

- [4] С л э т е р Дж. Диэлектрики. Полупроводники. Металлы. М.: Мир, 1969. 647 с.
- [5] Ш м а н д и й В.М., М и л о с л а в с к и й В.К. - ФТТ, 1980, т. 22, в. 8, с. 2233-2239.
- [6] М и л о с л а в с к и й В.К., Р ы б а л к а А.И. - УФЖ, 1975, т. 20, № 10, с. 1612-1615.
- [7] H a r b e k e G., T o s a t t i E. - Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, N 24, p. 1567~1570.

Поступило в Редакцию
13 апреля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 2

26 января 1988 г.

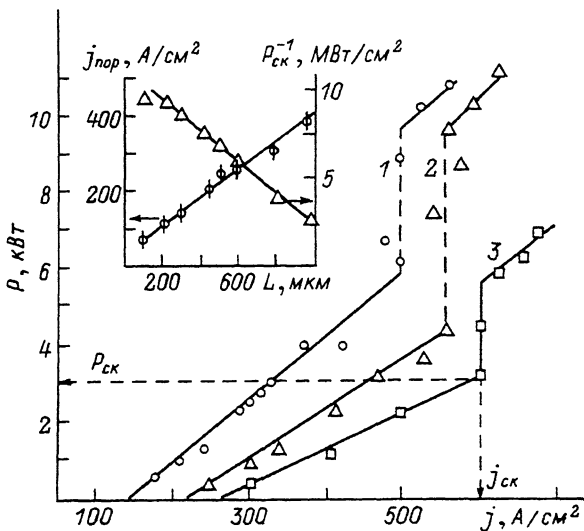
ЭЛЕКТРОННО-СВЕТОВОЙ ОТЖИГ СУЛЬФИДА КАДМИЯ

И.В. К р ю к о в а, В.В. К а п а е в,
Ю.В. К о п а е в, Н.Н. К о с т и н

Обычно лазерный отжиг полупроводников, таких как *Ge, Si, GaAs*, в наносекундном диапазоне длительностей импульсов удаётся описать в рамках теплового механизма [1]. Однако это не исключает возможности осуществления нетеплового механизма лазерного отжига при определенных экспериментальных условиях для класса веществ, у которых близко по энергии к основной фазе находятся другие фазы.

В настоящей работе исследуется механизм отжига нарушенных приповерхностных слоев *CdS* в условиях лазерной генерации ($\hbar\omega = 2,36$ эВ), возбуждаемой электронным пучком. Использовалась продольная геометрия накачки активных элементов из сульфида кадмия, которые представляли собой механически полированные с двух сторон плоскопараллельные пластины толщиной 150-1000 мкм. Электронный пучок диаметром 0,5 мм падал на поверхность пластины через „глухое“ зеркало с коэффициентом отражения $R_1 \approx 92\%$. На другой поверхности, через которую выводилось излучение, устанавливалось полупрозрачное зеркало с коэффициентом отражения $R_2 \approx 35-60\%$. Измерялись вольт-амперные характеристики лазеров при энергии возбуждающего электронного пучка ~ 200 кэВ и длительности импульса 8-10 нс в режиме одиночных импульсов.

На рисунке представлены зависимости плотности мощности P , генерируемой лазером, от плотности тока j в электронном пучке для различных длин активных элементов L . При некоторой плотности тока $j_{ск}$ и плотности лазерного излучения $P_{ск}$ имеет место скачкообразное возрастание мощности P . Нарастание P происходит за 5-8 импульсов, затем рост мощности прекращается. Скачки наблюдались в основном при облучении базовой плос-



Ватт-амперные характеристики для длин резонатора L (мкм): 1 - 300, 2 - 400, 3 - 500. На вставке - зависимость пороговой плотности тока $j_{ск}$ и плотности мощности светового излучения внутри резонатора $P_{ск}$ от длины резонатора.

кости (0001) и были слабо выражены либо вообще отсутствовали при облучении плоскостей (1120) и (1010).

Исследования на электронографе показали, что скачки P обусловлены отжигом приповерхностного нарушенного слоя на обращенной к электронному пучку стороне пластины. Толщина такого слоя после механической полировки составляла $d = 20-30$ мкм.

Установлено, что в отжиге нарушенного слоя принимает участие как электронный пучок, так и собственное лазерное излучение, причем если $P \leq (0.5-0.6)$ МВт/см², то скачки мощности отсутствовали. Обнаружена корреляция между $P_{ск}$ и значением пороговой плотности тока накачки $j_{ск}$: чем выше порог генерации, тем ниже величина $P_{ск}$. На вставке к рисунку представлены зависимости пороговой плотности тока $j_{ск}$ и светового потока $\bar{P}_{ск}$, распространяющегося внутри резонатора, от длины резонатора L ($\bar{P}_{ск} = P_{ск} (1 + R_{эфф}) / (1 - R_{эфф})$, где $R_{эфф} = 1 - (1 - R_f)$ ($1 - R_r$)).

R_f - фенелевский коэффициент отражения от полированной поверхности CdS . Аналогичные зависимости $j_{ск}$ и $\bar{P}_{ск}$ наблюдаются при изменении коэффициента отражения полупрозрачного зеркала ($j_{ск}$ падает с ростом R_r , $P_{ск}$ - растет).

Объемная плотность вводимой в образец электронным пучком энергии $\approx 10^2$ Дж/см³ на два порядка меньше, чем при лазерном

отжиге в Si и Ge . При $E = 200$ кэВ глубина проникновения электронов в кристалл $x_p \approx 70-100$ мкм. Импульсный нагрев ΔT при этом невелик, грубые оценки дают $\Delta T \approx 60-80$ С, что согласуется с наблюдаемым смещением длины волны генерации в течение импульса.

