

Здесь $D_\varepsilon(\mathbf{r}\mathbf{r}')$ — функция Грина уравнения $(-D\Delta + i\varepsilon) D_\varepsilon(\mathbf{r}\mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, $f(\varepsilon) = [\exp(\varepsilon/T) + 1]^{-1}$ — фермиевская функция, $\varepsilon_{12} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$, $E(\mathbf{r})$ — среднее электрическое поле, отличное от нуля только в части образца между контактами 3 и 4.

Уравнения (1)–(4) могут быть получены суммированием графиков, изображенных на рис. 2, где сплошным линиям соответствуют электронные функции Грина, а штриховым — рассеяние на примесях.

Полный ток через сечение между контактами 1 и 2 равен нулю, поэтому, интегрируя (2) по области между 1 и 2, получаем

$$\langle (\Delta\eta)^2 \rangle \equiv \langle (\delta\eta_1 - \delta\eta_2)^2 \rangle = \frac{1}{\nu^2 [e^2 D\nu]^2} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \langle J_{\text{ст } x}(\mathbf{r}) J_{\text{ст } x}(\mathbf{r}') \rangle. \quad (5)$$

В случае, когда $L_T = \sqrt{D\hbar/T} > L_1, L_2$, коррелятор сторонних токов в (5) можно положить равным его значению в части образца, где есть среднее электрическое поле. Это связано с дальнедействующим характером токового отклика на приложенное электрическое поле [8, 9].

Когда размеры этой части (между 3 и 4) образца больше L_T , из (3)–(5) следует, что

$$\langle (\Delta\eta)^2 \rangle \simeq \frac{L_1 L_T}{[e^2 D\nu]^2} \left(\frac{E}{\pi^2 \hbar a} \right)^2. \quad (6)$$

Часто образец между контактами 3 и 4 представляет собой проволоку с поперечными размерами, меньшими L_T . В этом случае решение (3)–(5) имеет вид

$$\langle (\Delta\eta)^2 \rangle \simeq \frac{L_1 L_T^2 L_\varphi}{S [e^2 D\nu]^2} \left(\frac{E}{\pi^2 \hbar a} \right)^2, \quad (7)$$

L_φ — длина сбега фазы волновой функции, $L_\varphi > L_T$. Обращает на себя внимание большая величина мезоскопических флуктуаций (6), (7). Это связано с дальнедействующим флуктуационным токовым откликом на внешнее поле $E(\mathbf{r})$ [8, 9].

Изучать рассмотренные выше мезоскопические флуктуации можно, меняя V_g в МДП транзисторах либо изучая зависимость $\Delta\eta$ как функцию H . В последнем случае, согласно [6], амплитуда случайных осцилляций $\Delta\eta$ совпадает с (6), (7).

Л и т е р а т у р а

- [1] Fowler A. B., Harstein A., Webb R. A. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, N 3, p. 196–199
- [2] Skospol W. J., Mankiewich P. M., Howard R. E., Jackel L. D., Tennant D. H., Stone A. D. — Phys. Rev. Lett., 1986, v. 56, N 26, p. 2865–2868.
- [3] Орлов А. О., Савченко А. К. Осцилляции нелинейных характеристик образцов с малыми размерами. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 44, в. 1, с. 34–36.
- [4] Wasburn S., Webb R. A. — Adv. in Phys., 1986, v. 35, N 4, p. 375–422.
- [5] Альтшулер Б. Л. Флуктуации остаточной проводимости неупорядоченных проводников. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 12, с. 530–533.
- [6] Lee P. A., Stone A. D. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 15, p. 1622–1625.
- [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М., 1986. 250 с.
- [8] Зюзин А. Ю., Спивак Б. З. Фриделевские осцилляции и взаимодействие Рудермана–Киттеля в неупорядоченных проводниках. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 4, с. 185–187.
- [9] Аронов А. Г., Зюзин А. Ю., Спивак Б. З. Низкотемпературные пространственные флуктуации тока в неупорядоченных проводниках. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 9, с. 431–434.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 11.05.1987
Принято к печати 16.08.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ОТ СОСТАВА В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x \leq 0.07$)

Амусья В. М., Бирюлин Ю. Ф., Воробьева В. В., Голубев Л. В.,
Новиков С. В., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В.

