

максимум фоточувствительности смещается с 3.5 до 2.5 мкм вследствие увеличения ширины запрещенной зоны.

В пленках PbS были получены вертикальные $p-n$ -переходы [4], которые также обладали фоточувствительностью, а их ВАХ были подобны ВАХ $p-n$ -переходов в монокристаллах. Отметим, что подвижность носителей заряда μ в имплантированном слое в интервале температур 80—200 К практически не уступала μ в исходной пленке.

Ответственными за изменение типа проводимости $p-n$ после имплантации до отжига являются вакансии серы, концентрация которых может на 2 порядка превышать концентрацию имплантируемых ионов. С этими точечными дефектами связан резонансный уровень, лежащий в зоне проводимости и стабилизирующий энергию Ферми.

Показано, что РД в PbS являются достаточно устойчивыми и отжигаются при $T \geq 300$ °С. После отжига проявляется донорное действие цинка. Оценка электрической активности по методике [5] показала, что каждые 100 атомов цинка дают только один донорный центр единичной активности.

Таким образом, впервые в PbS получены $p-n$ -переходы с использованием легирующего действия РД, возникающих при ионной имплантации.

Список литературы

- [1] Лидоренко Н. С., Дашевский З. М., Казьмин С. А., Кайданов В. И., Руленко М. П. // ДАН СССР. 1989. Т. 305. В. 4. С. 844—847.
- [2] Palmetshofer L. // J. Appl. Phys. 1984. V. A34. N 1. P. 139—153.
- [3] Зломанов В. П., Матвеев О. В., Новоселова А. В. // ЖНХ. 1965. Т. 10. В. 7. С. 1753—1755.
- [4] Горбачев В. В., Евменьев Л. А., Лигер В. В., Руленко М. П. // Электрон. техн. Сер. 3. Микроэлектрон. 1985. Т. 2. В. 114. С. 14—17.
- [5] Аброян И. А., Алиев В. З. и др. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 611—613.

Научно-производственное объединение «Квант»
Москва

Получено 7.03.1990
Принято к печати 6.07.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

НЕРАВНОВЕСНОЕ ИСПАРЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ТОРМОЗНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ СВЕТА

Стрекалов В. Н.

В предыдущих работах [1] обсуждалась неравновесная сублимация кристаллов, вызванная поглощением света с энергией фотона $\hbar\omega > E_g$. Специфика изученного процесса заключается в его двухступенчатости (свет создает некоторое количество неравновесных экситонов или электронно-дырочных пар, которые могут затем безызлучательно рекомбинировать, передавая запасенную энергию атомам на поверхности и этим способствуя их сублимации) и возникновении эффекта смягчения энергетического порогового условия сублимации. Последнее, являясь проявлением более общего эффекта изменения энергетических пороговых условий неупругих кинетических процессов [2], может оказаться важным и при испарении прозрачных полупроводников ($\hbar\omega < E_g$), в которых основное значение имеет одновременное с рассеянием электронов внутрizonное поглощение света. В таком случае процесс испарения может быть одноступенчатым и происходить в течение одного элементарного квантово-механического акта.

В прозрачных полупроводниках можно указать несколько каналов неравновесного испарения. Считая свет не слишком интенсивным (ни плавления, ни пробоя не происходит), рассмотрим процесс нетепловой сублимации, вызванной

электронным ударом. При этом отрывание атома может происходить в результате как простого рассеяния на нем достаточно быстрого электрона (процесс, который может происходить и в равновесных условиях), так и менее вероятного рассеяния электрона, сопровождающегося одновременным поглощением света.

Согласно результатам работы [2], можно ожидать, что при выполнении неравенства

$$\frac{e^2 E_0^2}{3m\hbar\omega^3} \exp\left\{\frac{\hbar\omega}{T}\right\} > 1 \quad (1)$$

основной наблюдаемый вклад в сублимацию дает второй, менее вероятный процесс (E_0 и ω — напряженность и частота световой волны, m и T — масса и «температура» неравновесных электронов; первый множитель характеризует взаимодействие свободного электрона с электрическим полем световой волны, второй указывает на то, как сильно возрастает число электронов, способных вызвать сублимацию атома, в результате одновременного поглощения света).

Для того чтобы убедиться в важности маловероятного процесса сублимации с одновременным поглощением света и оценить его среднюю скорость, рассмотрим приповерхностный атом в модели [1] «частица в потенциальной яме» и учтем действие нерезонансного светового поля только на движение свободного электрона. Гамильтониан такой задачи можно записать в виде

$$H(t) = H_{ат} + H_{вх}(t) + H_{вв}, \quad (2)$$

где $H_{ат}$ — гамильтониан связанного и свободного атомов, который определяет их собственные энергии $\mathcal{E}_n = \mathcal{E} - \mathcal{E}_{св} < 0$ и $\mathcal{E}_к > 0$ ($\mathcal{E}_{св}$ — глубина потенциальной ямы, в которой связан поверхностный атом, $\mathcal{E} > 0$ — его энергия над дном ямы, $\mathcal{E}_к$ в простейшем случае совпадает с кинетической энергией сублимировавшего атома),

$$H_{вх}(t) = \sum_j \frac{1}{2m} \left(\mathbf{p}_j - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \quad (3)$$

— гамильтониан свободных электронов в электромагнитном поле, заданном векторным потенциалом $\mathbf{A}(t)$,

$$H_{вв} = e\varphi(\mathbf{r}) = e \frac{\mathbf{r} \mathbf{d}_{ат}}{\epsilon_0 r^3} e^{-x\tau} \quad (4)$$

— гамильтониан экранированного взаимодействия электрона с дипольным моментом атома.