Оценка концентрации неравновесных возбуждений в нарушенной области, создаваемых как электронным пучком, так и поглощением в слое собственного лазерного излучения, дает значение $N \approx (3-5) \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ для времени рекомбинации $\tau = (2-3) 10^{-9}$ с, полученном в [2] для высоких уровней возбуждения. Величина N слабо зависит от длины резонатора L и коэффициента отражения R_1 .

Причиной наблюдаемого скачка мощности излучения является, по-видимому, восстановление в приповерхностном слое структуры, нарушенной механической обработкой, когда кроме основной вюрцитной фазы (I) возникает близко расположенная к ней по энергии сфалеритная фаза (II). Разность в их энергии δE_{II-I} , приходящаяся на один атом, составляет всего 0.09 эВ. Величины запрещенных зон E_g этих фаз и эффективные массы электронов и дырок отличаются мало ($E_{gI} = 2.5$ эВ, $E_{gII} = 2.4$ эВ). Поэтому при увеличении концентрации N неравновесных электронов и дырок энергии этих фаз изменяются подобным образом и, как следует из расчета, подобного приведенному ниже, прямой переход из фазы II в фазу I невозможен. Принципиальным моментом здесь является наличие близко лежащей к фазе II полупроводниковой же фазы III ($\delta E_{gIII-II} = 0.035$ эВ [3]) с существенно меньшей щелью $E_{gIII} = 1.5$ эВ. При большой концентрации N переход из фазы II в фазу III соответствует выигрышу в энергии $\sim N(E_{gII} - E_{gIII})$, играющей роль потенциальной энергии. При этом необходимо учитывать зависимость E_g от N ($E_{gi} = E_{g0}^i (1 - \gamma_i N)$). С другой стороны, фазе с меньшей щелью соответствуют меньшие эффективные массы, что соответствует проигрышу в кинетической энергии, пропорциональному $N^{2/3}$. Изменение энергии в каждой фазе по сравнению с равновесной ($N = 0$) имеет вид:

$$E_i = A_i N^{2/3} + B_i E_{g0}^i N(1 - \gamma_i N). \quad (1)$$

Приравняв разность выражений (1), отнесенных к одному атому, для фаз III и II величине 0.035 эВ и используя известные для этих фаз параметры эффективных масс, плотностей, выбирая разумные величины для γ_i , получим критическую концентрацию $N_k \approx (2-5) 10^{20}$ см $^{-3}$, при которой во всем облучаемом объеме должен произойти переход из фазы II в фазу III. Кроме того, эта разность имеет при несколько больших $N = N_{min}$ точку минимума. Таким образом, имеет место ситуация, аналогичная ситуациям с электрон-дырочными каплями [4, 5]. В отличие от последних, в которых при концентрации $N_{min} \approx 10^{17}-10^{18}$ см $^{-3}$ электроны и дырки удерживаются за счет их кулоновского взаимодействия, в нашем случае большой плотности электроны и дырки являются идеальным газом. Роль же потенциальной энергии играет разница в изменении энергии фаз

под действием N (разница вторых слагаемых в (1)). Имеет место также аналогия с ситуацией, рассмотренной в [6] для равновесного случая, в котором образованию области новой фазы препятствует кулоновский потенциал заряда втягивающихся в нее электронов. В нашем случае это не возникает, поскольку электроны и дырки втягиваются вместе.

После выключения импульса накачки и рекомбинации носителей при комнатной температуре осуществляется переход из фазы III в наиболее выгодную фазу I.

Нарушенная приповерхностная область имеет показатель преломления n_n , несколько отличный от значения n_0 в объеме. При достижении условий генерации в образце образуется стоячая электромагнитная волна. Распределение интенсивности становится периодическим с периодом в приповерхностной области $d = \lambda/2n_n$ (λ — длина волны в вакууме). Области максимумов являются естественным местом для образования „капли“ фазы III, которая после окончания импульса и рекомбинации носителей перейдет в фазу I с показателем преломления n_0 . К моменту прихода следующего импульса накачки приповерхностная область будет представлять собой среду с периодическими неоднородностями показателя преломления. Ширина полосок фазы III, отнесенная к d , равна отношению средней концентрации возбуждений N к N_{min} .

Расчет распределения интенсивности электромагнитного излучения в такой среде показывает, что максимумы интенсивности располагаются вне отожженных после первого импульса участков. В результате во время действия второго импульса будут отжигаться соседние участки. Действие этого механизма приведет к увеличению отожженной области от импульса к импульсу. Для отжига всего нарушенного слоя при этом достаточно смещения максимума на d . Таким образом, отжиг всего образца может произойти при средней концентрации неравновесных электронов и дырок существенно меньшей значения, необходимого для однородного переключения образца в фазу III за один импульс.

Л и т е р а т у р а

- [1] Х а й б у л л и н И.Б., С м и р н о в Л.С. — ФТП, 1985, т. 19, № 4, с. 569–591.
- [2] К о в а л е н к о В.А., К р ю к о в а И.В., П р о к о ф ь е в а Е.П. — Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 3, с. 1790–1796.
- [3] С о б о л е в О.В. Зоны и экситоны в соединениях группы AlV^{VI} . Кишинев, Штеница, 1980, с. 254.
- [4] К е l d y s h L.V. In Proc. of Intern. Conference of Physics of Semiconductors. — L.: Nauka, 1968, p.1307.
- [5] Т и х о д е е в С.Г. — УФН, 1985, т. 145, в. 1, с. 1–50.
- [6] К р и в о г л а з М. — УФН, 1973, т. 111, в. 4, с. 617–654.