Несмотря на большой интерес, проявляемый к широкому спектру свойств полупроводниковых твердых растворов соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, система $\text{InP}-\text{InSb}$

до сих пор оставалась за рамками экспериментальных исследований. Это обусловлено технологическими трудностями получения твердых растворов $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ вследствие как большого рассогласования величин постоянных решеток исходных бинарных соединений фосфида и антимонида индия ($\Delta a/\bar{a}=10\%$), так и наличия широкой области несмешиваемости [1, 2].

Нами впервые были получены твердые растворы $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ в области составов $0 < x < 0.07$ [3]. В данной работе сообщается об экспериментальном исследовании зависимости ширины запрещенной зоны от состава твердого раствора в системе $\text{InP}-\text{InSb}$ в том же диапазоне составов.

Методика получения исследовавшихся образцов твердых растворов $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ и особенности диаграммы состояний системы изложены в работе [3].

Зависимость ширины запрещенной зоны от состава твердого раствора определялась с использованием методов фотолюминесценции и рентгеноспектрального микроанализа. Значения концентраций сурьмы для каждого образца вычислялись как среднее арифметическое от ее значений, полученных в нескольких точках на поверхности.

Методика исследования фотолюминесценции (ФЛ) при 77 и 300 К была аналогична приведенной в работе [4].

На рис. 1 представлены спектры ФЛ эпитаксиальных слоев фосфида индия (1) и твердых растворов $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ (2, 3) при температурах 300 и 77 К. Видно, что энергетическое положение максимума квазимежзонной линии ФЛ при комнатной температуре, примерно соответствующее ширине запрещенной зоны твердого раствора для невырожденных образцов, смещается в длинноволновую область по мере увеличения содержания сурьмы в твердой фазе. При температуре жидкого азота в спектрах ФЛ твердого раствора $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ в отличие от InP доминирует примесный канал рекомбинации и краевая линия ФЛ, соответствующая ширине запрещенной зоны, проявляется в виде коротковолнового плеча на фоне примесной полосы.

Данные по краевой ФЛ и рентгеноспектральному микроанализу позволили построить зависимости ширины запрещенной зоны от состава твердого раствора $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ при температурах 300 и 77 К (рис. 2). Разброс значений содержания сурьмы в твердой фазе в нескольких точках по поверхности образца, как правило, превышал аппаратную погрешность и свидетельствовал о существенной неоднородности состава твердого раствора, что и изображено соответствующим образом на рисунках. Аналогичная ситуация имела место и для значений энергетического положения квазимежзонной полосы ФЛ для нескольких точек того же образца.

Обработка экспериментальных данных по методу наименьших квадратов позволила определить величину коэффициента нелинейности в эмпирической формуле $E_g(x) = a + bx + cx^2$, которая составила $c=1.72$ для 300 К и $c=2.0$ для 77 К.

Таким образом, зависимости ширины запрещенной зоны от состава твердого раствора $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ в области составов $0 < x < 0.07$ описываются выражениями

$$E_g(x)_{300\text{ К}} = 1.35 - 2.89x + 1.72x^2,$$

$$E_g(x)_{77\text{ К}} = 1.42 - 3.19x + 2.0x^2$$

и представлены в виде сплошных линий на рис. 2, а, б. При этом величины коэффициентов нелинейности при 300 и 77 К близки к теоретически рассчитанной ($c_{\text{теор}}=1.94$) и приведенной в обзоре [5]. Различия в полученных нами значениях

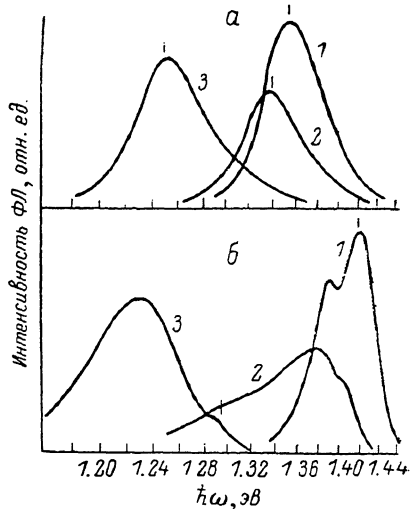


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции фосфида индия и твердых растворов $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ при температурах 300 (а) и 77 К (б).

