

неоднородностях. Для этого на поверхность волноводного слоя Г. наносится дифракц. решётка с периодом Λ (рис. 3), кратным целому числу полуволи излучения в среде: $\Lambda = m\lambda_0/2N$. Здесь λ_0 — длина волны лазерного излучения в вакууме, N — эффективный показатель преломления волноводной моды, m — порядок брэгговского отражения. Различают Г. с распределённой обратной связью (РОС), когда световая волна взаимодействует с решёткой в области усиления, и с распределённым брэгговским отражением (РБО), когда решётка

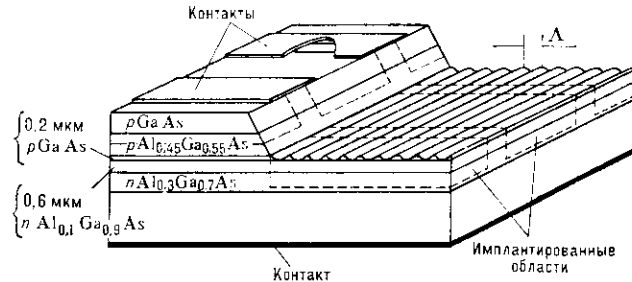


Рис. 3. Схема двух полосковых гетеролазеров с распределённым брэгговским отражением. Локализация протекания тока в узких полосках достигается за счёт высокого электрического сопротивления областей, подвергнутых ионной имплантации; световое поле локализовано в составном волноводе, образованном слоями $n\text{-Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, $p\text{-GaAs}$, а неравновесные носители локализованы в слое $P\text{-GaAs}$. Λ — шаг дифракционной решётки.

нанесена на пассивную часть волноводной структуры Г. РОС- и РБО-Г. характеризуются узкополосностью ($\Delta\lambda_0 \sim 0,1$ нм) и высокой температурной стабильностью ($d\lambda_0/dT \approx 0,05$ нм/К). Дифракц. решётка используется в РОС-Г. также для вывода излучения, что улучшает направленность излучения и повышает его мощность. РБО-Г. могут быть сформированы в едином технол. процессе с др. элементами интегральной оптики, базирющимися на полупроводниковых волноводных гетероструктурах.

Г. осуществлён впервые в СССР (1968), а затем в США (1969) на гетероструктуре GaAs—AlAs. Г. перекрыли диапазон λ_0 от жёлто-зелёной области до неск. десятков мкм (1980). Твёрдые растворы $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, изопериодические с подложкой $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$, позволили создать самые коротковолновые инжекционные Г. (при $T \sim 300\text{K}$). Эти же твёрдые растворы, изопериодические с подложкой InP, позволяют получать низкороговые инжекционные Г. для $\lambda_0 \sim 1\text{--}1,6$ мкм (наиб. перспективно для волоконно-оптич. линий связи). Твёрдые растворы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$, изопериодические с подложкой GaSb и AlSb, перспективны для $\lambda = 2\text{--}4$ мкм. Дальняя ИК-область ($\lambda_0 > 5$ мкм) осваивается с помощью твёрдых растворов $\text{PbS}_x\text{Se}_{1-x}\text{Pb}_x\text{S}_{1-x}\text{Te}$.

Лит.: Богданкевич О. В., Дарзнен С. А., Елисеев П. Г., Полупроводниковые лазеры, М., 1976; Кейси Х., Паниш М., Лазеры на гетероструктурах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981; Елисеев П. Г., Введение в физику инжекционных лазеров, М., 1983.

Ж. И. Алферов, Е. Л. Портной.
ГЕТЕРОПЕРЕХОД — контакт двух различных по хим. составу полупроводников. Г. может быть образован между двумя монокристаллич. или аморфными полупроводниками, между монокристаллич. и аморфными полупроводниками, однако наиб. практич. значение имеют Г., образованные монокристаллами. На границе Г. происходит изменение свойств полупроводникового материала: структуры энергетич. зон, ширины запрещённой зоны \mathcal{E}_g , эффективных масс носителей заряда, их подвижности и т. д. Г. наз. изотипным, если он образован полупроводниками с одинаковым типом проводимости, и анизотипным, если проводимость разного типа. Одними из первых были получены и исследовались Г. Ge—GaAs.

Для получения идеальных монокристаллич. Г. (без дефектов решётки и поверхностных состояний на границе раздела) необходимо, чтобы у полупроводников сов-

падали типы кристаллических решёток, их периоды (изопериодичность) и коэф. термич. расширения. Практически важны Г., близкие к идеальным. Для их получения периоды решёток a должны совпадать с точностью $\sim 0,1\%$. Пример идеального Г.: GaAs — твёрдый раствор $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В зависимости от способа получения Г. толщина l переходной области между двумя однородными полупроводниками может варьироваться в широких пределах, в наиб. резких Г. $l \sim 20$ Å (4—5 атомных слоёв).

