

координат означает синхронность флуктуаций в поперечном сечении пучка. При обратном ВКР для обращенной части поля $A_S(t, \mathbf{r}) = \Phi(t, z) f(t - z/u_L) A_L^*(\mathbf{r})$, где использовано представление огибающей накачки $A_L(t, \mathbf{r}) = f(t - z/u_L) A_L(\mathbf{r})$. Спектр мощности Φ при существенном превышении $I_L^{кр}$ имеет вид

$$J_{\Phi}(\Omega, z) = a^{\pm} N_1 (N_1 - N_2)^{-1} \hbar \omega_S (8\pi P_L)^{-1} \{ \exp [g(\Omega) |z|] - 1 \}, \quad (2)$$

где $g(\Omega) = 2\text{Re}k(\Omega)$, $a^+ = 1$, $a^- = 0,5$, $N_{1,2}$ — концентрации молекул на уровнях перехода. Через J_{Φ} можно выразить спектральную плотность и интенсивность ВКР:

$$J_S(\omega_S, z) = I_L \int J_{\Phi}(\Omega, z) \eta_L(\omega_S + \Omega, \beta) d\Omega d^2\beta, \\ I_S(z) = I_L \int J_{\Phi}(\Omega, z) d\Omega. \quad (3)$$

Распределение J_{Φ} по Ω повторяет спектр возбуждающейся в среде фоновой волны. Как следует из (1), (2), при $\exp [g(\Omega) |z|] \gg 1$ оно имеет вид гауссовой кривой с шириной $\delta\Omega = \Delta\Omega / \ln 2/G$, где $G = g(\bar{\Omega}) |z|$. Из теории случайных функций для среднего расстояния между максимумами $|\Phi|$ можно получить [7] $\tau = 5,54/\delta\Omega$. При монохроматической накачке условие $I_L > I_L^{кр}$ сводится к $B_L > B_L^{кр}$. Так же обстоит дело и при широкополосной накачке, если, как это имеет место в описанном выше эксперименте, ВКР вперед возбуждается в условиях малого влияния дисперсии среды. Теоретические значения τ , рассчитанные по известным величинам $\Delta\Omega$ при значении $G = 34$, полученном из (2), (3), составляют для водорода при давлениях 40 и 20 атм соответственно 2,4 и 4,6 нс (рассеяние вперед) и для жидкого азота 2,9 нс. При $B_L < B_L^{кр}$ для наблюдения флуктуаций необходимо выделение одной области когерентности, что не могло быть сделано ввиду недостаточной чувствительности регистрирующей аппаратуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Беспалов В. И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, с. 668. [2] Васильев М. В. и др. Там же, с. 673. [3] Басов Н. Г. и др. Там же, с. 685. [4] Вохник О. М., Одинцов В. И. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, с. 437. [5] Johnson R. V., Margburger J. H. Phys. Rev., 1971, A4, p. 1175. [6] Королев Ф. А., Одинцов В. И., Вохник О. М. Письма в ЖТФ, 1976, 2, с. 224. [7] Тихонов В. И. Выбросы случайных процессов. М.: Наука, 1970, с. 269.

Поступила в редакцию
24.01.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1984, т. 25, № 3

УДК 621.315.592

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ АЗОТА В ФОСФИДЕ ГАЛЛИЯ ПО СПЕКТРАМ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Н. Р. Нуртдинов, Э. Ю. Барина

(кафедра физики полупроводников)

В настоящее время GaP:N стал одним из наиболее распространенных материалов для создания полупроводниковых источников света, излучающих в видимой области спектра [1]. Концентрация азота (n_N) оказывает существенное влияние как на физические свойства, так

и на доминирующую длину волны излучающих структур. Поэтому разработка методов определения n_N является важной задачей.

Исследованные образцы были выращены методом газовой эпитаксии на подложке GaP и легированы N и Te в процессе роста. Концентрация Te менялась в пределах $(0,8-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а концентрация N — $(1-7) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; определение n_N производилось независимо от данных фотолюминесценции (ФЛ) методом масс-спектрологии вторичных ионов с абсолютной точностью (+50, -25)% и с относительной точностью 15%. Геометрические параметры образцов представлены на рис. 1. Для подавления отражения света от задней грани кристалла, т. е. избавления от эффекта многократного прохождения света, задняя грань шлифовалась грубой пастой с диаметром зерен ~14 мкм.