1 — InP ($x=0$); 2 — $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x=0.006$); 3 — $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x=0.038$).

коэффициентов нелинейности для двух температур обусловлено, вероятно, упругими напряжениями в тонких слоях вследствие рассогласования постоянных решеток подложки и слоя и разницей их коэффициентов теплового расширения (толщины слоев для $x > 0.01$ не превышали 1—1.5 мкм).

Анализ полученных зависимостей $E_g(x)$ показал, что система InP—InSb характеризуется большим значением нелинейного параметра ширины запрещенной зоны, что характерно для сильно рассогласованных по постоянным решеткам твердых растворов соединений $A^{III}B^V$ [6].

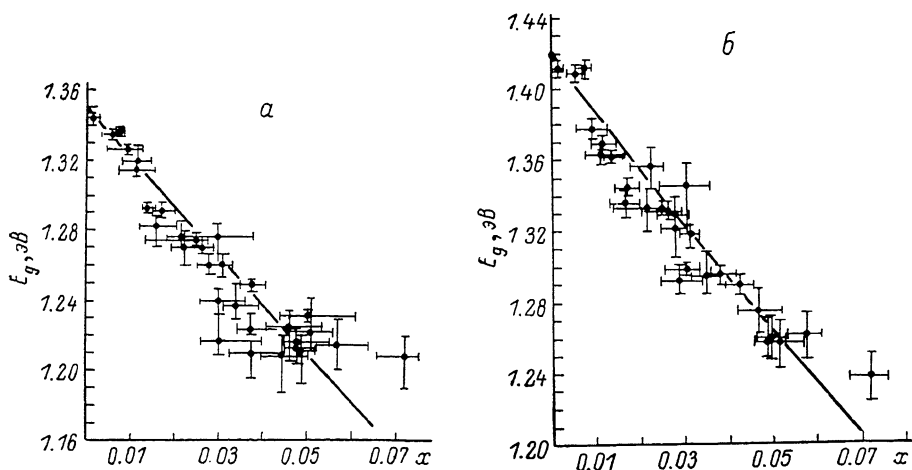


Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны от состава твердого раствора $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ при 300 (а) и 77 К (б).

Таким образом, в работе впервые получена экспериментальная зависимость ширины запрещенной зоны от состава для твердых растворов $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x \leq 0.07$), причем диапазон изменения ширины запрещенной зоны лежит в пределах 1.35—1.18 эВ, что соответствует интервалу длин волн 0.92—1.05 мкм, актуальному с точки зрения ряда прикладных задач оптоэлектроники.

Литература

- [1] Müller E. K., Richards J. L. — J. Appl. Phys., 1964, v. 35, N 4, p. 1233—1241.
- [2] Марина Л. И., Нательский А. Я., Колесник Л. И. Полупроводниковые фосфиды $A^{III}B^V$ и твердые растворы на их основе. М., 1974. 232 с.
- [3] Бирюлин Ю. Ф., Воробьева В. В., Голубев Л. В., Новиков С. В., Чалдышев В. В., Чернева Т. В., Шмарцев Ю. В. Твердые растворы в системе фосфид индия—антимонид индия. — Письма ЖТФ, 1987, т. 13, в. 3, с. 188—191.
- [4] Акчурин Р. Х., Бирюлин Ю. Ф., Исламов С. А., Чалдышев В. А., Шмарцев Ю. В. Фотолюминесценция InP, легированного висмутом. — ФТП, 1986, т. 20, в. 7, с. 1258—1261.
- [5] Пихтин А. Н. Оптические переходы в полупроводниковых твердых растворах (обзор). — ФТП, 1977, т. 11, в. 3, с. 425—455.
- [6] Долгинов Л. М., Елисеев П. Г., Исмаилов И. Инжекционные излучательные приборы на основе многокомпонентных полупроводниковых твердых растворов. — В кн.: Итоги науки и техники, сер. Радиотехника. М., 1980, т. 21, с. 3—115.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 30.07.1987
Принято к печати 20.08.1987