Зонная диаграмма описывает большинство электрич., оптич. и др. свойств Г. Для её построения необходимо знать ширины запрещённых зон \mathcal{E}_g , работы выхода Φ , электронное сродство χ и диэлектрическую проницаемость ϵ для обоих полупроводников. Рассмотрим, напр., зонную диаграмму идеального резкого анизотипного $n\text{--}P$ -Г. (заглавная буква здесь и дальше обозначает более широкозонный полупроводник, имеется в виду ширина запрещённой зоны). При приведении полупроводников (рис. 1, а) в контакт в системе устанавливается термодинамич. равновесие (рис. 1, б), к-рое характеризуется единым ферми-уровнем \mathcal{E}_F для обоих полупроводников и наличием контактной разности потенциалов $U = 1/e |(\Phi_1 - \Phi_2)|$ (e — элементарный заряд) и электрич. поля E в приконтактной области.

В идеально резком Г. контактный потенциал $V(z)$ и энергия электрона вблизи поверхности образца $e\Psi(z)$ — непрерывные ф-ции координаты z , нормальной к границе Г., причём $V(z) = \Psi(z)$. Поэтому непрерывна и нормальная составляющая вектора электрич. индукции $D_1 = \epsilon_1 E_1 = D_2 = \epsilon_2 E_2$, где E_1 и E_2 — нормальные составляющие электрич. поля в полупроводниках вблизи границы раздела. Отсюда следует, что на границе резкого Г. при $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ нормальная составляющая электрич. поля $E(z)$ имеет разрыв, а т. к. $E(z) = -dV(z)/dz$, то $V(z)$ и $\Psi(z)$ имеют излом. Предполагается, что величины χ и \mathcal{E}_g обоих полупроводников постоянны вплоть до границы раздела. Т. к. $\Psi(z)$ непрерывна, то

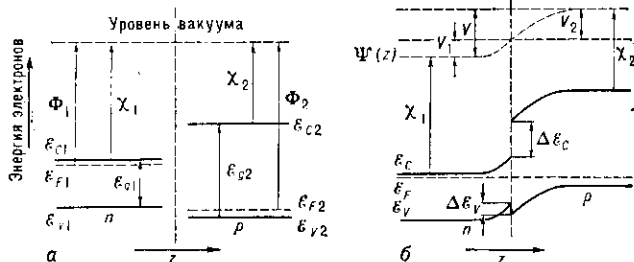


Рис. 1. Построение зонной диаграммы идеального резкого $n\text{--}P$ -гетероперевода: а — зонные диаграммы двух изолированных проводников, \mathcal{E}_c — дно зоны проводимости, \mathcal{E}_v — потолок валентной зоны, \mathcal{E}_F — уровень Ферми (энергии отсчитываются от энергии $e\Psi(z)$ в вакууме вблизи поверхности полупроводника); б — зонная диаграмма $n\text{--}P$ -гетероперевода.

при $\chi_1 \neq \chi_2$ и $\mathcal{E}_{g1} \neq \mathcal{E}_{g2}$ на границе Г. имеют место разрывы: $\Delta\mathcal{E}_c = |\chi_1 - \chi_2|$, $\Delta\mathcal{E}_v = |(\chi_2 + \mathcal{E}_{g2}) - (\chi_1 + \mathcal{E}_{g1})| = |\mathcal{E}_{g2} - \mathcal{E}_{g1} - \Delta\mathcal{E}_c|$. Ф-ция $V(z)$ находится из решения Пуассона уравнения. В случае невырожденного $n\text{--}P$ -Г. из этих решений следует, что V_1 и V_2 , приходящие на полупроводники n - и P -типов, связаны соотношением

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{N_{A2}\epsilon_2}{N_{D1}\epsilon_1}, \quad (1)$$

где N_{D1} и N_{A2} — концентрации доноров и акцепторов в полупроводниках 1 и 2. Из (1) следует, что при небольшом различии ϵ_1 и ϵ_2 изменение потенциала $V(z)$ происходит гл. обр. в слаболегир. полупроводнике. Для невырожденного $n\text{--}P$ -Г. (рис. 2) величины V_1 и V_2 связаны неравенством:

$$V_1 < \left[\frac{2kT}{e} \cdot \frac{N_{D2}\epsilon_2}{N_{D1}\epsilon_1} V_2 \right], \quad (2)$$