

©1995 г.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИКА ПО ТОЛЩИНЕ ПЛАСТИНЫ ИЗ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Ю.П.Маслобоев, С.В.Селищев, С.А.Терещенко

Московский государственный институт электронной техники,
103498, Москва, Россия
(Получена 12 января 1994 г. Принята к печати 25 октября 1994 г.)

Предлагается новый бесконтактный метод исследования пространственно неоднородных распределений характеристик материала полупроводниковых пластин в микроэлектронике, опирающийся на анализ спектров фотолюминесценции. С помощью численного моделирования показана работоспособность предложенного метода на примере восстановления профиля ширины запрещенной зоны по глубине от поверхности полупроводниковой пластины.

В настоящее время является актуальной задача разработки новых бесконтактных методов исследования пространственных распределений характеристик материала полупроводниковых пластин в микроэлектронике. Одним из перспективных направлений решения этой задачи является, по-видимому, использование томографических методов. Однако применение традиционных геометрических схем вычислительной томографии [1] практически невозможно из-за сильного различия поперечных размеров полупроводниковых пластин по сравнению с толщиной активного слоя ($\approx 10^4$). Одним из путей преодоления этой трудности является преобразование геометрических величин в физические с приемлемым диапазоном изменения. Например, измеряют ток, индуцированный светом [2] или электронным пучком [3]. В данной работе предлагается метод определения изменения ширины запрещенной зоны по глубине гетероструктуры, сформированной на полупроводниковой пластине типа $A^{III}B^V$. В настоящее время для решения этой задачи используется освещение наклонного шлифа эпитаксиальной структуры лучом света, сфокусированным в пятно диаметром до единиц мкм [4]. Однако этот способ является частично разрушающим. Другие фотолюминесцентные методы основаны, как правило, на предположении о линейной зависимости ширины запрещенной зоны от глубины [5,6]. В предлагаемом методе восстанавливается произвольное

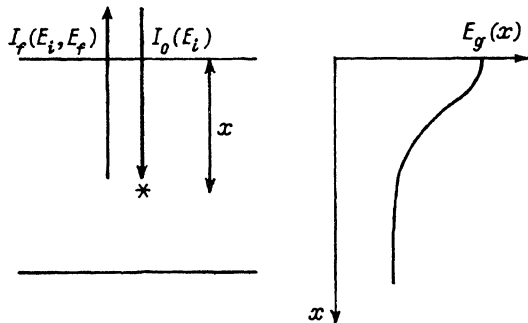


Рис. 1. Схема измерений в люминесцентной томографии.

монотонное распределение. При этом исходной информацией является спектр фотолюминесценции, индуцированной лазерным излучением с варьируемой длиной волны, направляемым нормально к поверхности пластины.

Рассмотрим следующую упрощенную модель. Пусть луч лазера с энергией кванта E_i и интенсивностью $I_0(E_i)$ падает перпендикулярно поверхности полупроводниковой гетероструктуры с неизвестным монотонным по толщине изменением ширины запрещенной зоны $E_g(x)$ (рис. 1).

Излучение лазера поглощается в полупроводнике, порождая электронно-дырочные пары, часть из которых рекомбинирует с испусканием люминесцентного излучения, распределенного по некоторому энергетическому спектру. Люминесцентное излучение также поглощается на пути к поверхности. Будем интересоваться только излучением, выходящим по направлению, близкому к нормали относительно поверхности гетероструктуры. Обозначим через $\alpha[E_g(x), E]$ коэффициент поглощения света с энергией E на глубине x . Тогда для интенсивности $I_f(E_i, E_f)$ выходящего люминесцентного излучения с энергией E_f можем записать

$$I_f(E_i, E_f) = I_0(E_i) \int_0^{+\infty} \exp \left\{ - \int_0^x \alpha[E_g(x_1), E_i] dx_1 \right\} \alpha[E_g(x), E_i] \times \\ \times \varphi[E_g(x), E_f] \exp \left\{ - \int_0^x \alpha[E_g(x_2), E_f] dx_2 \right\} dx, \quad (1)$$

где $\varphi[E_g(x), E_f]$ — спектр люминесцентного излучения, выходящего с глубины x , представляющий собой, как правило, достаточно узкое распределение по E_f вблизи $E_g(x)$ с полушириной порядка kT .

При известной функциональной зависимости коэффициента поглощения от энергии падающего излучения и ширины запрещенной зоны в точке поглощения, решая уравнение (1), можно найти зависимость $E_g(x)$. Повторяя аналогичные измерения в других точках поверхности полупроводниковой пластины, можно определить трехмерную функцию распределения ширины запрещенной зоны по всему объему полупроводника.

