

подавляют эффективность испарения фосфора ввиду значительной величины P_0 для последнего (см. таблицу).

Таким образом, в работе впервые установлено влияние окружающей среды на изменение коэффициента отражения от поверхности материалов $A^{III}B^V$, происходящее вследствие ИЛО. Заметный рост R при облучении в вакууме можно связать с потерей компоненты B из соединения и обусловленной этим металлизацией поверхности. Такая грань может характеризоваться большой величиной R по отношению к исходному состоянию образца. Однако существует и альтернативная возможность. Известно, что ИЛО GaAs на воздухе ведет к обогащению поверхности мышьяком [6]. Облучение в вакууме препятствует накоплению As, и поверхностный слой обладает более высокой стехиометрией. Последнее также ведет к росту R . Для разделения указанных причин необходимы дальнейшие эксперименты по определению атомного состава облученной грани.

Авторы благодарны Международному Лазерному Центру при Московском государственном университете за финансовую поддержку в данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] A. G. Gullis. Rep. Prog. Phys., 48, 1155 (1985).
- [2] С. Ю. Карпов, Ю. В. Ковальчук, Ю. В. Погорельский. ФТП, 20, 1945 (1986).
- [3] С. А. Ахманов, В. И. Емельянов, Н. И. Коротеев и др. УФН, 147, 675 (1985).
- [4] П. К. Кашкаров, В. И. Петров, В. Ю. Тимошенко. Изв. АН СССР, сер. физическая, 55, 1655 (1991).
- [5] Физико-химические свойства полупроводниковых веществ (под ред. А. В. Новоселовой, В. Б. Лазарева), 339. М. (1979).
- [6] D. H. Lowndes. In: Semiconductors a. Semimetals, 23, 471 (1984).

Редактор: Л. В. Шаронова

ФТП, том 26, вып. 10, 1992

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК МАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА $Eu_{1-x}Sm_xO$

В. Ф. Кабанов

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, 410601, Саратов, Россия
(Получено 21.04.1992. Принято к печати 27.04.1992)

В настоящей работе исследовались электрические свойства пленок $Eu_{1-x}Sm_xO$. Интерес к этому материалу вызван тем, что электронные процессы в пленках магнитных полупроводников (МП), обладающих фото- и тензочувствительностью, фотоиндуцированным магнетизмом и другими особенностями, изучены явно недостаточно.

Образцы представляли собой кремниевые подложки n -типа проводимости ($\varphi \sim 5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), на которые наносились пленки твердого раствора $Eu_{1-x}Sm_xO$ методом термического испарения в вакууме соответствующей лигатуры и последующего окисления. Толщина пленок составляла $\sim 0.1 \text{ мкм}$, в качестве электродов использовались алюминиевые контакты площадью $\sim 1 \text{ мм}^2$. Очевидно, что в исследуемой МДП структуре пленка $Eu_{1-x}Sm_xO$ являлась диэлектриком. Так можно считать в связи с тем, что сопротивление пленки превышало сопротивление кремниевой подложки на несколько ($8 \div 10$) порядков величины. Кроме того, учитывалось то обстоятельство, что магнитные параметры пленок

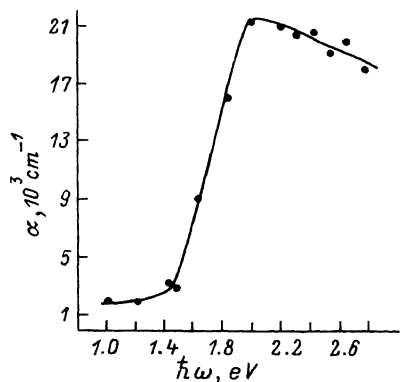


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения пленки $\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$ от энергии фотона.

