

**Люминесцентный количественный анализ  
параметров нитридов элементов третьей группы**

Арнаутов Б.Г., Герасимович А.А., Гобш Г.,  
Вилькоцкий В.А., Доманевский Д.С., Жоховец С.В.  
Белорусский национальный технический университет

Исследования, проведенные в последние десятилетия, показывают [1-3], что форма краевой полосы люминесценции (КПЛ) сильнолегированных слабо компенсированных (СЛСК) полупроводников *n*-типа таких, например, как GaAs, InAs, InSb содержит количественную информацию об энергетическом распределении равновесных электронов и других параметрах (концентрации, энергии Ферми, эффективной массе и др.), что используется для проведения неразрушающего, высоколокального контроля полупроводников.

Целью настоящей работы является проверка применимости этих методов для контроля параметров нитридов элементов третьей группы системы Д.И. Менделеева.

Легирование, конечно, приводит к существенным изменениям энергетического спектра реального кристалла по сравнению с идеальным [4]. Так, с ростом концентрации доноров из-за высокоэнергетического сдвига уровня Ферми наблюдается уширение интервала, в котором локализуются излучательно рекомбинирующие электроны. Это явление известно, как эффект Бурштейна-Мосса [5]. Имеет место также модифицирование краев основных зон вследствие флуктуаций потенциала неоднородно распределяющихся примесных атомов. В результате у края зоны проводимости образуется «хвост» плотности флуктуационных состояний, который можно представить в виде экспоненты и выразить концентрацию свободных электронов в зоне проводимости и «хвосте» плотности состояний, как функцию энергии, в виде:

$$n(\varepsilon_e) = A \frac{\sqrt{\varepsilon_e}}{\exp\left(\frac{\varepsilon_e - \mu}{kT}\right) + 1} \quad \text{при } \varepsilon_e \geq \frac{\gamma}{2}, \quad (1)$$

$$n(\varepsilon_e) = A \sqrt{\frac{\gamma}{2 \exp(1)}} \frac{\exp(\frac{\varepsilon_e}{\gamma})}{\exp(\frac{\varepsilon_e - \mu}{kT}) + 1}$$

при  $\varepsilon_e \leq \frac{\gamma}{2}, (2)$

где  $\varepsilon_e$  - энергия электронов от дна зоны проводимости,  $\mu$  - энергия Ферми,  $\gamma$  - показатель экспоненты «хвоста» плотности состояний,  $kT$  - постоянная Больцмана и температура. При равенстве  $\varepsilon_e = \frac{\gamma}{2}$  концентрация и первая производная в  $s$ -зоне и «хвосте» равны.

Плотность акцепторных состояний можно выразить функцией Гаусса:

$$p(\varepsilon_h) = B \exp\left(-\frac{(E_\gamma - \varepsilon_h)^2}{\sigma^2}\right), \quad (3)$$

где  $E_\gamma$  - энергия ионизации акцептора;  $\varepsilon_h$  - энергия локализации дырки,  $\sigma$  - дисперсия.

Сильная энергетическая локализация дырок по сравнению с электронами, связанная с большой разницей в их концентрациях и значениях эффективных масс, обеспечивает высокую разрешающую способность спектров КПЛ по распределению энергетических состояний зоны проводимости. Поэтому в уравнении (3) можно положить, что при  $\sigma \ll kT$   $\varepsilon_h = E_\gamma$ . С другой стороны, локализация дырок сужает также интервал значений волнового вектора и приводит к тому, что закон сохранения квазиимпульса при излучательных переходах в СЛСК материалах выполняется за счет электрон-электронных и электрон-примесных взаимодействий. С учетом этих факторов энергетический спектр СЛСК кристалла можно представить в виде (рис. 1):

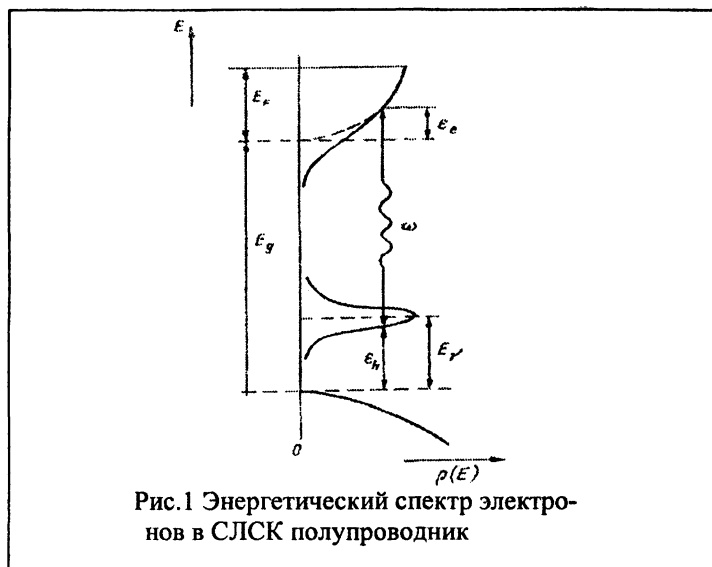


Рис.1 Энергетический спектр электронов в СЛСК полупроводник

Из закона сохранения энергии можно записать:

$$\omega = \varepsilon_e + E_g - E_\gamma, \quad (4)$$

где  $\omega$  – энергия испускаемых квантов,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны.