Таким образом, по информации о спектре выходащего люминесцентного излучения можно восстановить пространственное распределение такой характеристики материала полупроводника, как ширина запрещенной зоны, по которой в свою очередь можно найти, например, концентрацию Al в соединении $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Однако, так как излучение лазера поглощается в узком слое вблизи точки, в которой $E_g = E_i$, восстановленное распределение будет относиться только к этому узкому слою. Для преодоления этой трудности предлагается провести набор измерений для разных энергий возбуждения E_i , таким образом изменяя E_i , чтобы обеспечить сканирование по всему диапазону изменения ширины запрещенной зоны E_g и тем самым сканирование изменения E_g по глубине.

Рассмотрим совокупность спектров $I_f^{(j)}[E_i^{(j)}, E_f, E_g(x)]$, полученных при нескольких энергиях возбуждения E_i^j ($j = 1, 2, \dots, n$). При этом мы в явном виде указываем на зависимость спектров фотолюминесценции от изменения ширины запрещенной зоны по глубине $E_g(x)$. Если неизвестным является только распределение $E_g(x)$, то, задаваясь произвольным распределением $\mathcal{E}_g(x)$, можно по уравнению (1) численно найти соответствующие модельные спектры $\mathcal{J}_f^{(j)}[E_i^{(j)}, E_f, \mathcal{E}_g(x)]$, а также их отклонение F_j от экспериментальных спектров $I_i^{(j)}[E_i^{(j)}, E_f, E_g(x)]$:

$$F_j = \int \left\{ I_i^{(j)}[E_i^{(j)}, E_f, E_g(x)] - \mathcal{J}_f^{(j)}[E_i^{(j)}, E_f, \mathcal{E}_g(x)] \right\}^2 dE_f. \quad (2)$$

Очевидно, что функционалы F_j имеют глобальный минимум при $E_g(x) \equiv \mathcal{E}_g(x)$, поэтому, минимизируя функционалы F_j , можно найти оценку для неизвестного распределения $E_g(x)$. Однако вследствие нелинейности уравнения (1) поверхности отклика этих функционалов могут иметь весьма сложную форму, в том числе дополнительные локальные минимумы, что делает затруднительным применение стандартных методов минимизации. Для исследования задачи поиска распределения $E_g(x)$ с использованием введенных функционалов была разработана программа моделирования на ЭВМ, позволяющая по заданному распределению $E_g(x)$ и заданным энергиям возбуждения $E_i^{(j)}$ строить истинные спектры, а по модельному распределению $\mathcal{E}_g(x)$ и этим же $E_i^{(j)}$ строить модельные спектры и находить значения функционалов F_j .

В исследовании были приняты следующие зависимости для коэффициента поглощения и спектра люминесценции:

$$\alpha[E_g(x), E] = k_0 \sqrt{E - E_g(x)}, \quad (3)$$

$$\varphi[E_g(x), E_f] = A E_f^2 \sqrt{E_f - E_g(x)} \exp \left[-\frac{E_f - E_g(x)}{kT} \right]. \quad (4)$$

Рассмотрим для примера ступенчатое изменение ширины запрещенной зоны E_g по глубине (рис. 2). При этом будем считать, что последняя ступенька соответствует подложке полупроводниковой пластины,

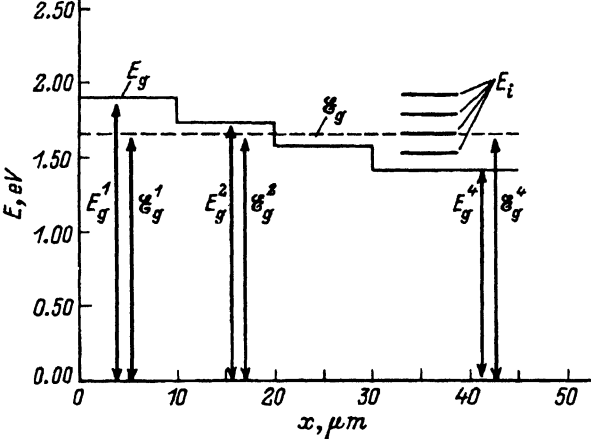


Рис. 2. Заданное (E_g) и стартовое модельное (\mathcal{E}_g) распределение ширины запрещенной зоны по глубине полупроводника. E_i — набор энергий излучения лазера.

