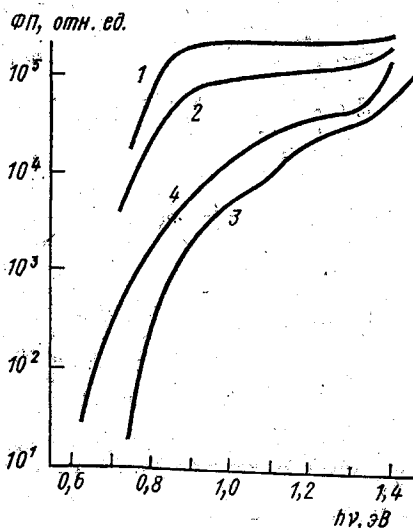


Рис. 2. Спектры фотопроводимости GaAs(O): ПВ — 1, 2; Н — 3, 4; $T=300$ К (2, 4) и 80 К (1, 3)

тверждается наша гипотеза об определяющей роли O^+ -центров в ОП p -GaAs(Cr). Изменение температуры в области 10—300 К практически не влияет на форму спектра и величину $\alpha(h\nu)$ у ПВ-образцов (см. рис. 1), что указывает на отсутствие заметных перезарядок O^+ -центров.

По спектрам $\rho(h\nu)$ трудно судить о температурном смещении Д-уровня, так как чувствительность метода в области порога поглощения невелика. Более информативными здесь оказываются спектры ФП. На рис. 2 они представлены при 80 и 300 К для ПВ-образца (кривые 1, 2, ФП p -типа) и Н-образца с $\rho=10^4$ Ом·см (3, 4, ФП n -типа); для удобства спектры произвольно сдвинуты по оси ординат. Видно, что форма кривых ФП для двух типов образцов существенно различна и качественно согласуется с формой соответствующих $\alpha(h\nu)$ — свидетельство слабого вклада неосновных носителей в ФП в каждом случае. В исследуемой области температур спектры воспроизводимы, не зависят от направления записи; резких изменений их формы с уменьшением T , характерных для образцов с $\rho \approx 10^7$ — 10^8 Ом·см [1], не наблюдается. Порог ФП у ПВ-образцов в области 80—300 К практически не меняется с температурой, тогда как у n -образцов красная граница ФП ($\approx \mathcal{E}_{Дс}$) сдвигается согласно закону изменения ширины запрещенной зоны: $\mathcal{E}_g=1,56-4,2 \cdot 10^{-4}$ эВ (см. рис. 3).

Следует отметить, что значения пороговых энергий 0,73—0,77 эВ у ПВ-образцов, наблюдаемые по спектрам ОП и ФП, согласуются с величиной $\mathcal{E}_i=0,76$ эВ, соответствующей наилучшему совпадению кривой Луковского с экспериментальными точками. Согласно теории Переля и Яссневич, удовлетворительное описание экспериментальной зависимости с помощью кривой Луковского указывает на то, что уровень, созданный O , обладает состояниями типа h [10], тогда как Д-центры ($EL2$) с $\mathcal{E}_{Дс}=0,75$ эВ при 300 К имеют l — s тип симметрии Γ_6 [11].

Таким образом, проведенные исследования позволяют говорить о величине энергии ионизации Д-уровня O в GaAs и о его температурном смещении относительно s -зоны: $\mathcal{E}_{D^0} \approx 0,76$ эВ и не зависит от T в области 10–300 К, т. е. уровень привязан к v -зоне.

Знание $\mathcal{E}_{D^0}(T)$ позволило оценить степень заполнения Д-уровня электронами: у ПВ образцов отношение концентраций нейтральных и заряженных центров $N(O^0)/N(O^+) \approx 0,3$, т. е. уровень существенно заполнен дырками. Это означает, что концентрации глубоких Д-центров O у ПВ-образцов и p -GaAs(Cr) сравнимы, так как в последнем все O -центры заполнены дырками, а абсолютные значения $a(h\nu)$

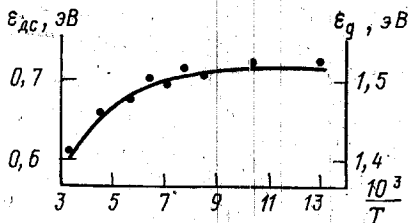


Рис. 3. Температурные зависимости энергии ионизации \mathcal{E}_{D^0} уровня кислорода (точки) и ширины запрещенной зоны \mathcal{E}_g для GaAs (кривая)

для всех исследованных образцов отличаются в 2–3 раза (см. рис. 1). По данным масс-спектрального анализа концентрация Cr в p -GaAs(Cr) $\approx 10^{17}$ см⁻³, а $N(O^+) \leq 10^{17}$ см⁻³ [7]; следовательно, количество электрически активного O в ПВ-образцах должно быть не более $5 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

Далее обсудим природу Д-центров O . Ранние исследования фотохолловских и фотомангнитных параметров GaAs(O) с $\rho \geq 10^8$ Ом·см показали, что в области температур 8–50 К наблюдается постоянство подвижностей $\mu_n(T)$ и $\mu_p(T)$, что свидетельствует о доминирующем рассеянии на нейтральных центрах. Эта уникальная особенность, наблюдаемая только в образцах, специально легированных кислородом, объяснялась полной перезарядкой ионизованных центров при низких T [2]. Однако проведенные в настоящей работе исследования ОП показывают, что заметные перезарядки у ПВ-образцов в области 10–300 К отсутствуют (см. рис. 1). То есть мы встречаемся с необычным эффектом, благодаря которому ионизованные (D^+) центры не дают кулоновского рассеяния. Причину, по-видимому, следует искать в ионной составляющей связи. Условием уменьшения эффективного заряда донора является его внедрение в узел As. То же самое можно сказать о мелких акцепторах в узлах Ga. Однако таким свойством не могут обладать дефекты As_{Ga} , и, таким образом, мы можем утверждать, что в исследованных нами образцах именно O_{As} , а не $EL2$ создает глубокий Д-уровень с $\mathcal{E}_{D^0} \approx 0,76$ эВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lin L., Omelianovski E., Vube R. H. // J. Appl. Phys. 1976. 47. P. 1852–1859. [2] Остробородова В. В., Симакин М. В., Москвитская О. А. // Изв. вузов, Физика. 1976. № 2. С. 25–34. [3] Chantre A., Vincent G., Bois D. // Phys. Rev. B. 1981. 23. P. 5335–5359. [4] Yu P. W., Walters D. C. // Appl. Phys. Lett. 1982. 41. P. 863–865. [5] Бобылев и др. // ФТП. 1979. 13. С. 2053–2056. [6] Wang W. L., Li S. S. // Proc. 16th Int. Conf. on Solid State: Devices and Materials. Kobe, 1984. P. 12. [7] Морозова В. А., Остробородова В. В. // ФТП. 1981. 15. С. 1628–1631. [8] Остробородова В. В. и др. // Изв. вузов, Физика. 1976. № 2. С. 21–26. [9] Lucovsky G. // Solid State Comm. 1965. 3. P. 299–302. [10] Перель В. И., Ясневич И. Н. // ЖЭТФ. 1982. 82. С. 237–245. [11] Колчанова Н. М., Сиповская М. А., Сметанникова Ю. С. // ФТП. 1983. 17. С. 2194–2196.

Поступила в редакцию
11.02.86