Для исследования спектров ФЛ применялся импульсный азотный лазер ЛГИ-

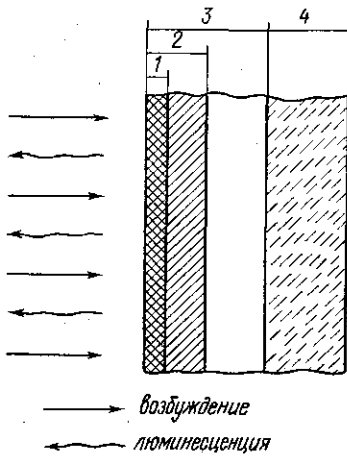


Рис. 1. Возникновение люминесценции в образце при лазерном возбуждении: 1 — возбуждаемая область, 2 — длина диффузии ($L \approx 2-3$ мкм), 3 — эпитаксиальный слой ($d_s = 40-50$ мкм), 4 — подложка GaP (500 мкм)

21 ($\lambda = 337$ нм, $f_{\text{имп}} = 100$ Гц, $\tau_{\text{имп}} = 10$ нс, плотность возбуждения $W \approx 10^4$ Вт/см²). Регистрация спектров производилась со стороны возбуждаемой области с использованием монохроматора МДР-1, осциллографа С7-8 и фотоумножителя ФЭУ-79. Время задержки регистрации сигнала ФЛ (τ_3) измерялось относительно начала импульса возбуждения; методика позволяла исследовать излучательные времена жизни не меньше 7—10 нс и различать времена, отличающиеся на 2 нс. Исследования проводились в интервале температур 30—300 К.

В спектрах ФЛ наблюдались линии рекомбинации экситонов, связанных на одиночных (линия А) и парных (линии NN_2) атомах азота, и их фононные повторения (рис. 2; спектры ФЛ для других значений W и T приведены в работе [2]). Однако соотношение интенсивностей этих линий не было постоянным и зависело от n_N , T , W и других факторов. Исследования показали, что наиболее удобным параметром для определения n_N является отношение интенсивностей линий А и А—LO ($K = I_{A-LO}/I_A$), поскольку оно сильно зависело от концентрации N и менее от других факторов.

Для $T = 80$ К измерения K и излучательного времени жизни линии А (τ) производились в интервале $\tau_3 = 30-70$ нс, поскольку при других значениях τ_3 точному определению K мешало наличие других линий (см. [2]). Интенсивность линии А для фиксированного τ_3 при этом была пропорциональна W .

Было обнаружено, что величину K не удается описать монотонной зависимостью от n_N . Наилучшим образом результаты описывались в координатах K и $n_N \sqrt{\tau}$ (рис. 3, а). Таким образом, явная зависимость K от τ свидетельствует о необходимости учета геометрических параметров рекомбинационной области, чего в ранее описанных методах определения n_N не делалось (см. работу [3]). Приведенная ниже простая модель учитывает геометрические параметры и может качественно объяснить наблюдаемое явление.

Рассмотрим процессы, происходящие в GaP при лазерном возбуждении (см. рис. 1). Луч лазера проникает на глубину $\sim 10^{-5}$ см [1]. Однако вследствие диффузии неравновесных носителей возбуждение распространяется на глубину $\sim L = \sqrt{D\tau} \approx 10^{-4}$ см (D — коэффициент диффузии, который для данной области температур практически не зависит от n_N ; $\tau \approx 10$ – 20 нс — время жизни неравновесных носителей, которое для $T=80$ К мало отличается от излучательного времени А-линии). В общем случае для определения профиля возбуждаемой

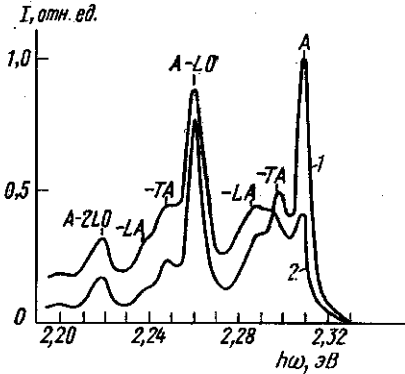


Рис. 2. Спектры ФЛ GaP:N:T=80 К, $W=10^4$ Вт/см², $\tau_3=40$ нс; $n_N \approx 1 \cdot 10^{18}$ (1) и $7 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (2)

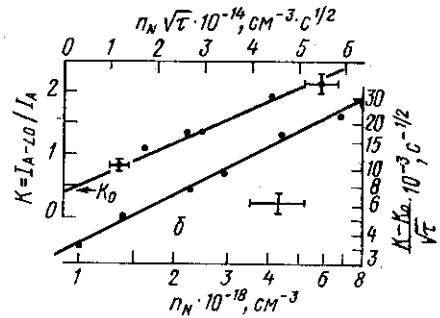


Рис. 3. Зависимость коэффициента K от $n_N\sqrt{\tau}$ (а) и калибровочная кривая для определения концентрации азота (б)