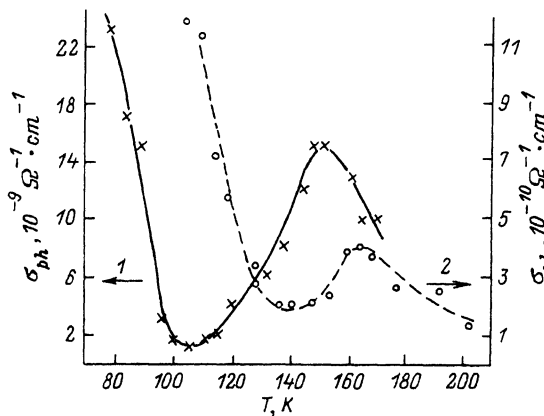


Рис. 2. Температурная зависимость удельной фотопроводимости пленки $\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$. 1, 2 — разные образцы.

отличаются от соответствующих параметров монокристаллических образцов (например, известно увеличение температуры Кюри T_C [1]).

Измерения проводились при прямом смещении на полевом электроде, так что влияние области пространственного заряда в подложке можно было не учитывать, и кремний играл роль электрода. На пленку воздействовали белым светом освещенностью до 10^4 лк в диапазоне температур 77—300 К. В работе также снимались спектры поглощения указанных пленок, нанесенных на стеклянную подложку, в области значений энергии фотонов 0.8—2.8 эВ.

На зависимости коэффициента поглощения α от энергии электромагнитного излучения, представленном на рис. 1, наблюдается максимум при 2 эВ (~ 0.6 мкм). Экстраполяция линейного участка кривой зависимости α ($h\nu$) до пересечения с осью абсцисс дает величину энергии уровней, с которых электроны возбуждаются в зону проводимости. Эта величина, оцененная нами как 1.4 ± 1.5 эВ, соответствует глубине залегания $4f$ -уровней в запрещенной зоне для данного материала [2].

С учетом того, что толщина пленки составляла ~ 0.1 мкм, а значения коэффициента поглощения $\alpha \sim (0.3-0.5) \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, можно считать, что излучение этой длины волны практически полностью поглощается в пленке диэлектрика. В дальнейшем при исследовании фотопроводимости структур $\text{Si}-\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}-\text{Al}$ освещение проводилось со стороны пленки, а источником была выбрана лампа накаливания с максимумом излучения в диапазоне ~ 0.6 мкм.

Типичные температурные зависимости удельной фотопроводимости σ_{ph} для двух пленок $\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$ представлены на рис. 2. Видны минимум фотопроводимости в интервале 105—140 и максимум в области 160—180 К (значения для разных образцов различаются).

Известно, что σ_{ph} в случае, когда фототок сильно превышает темновой ток, т. е. $i_{ph} \gg i_d$ (у нас i_{ph}/i_d достигало трех порядков величины), может быть определена следующим образом:

$$\sigma_{ph} = q\mu\Delta n,$$

где μ — дрейфовая подвижность; $\Delta n = G\tau_0$ — избыточная концентрация фотоносителей, созданных излучением; G — число пар носителей, созданных в единицу времени в единичном объеме; τ_0 — время жизни носителя в состояниях, где достигается квазиравновесие.

В литературе [2, 3] имеются сведения о том, что в исследуемом температурном диапазоне (ниже 200 К) для халькогенидов редкоземельных элементов τ_0 слабо зависит от температуры, т. е. характер температурной зависимости фотопроводимости в этом режиме может быть таким же, как и характер температурной зависимости дрейфовой подвижности носителей.

Исследуемые пленки являются квазиморфными и имеют высокую концентрацию дефектов ($N_{\text{def}} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$), что может существенно повлиять на рассеяние зонных носителей вблизи T_C . При нагревании ближний порядок вблизи дефекта по сравнению с дальним сохраняется до более высоких температур. Благодаря этому вокруг дефекта образуется микрообласть с магнитным моментом, величина которого имеет максимум вблизи температуры фазового перехода, так как в предельных случаях ситуация такова: $T \rightarrow 0$ — кристалл обладает дальним ферромагнитным порядком; $T \gg T_C$ — в кристалле разрушены и дальний, и ближний порядок [4]. Из сказанного следует, что в области T_C может наблюдаться максимум рассеяния на магнитном моменте и соответственно минимум дрейфовой подвижности.