Используя (4) выразим интенсивность КПЛ как функцию энергии квантов:

$$I(\omega) = \omega \frac{\sqrt{\omega - E_g - E_\gamma}}{\exp\left(\frac{\omega - E_g - E_\gamma - \mu}{KT}\right) + 1} \quad \text{при}$$

$$\omega - E_g - E_\gamma \geq \frac{\gamma}{2}; \quad (5)$$

$$I(\varpi) = \varpi \sqrt{\frac{\gamma}{2 \exp(1)}} \cdot \frac{\exp\left(\frac{\varpi - E_g - E_\gamma}{\gamma}\right)}{\exp\left(\frac{\varpi - E_g - \mu}{KT}\right) + 1}$$

при  $\varpi - E_g - E_\gamma < \frac{\gamma}{2}$ . (6)

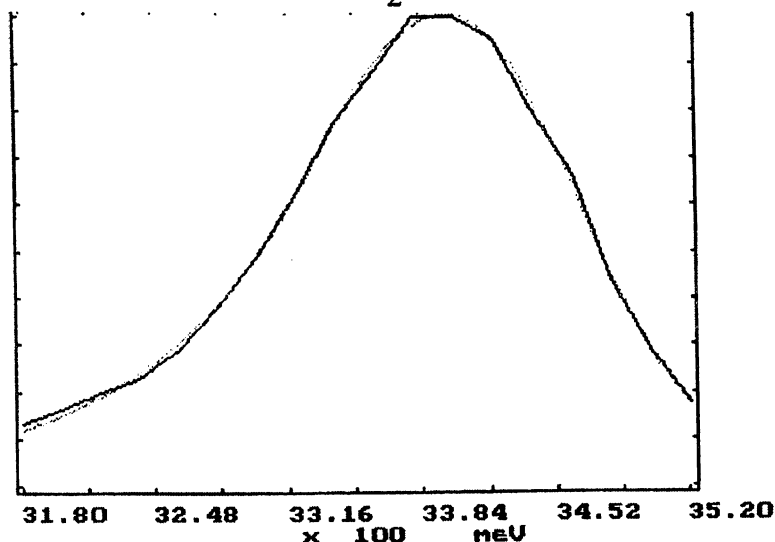


Рис. 2 Зависимость интенсивности КПЛ от энергии квантов (300К). Сплошная линия – эксперимент, пунктир – теория  $E_g = 3292 \text{ meV}$ ,  $\mu = 158 \text{ meV}$ ,  $\gamma = 83 \text{ meV}$ , вычисленная концентрация электронов –  $4,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

Основными параметрами, определяющими лучшее совпадение эксперимента и теории КПЛ, являются  $E_g, \gamma, \mu$ , которые определялись с помощью алгоритма минимизации функций многих переменных Давидсона-Флетчера-Пауэлла. На рис.2 представлены результаты исследований формы спектров КПЛ нитрида галлия, полученного в [6].

Как видно из рисунка, экспериментальные результаты хорошо согласуются с теорией. Небольшие расхождения могут быть связаны с шумовыми помехами и наложением близлежащих полос люминесценции. Высоко энергетический фронт КПЛ имеет несколько более пологий наклон ( $T=364$ ), чем распределение Ферми при температуре эксперимента ( $T=300\text{K}$ ). Оценки показывают, что это может быть связано с неоднородностью в распределении мелкой донорской примеси порядка 4%. Концентрация носителей тока, измеренная по эффекту Холла, хорошо согласуется с вычисленной из данных КПЛ, считая эффективную массу электронов равной  $0,02m_e$  [ ].

### Литература

1. Б.Г. Арнаудов, В.А. Вилькоцкий, Д.С. Доманевский, С.К. Евтимова и В.Д. Ткачев. ФТП 11, 1799, 1977.
2. V.A. Vilkotskii, D.S. Domanevskii, R.D. Kakanakov, V.V. Krasovskii and V.D. Tkachev Phys. St. Sol. (b) 91, 71, 1979.
3. Н.С. Фверкиев, Б.Н. Калинин, А.В. Лосев, Н.А. Рогачев, Ф.А.С. Филипченко Phys. St. Sol. A121, K129, 1990.
4. В.И. Shklovskii and A.L. Efros Electronic Properties of Doped Semiconductors (Springer-Verlag, Berlin 1984) Чап.11.
5. E. Burstein Phys. Rev 93, 632, 1954, T. Moss Proc. Phys. Soc. London, Sect. B67, 755, 1954.
6. В.В. Мамутин, В.Н. Жмерик, Т.В. Шубина, А.А. Торопов, А.В. Лобсдев, В.А. Векшин, С.В. Иванов, П.С. Копьев. Письма в ЖТФ, т. 24, №12, 30, 1988.