области необходимо решать уравнение нестационарной диффузии [4]. Однако в интервале изменений τ_3 величина K менялась слабо (менее чем на 5%). Кроме того, условия эксперимента соответствуют большим уровням возбуждения, а $L \ll d_3$. Поэтому, пренебрегая поверхностной рекомбинацией [1], можно считать, что для $\tau_3 \sim \tau$ концентрация неравновесных носителей $\delta n \approx \delta p$ и спадает по закону $\delta n(x) = \delta n(x=0) \exp(-x/L)$. В этом случае для коэффициента K можно получить следующее выражение:

$$K = K_0 \frac{\int_0^{\infty} \exp(-x/L) dx}{\int_0^{\infty} \exp(-\alpha x) \exp(-x/L) dx} = K_0 [1 + \sigma \sqrt{D} n_N \sqrt{\tau}], \quad (1)$$

где K_0 — истинное отношение интенсивностей линий А—LO и А с учетом коэффициентов прохождения света; $\alpha = \sigma n_N$ — коэффициент поглощения А-линии (σ — сечение поглощения).

Экспериментальные точки в координатах $\ln[(K-K_0)/\sqrt{\tau}]$; $\ln(n_N)$ пред- (см. рис. 3, а), по экстраполяции $n_N \rightarrow 0$ можно определить значение $K_0 = 0,4 \pm 0,05$, которое близко к величине фактора электрон-фононного взаимодействия для А-линии, равного 0,36 [3]. Для получения калибровочной кривой, т. е. зависимости n_N от K и τ , формулу (1) удобно представить в виде

$$\ln\left(\frac{K-K_0}{\sqrt{\tau}}\right) = \ln(n_N) + C, \quad (2)$$

где $C = \ln(K_0) + (1/2) \ln(\sigma^2 D)$.

Экспериментальные точки в координатах $\ln [K - K_0] / \sqrt{\tau}$; $\ln (n_N)$ представлена на рис. 3, б; видно, что они достаточно хорошо ложатся на прямую линию, которая описывается формулой (2). Отметим также, что в этих координатах изменение T , D и σ приводит всего лишь к общему сдвигу кривой в целом по оси ординат на величину, соответствующую последнему члену для постоянной C . Таким образом, полученная кривая может быть использована и для других значений T и концентраций доноров, если в этих условиях будет известна одна калибровочная точка для величины n_N .

На основании полученной калибровочной кривой были также определены значения n_N для нескольких образцов, выращенных по другой технологии (жидкостная эпитаксия), которые с точностью до обозначенной на рис. 3, б экспериментальной ошибки совпали с данными, полученными масс-спектроскопическим методом.

Авторы выражают благодарность Р. Штегманну за предоставленные образцы и независимые данные по концентрации азота.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Берг А., Дип П. Светодиоды. М.: Мир, 1979. [2] Нуртдинов Н. Р., Винников А. В. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1981, 22, № 6, с. 85. [3] Калинин Б. В. Канд. дис. Л., ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1980. [4] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977.

Поступила в редакцию
08.02.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 535.417

РЕКУРРЕНТНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ МНОГОСЛОЙНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СИСТЕМ

С. В. Виноградов, А. Е. Екжанов, Ю. А. Пирогов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Взаимодействие сверхкоротких импульсов излучений с многослойными интерференционными системами (МИС) приводит к задаче исследования их нестационарных характеристик. Применение в этом случае методов численного анализа Фурье требует, как правило, проведения значительных по объему расчетов на ЭВМ. В частности, при исследовании нестационарных характеристик многослойных систем с кратными оптическими толщинами слоев (т. е. оптические толщины β_j всех входящих в систему слоев пропорциональны $m_j \beta_0$, где m_j — целое число) более эффективным является метод, в основу которого положены рекуррентные соотношения между амплитудами полей в различных слоях системы. Суть его состоит в следующем.

Выделим в МИС слой с номером j (рис. 1) и обозначим амплитуду волны, падающей слева на правую границу j -го слоя, через A_j , отраженной от этой границы — D_j , прошедшей через левую границу — B_j , падающей справа на левую границу — C_j . Тогда система уравнений, связывающих указанные амплитуды в некоторые моменты времени τ , будет иметь вид [1]

$$\begin{aligned} B_j(\tau) &= A_{j-1}(\tau) t_{j-1,j} + C_j(\tau) r_{j,j-1}, \\ A_j(\tau + \Delta\tau_j) &= B_j(\tau) e^{i\Delta j}, \end{aligned} \quad (1)$$