На полученных экспериментально температурных зависимостях фотопроводимости (рис. 2) такой минимум обнаружен в диапазоне 105—140 К для ряда образцов. В этой же области значений температуры на зависимости $\sigma(T)$ нами наблюдался излом характеристики [5], причем энергия активации проводимости в области до излома значительно превышала энергию активации в области после излома. Этот результат авторами работы [6] интерпретируется как переход из парамагнитной области в ферромагнитную. Следовательно, наши результаты можно рассматривать как подтверждение фазового перехода для МП $\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$ в данном диапазоне температур (105—140 К).

Рассмотрим поведение фотопроводимости и соответственно подвижности в области фазового перехода. Увеличение подвижности с изменением температуры от T_C и ниже связано с возрастанием дальнего магнитного порядка и уменьшением рассеяния на флуктуациях магнитного момента. Зависимость μ от T , как следует из нашего эксперимента, носит характер $\sim 1/T$, что соответствует интерпретации, предложенной в [4].

Уменьшение σ_{ph} при $T > 160$ —180 К объясняется типичным для полупроводников ростом темновой проводимости за счет концентрации

$$\sigma \sim \exp\left(-\frac{q\epsilon}{kT}\right)$$

(ϵ — энергия активации), на фоне которого температурное поведение подвижности уже не играет доминирующей роли.

Наибольший интерес на рис. 2 представляет поведение $\sigma_{ph}(T)$ [или $\mu(T)$] в диапазоне 105—160 К — участок справа от минимума. Интервал температур, в котором наблюдается рост подвижности с ростом температуры, для различных образцов составлял 20—50 град. Экспериментально полученная нами температурная зависимость $\mu(T)$ в этом случае имеет вид $\mu \sim T^n$, $2 < n < 3$.

Как известно, в первом приближении подвижность связана с временем релаксации соотношением

$$\mu(T) = \frac{q}{m^*} \tau(T). \quad (1)$$

В соответствии с [4] время релаксации для дефектных пленок МП при доминировании рассеяния на областях аномальной намагниченности (кластерах) может быть представлено выражением

$$\tau \sim N_{\text{def}}^{-1} A^{-2} K^{-2}, \quad (2)$$

где A — обменная энергия, K — величина магнитного момента. Формула (2) показывает, что определяющим в температурной зависимости τ является функция $K(T)$.

В окрестности T_C величина магнитного момента может быть представлена в виде [7]

$$K = \chi H_{\text{mol}}, \quad (3)$$

где

$$H_{\text{mol}} = \frac{3kT_C}{m} \cdot \frac{J}{J+1}$$

— молекулярное поле Вейса;

$$\chi = \frac{N_{\text{Eu}}m}{3k(T - T_C)}$$

— магнитная восприимчивость;

$$m = g \sqrt{J(J+1)}$$

— магнитный момент в расчете на один ион Eu^{2+} ;

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

— фактор Ланде для иона Eu^{2+} , J , L , S — полный, орбитальный и спиновый моменты иона.

Для Eu^{2+} : $S = 7/2$, $L = 0$, $J = 7/2$.

После несложных преобразований имеем:

$$K = \frac{J}{J+1} \cdot N_{\text{Eu}}m \frac{T_C}{(T - T_C)},$$

и после подстановки в (2) получаем зависимость τ от T :

$$\tau \sim \left(\frac{T - T_C}{T_C} \right)^2. \quad (4)$$

Из выражений (1) и (4) следует, что зависимость подвижности от температуры носит квадратичный характер: $\mu \sim T^2$. Это совпадает с экспериментом ($\mu \sim T^n$, $2 < n < 3$), если учесть, что в расчете не рассматривались другие механизмы рассеяния, которые могут вносить поправки в показатель степени n . Эти рассуждения можно дополнить тем, что для ряда монокристаллических образцов $\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$ [2] наблюдается более сильная зависимость χ от T , чем $\chi \sim 1/T$.