следовательно, ширину ее без ограничения общности можно считать бесконечной. Выберем количество энергий возбуждения n равным количеству ступенек (для рис. 2 $n = 4$), а величины $E_i^{(j)}$ такими, чтобы они располагались между ступеньками. При выбранных параметрах спектры для разных $E_i^{(j)}$ практически не перекрываются. В качестве первого приближения для модельного распределения $\mathcal{E}_g(x)$ возьмем постоянное распределение, т.е. такое же ступенчатое распределение, но с совпадающими ступеньками (рис. 2). Для выяснения характера поведения введенных функционалов будем изменять первую ступеньку $\mathcal{E}_g^{(1)}$. Зависимость функционала F_1 от $\mathcal{E}_g^{(1)}$, как и следовало ожидать, имеет глобальный минимум при $\mathcal{E}_g^{(1)} = E_g^{(1)}$ (рис. 3). Аналогично ведут себя функционалы F_j , но с глобальными минимумами при $\mathcal{E}_g^{(j)} = E_g^{(j)}$.

Описанный метод был применен для восстановления квазинепрерывного изменения ширины запрещенной зоны по глубине полупроводника, близкого к формируемым в структурах на основе фосфида-арсенида галлия, применяемым в производстве светодиодов. Причем

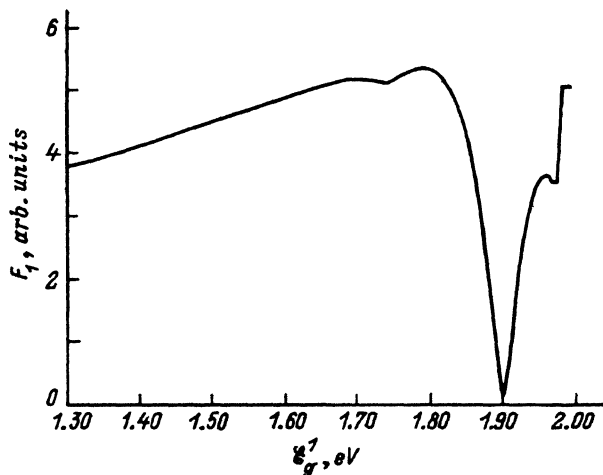


Рис. 3. Зависимость значений частного функционала (F_1) от значений высоты первой ступеньки (\mathcal{E}_g^1) в стартовом модельном распределении (E_g).

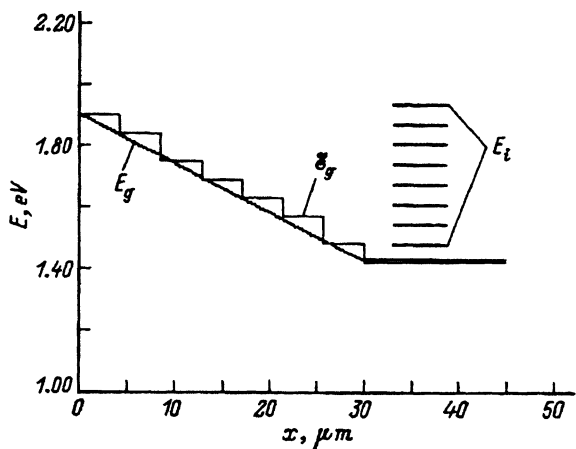


Рис. 4. Заданное (E_g) и восстановленное (E_g) распределение ширины запрещенной зоны по глубине полупроводника. E_i — набор энергий излучения лазера.

непрерывность моделировалась заданием большого количества (~ 70) мелких ступенек (рис. 4, кривая E_g). В то же время восстановление проводилось для значительно меньшего количества ступенек (7). Полученное в результате восстановления распределение E_g (рис. 4, кривая E_g) хорошо аппроксимирует заданное распределение E_g , что доказывает работоспособность предложенного метода.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-2215).

Список литературы

- [1] Г.Г. Левин, Г.Н. Вишняков. *Оптическая томография* (М., 1989).
- [2] J. Bajaj, W.E. Tennant. *J. Cryst. Growth*, **103**, 170 (1990).
- [3] I.E. Bondarenko, S.K. Likharev, E.I. Rau, E.B. Yakimov. *J. Cryst. Growth*, **103**, 197 (1990).
- [4] Г.П. Пека, В.Ф. Коваленко, В.Н. Куденко. *Люминесцентные методы контроля параметров полупроводниковых материалов и приборов* (Киев, Техника, 1986).
- [5] В.Ф. Коваленко, Г.П. Пека, Л.Г. Шепель. *ФТП*, **14**, 1350 (1980).
- [6] Г.П. Пека, В.Ф. Коваленко, А.Н. Смоляр. *Варизонные полупроводники* (Киев, Вища шк., 1989).

Редактор Л.В. Шаронова

Semiconductor depth structure reconstruction by using photoluminescence spectra

Yu.P. Masloboev, S.V. Selishchev, S.A. Tereshchenko

Moscow State Institute of Electronic Engineering, 103498 Moscow

The authors propose a new approach for reconstruction of III-V compound semiconductor depth structure with the aid of photoluminescence spectra. Computer simulation has been applied for reconstruction of the band gap dependence on the distance of the absorbing point from the wafer surface.