Операторы (3), (4) позволяют провести описание тормозного поглощения света — обычного $\mathcal{E}_{n_i} = \mathcal{E}_{n_f}$ и сопровождающегося возбуждением связанного атома ($\mathcal{E}_{n_i} \rightarrow \mathcal{E}_{n_f} \neq \mathcal{E}_{n_i}$), а также интересующего нас фотосублимационного перехода ($\mathcal{E}_{n_i} \rightarrow \mathcal{E}_{кf}$).

После обычных квантово-механических преобразований указанный гамильтониан позволяет найти вероятность элементарного перехода, сопровождающегося l -фотонным поглощением света,

$$w_l = \frac{2\pi}{\hbar} |\lambda|^2 J_l^2(z) \delta(\beta), \quad (5)$$

где

$$\lambda = \langle f | H_{вв} | i \rangle, \quad z = \frac{\dot{\epsilon} \Delta \mathbf{p} E_0}{m \hbar \omega^2} \quad (6)$$

— матричный элемент перехода и аргумент функции Бесселя, которая учитывает многофотонные процессы; $\Delta \mathbf{p}$ — изменение импульса электрона, рассеивающегося на атоме.

Закон сохранения энергии в рассматриваемых процессах определяется выражением

$$\beta = E_f - E_i = \frac{p_f^2 - p_i^2}{2m} + \mathcal{E}_{св} - \mathcal{E} - l\hbar\omega + \mathcal{E}_i, \quad (7)$$

которое представлено в виде, удобном для изучения сублимационных переходов $\mathcal{E}_n \rightarrow \mathcal{E}_k$. В дальнейшем ради лаконичности можно ограничиться рассмотрением только бесфотонных ($l=0$) и однофотонных ($l=1$) переходов, а также главным членом разложения $J_l(z)$ по E_0 .

Для получения величин экспериментально наблюдаемых средних скоростей сублимации необходимо провести статистическое (по энергетическим функциям распределения электронов и связанных атомов) и пространственное усреднения вероятности (6). Аналогичные усреднения проводились в [1]. Воспроизводя их и полагая $\mathcal{E}_{св} \gg \mathcal{E}_k$, T , а также ограничиваясь случаем $\hbar\omega < \mathcal{E}_{св}$, найдем скорости сублимации нейтральных невозбужденных атомов

$$S_{l=0, 1} \approx \frac{8\pi N_e V_x}{3\hbar T^{3/2}} \left[\frac{e d_{ат}}{\epsilon_0 r_{ср}^2} \right]^2 \left[\frac{9T}{4\hbar\omega} \frac{e^2 E_0^2}{3m\hbar\omega^3} \right]^{2l} \sqrt{\mathcal{E}_{св} - l\hbar\omega} \exp \left\{ -\frac{\mathcal{E}_{св} - l\hbar\omega}{T} \right\}. \quad (8)$$

Здесь N_e — концентрация электронов, $V_x = 2\pi/3x^3$ — объем незаэкранированной области вокруг сублимирующего атома, $r_{ср} = 0.5 N_e^{-1/3}$ или $r_{ср} = x^{-1}$, $d_{ат} = e\delta r$, где δr — деформация атома при сублимации.

Из формулы (8) следует отношение

$$\frac{S_1}{S_0} \approx \frac{9T}{4\hbar\omega} \sqrt{\frac{\mathcal{E}_{св} - \hbar\omega}{\mathcal{E}_{св}}} \frac{e^2 E_0^2}{3m\hbar\omega^3} \exp \left\{ \frac{\hbar\omega}{T} \right\}, \quad (9)$$

представляющее собой уточненное значение рассмотренного в начале данной работы параметра (1). Если правая часть (9) значительно превосходит единицу, то влияние эффекта изменения энергетического порогового условия сублимации велико, наблюдаемая скорость этого неупругого процесса определяется менее вероятными переходами с одновременным поглощением света.

Проведем оценки скоростей сублимации (8), рассматривая условия, в которых выполнялись эксперименты [3]. Тогда $\hbar\omega \approx 1.17$ эВ, $E_0 \approx 3 \cdot 10^4$ В/см, $T \approx 0.025$ эВ, $N_e V_x \approx 3$, $r_{ср} \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см, $d_{ат} \approx 1.5 \cdot 10^{-18}$ СГСЕ (деформация атома $\delta r/r$ принята равной 15 %, что косвенно подтверждается сопоставлением энергии деформации с энергией связи атома), $\epsilon_0 \approx 10$, $m \approx m_0$, m_0 — масса свободного электрона, $\mathcal{E}_{св} \approx 1.4$ эВ для цинка в кристалле ZnO (у металлического цинка [4] $\mathcal{E}_{св} \approx 1.2$ эВ). Тогда $S_1/S_0 \approx 3 \cdot 10^{11}$, т. е. сублимация происходит в основном по каналу с одновременным поглощением света, а ее скорость $S \approx S_1 \approx 5 \cdot 10^3$ с $^{-1}$. За время действия лазерного импульса длительностью 15 нс сублимация этого типа должна приводить к испарению $\sim 7 \cdot 10^{-5}$ монослоя кристалла, что хорошо согласуется с данными опытов [3].

Список литературы

- [1] Стрекалов В. Н. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1939—1942. 1988. Т. 22. В. 2. С. 315—317.
- [2] Стрекалов В. Н. // ФТТ. 1972. Т. 14. В. 5. С. 1563—1565.
- [3] Глебовский А. А., Моисеенко И. Ф., Лисаченко А. А. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 10. В. 12. С. 735—738.
- [4] Жданов Г. С. Физика твердого тела. М., 1961. 501 с.

Московский станкоинструментальный институт

Получено 5.04.1990
Принято к печати 6.07.1990