Таким образом, в работе исследована температурная зависимость фотопроводимости пленок магнитного полупроводника $\text{Eu}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}$ на кремниевой подложке в диапазоне 77—300 К. Обнаруженный характер зависимости позволяет связать минимум фотопроводимости (или минимум подвижности) с фазовым

переходом порядок—беспорядок для данного магнитного материала. Температурная зависимость вида T^n ($2 < n < 3$) обсуждается с точки зрения рассеяния носителей на магнитных моментах неупорядоченных областей. Получено удовлетворительное совпадение теоретической оценки $\mu(T)$ с экспериментом. При этом допускалось, что модель температурной зависимости дрейфовой подвижности носителей в темноте остается справедливой при освещении образца.

Выражаю благодарность А. М. Свердловой за обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] M. Gazgnier. Phys. St. Sol. A, 114, 11 (1989).
- [2] В. Г. Бамбуров, А. С. Борухович, А. А. Самохвалов. Введение в физико-химию ферромагнитных полупроводников, 206. М. (1988).
- [3] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах, т. 1, 368. М. (1982).
- [4] Э. Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников, 432. М. (1979).
- [5] В. Ф. Кабанов, А. М. Свердлова. ФТП, 25, 1388 (1991).
- [6] Е. П. Свирина, Л. П. Шляхина. В сб.: Тез. докл. XVIII Всес. конф. по физике магнитных явлений, ч. 2, 265. Калинин (1988).
- [7] Р. Уайт. Квантовая теория магнетизма, 304. М. (1985).

Редактор: Л. В. Шаронова

ФТП, том 26, вып. 10, 1992

О МЕХАНИЗМЕ ИОННО-ИНДУЦИРОВАННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В КРЕМНИИ

А. П. Новиков, Г. А. Гусаков, Ф. Ф. Комаров, В. П. Толстых

Белорусский государственный университет им. В. И. Ленина, 220080, Минск, Беларусь
(Получено 10.12.1991. Принято к печати 7.05.1992)

Явление низкотемпературной ионно-индуцированной кристаллизации (ИИК) аморфных полупроводников известно достаточно давно [¹⁻³]. Облучение ускоренными ионами кристаллов кремния и арсенида галлия с аморфным слоем на поверхности понижает температуру кристаллизации на 200—300 °С и почти на порядок энергию активации процесса. В литературе обсуждаются два механизма ИИК. Первый связывает процесс кристаллизации аморфного слоя с диффузией на границу раздела фаз точечных дефектов, создаваемых ионными пучками [^{2, 3}]. Зависимость скорости кристаллизации от энергии и массы ионов, а также тот факт, что при облучении скрытых аморфных слоев в режиме каналирования скорость кристаллизации почти в 2 раза меньше, чем для случайного пучка, позволили сделать вывод, что эпитаксиальный рост кристаллического кремния каналируется ядерной (упругой) составляющей потерь энергии ионов. Энергии активации кристаллизации в кремнии 0.18 и 0.33 эВ приписывают миграции дважды отрицательной и нетральной вакансии. Во втором подходе эпитаксиальный рост объясняют перестройкой атомов на границе раздела фаз в объеме, прилегающей к траектории частицы [¹]. Движущей силой, по мнению авторов, служат электронные или ядерные возбуждения на границе. В последнее время предпочтение отдается первой модели. Аргументами в пользу диффузионно-контролируемого механизма ИИК служат данные работы [³], где выявлены зависимость скорости кристаллизации от плотности потока частиц и инерционность процесса с характерным временем 0.26 с.