

Влияние электрических полей неподвижных дислокаций на фотолюминесценцию и ЭПР в деформированных кристаллах ZnS

© С.А. Омельченко, М.Ф. Буланый, О.В. Хмеленко

Днепропетровский национальный университет,
49050 Днепропетровск, Украина

E-mail: bulanyi@mail.dsu.dp.ua

(Поступила в Редакцию 22 августа 2002 г.

В окончательной редакции 7 февраля 2003 г.)

Рассматривается роль электрических полей неподвижных ростовых дислокаций в формировании люминесцентных свойств деформированных кристаллов сульфида цинка. Показано, что особенности изменений фотолюминесценции и электронного парамагнитного резонанса, наблюдаемые после пластического деформирования кристаллов ZnS, могут быть вызваны увеличением радиуса ридовских цилиндров, происходящим при выходе ростовых дислокаций из атмосфер Коттрелла.

Вследствие того, что пластическая деформация кристаллов сопровождается множеством сопутствующих процессов, механизмы ее влияния на их электрические и оптические свойства могут быть самыми разнообразными. В связи с этим понятно, что выяснение природы описанных в данной работе деформационных изменений люминесцентных свойств кристаллов ZnS представляет собой трудную экспериментальную задачу, в которой кроме факторов, общих для всех материалов, необходимо учитывать также факторы, специфические для сульфида цинка. Так, например, известно, что при пластической деформации кристаллов ZnS в результате движения частичных дислокаций происходит переориентация исходной структуры микродвойников и поли-типов в структуру сфалерита [1,2]. Важность учета этого факта для анализа изменений всех структурно-чувствительных свойств очевидна. Кроме того, доказано, что дислокации, движущиеся при пластической деформации кристаллов ZnS, обладают отрицательным электрическим зарядом, что приводит к сильному взаимодействию дислокационной и электронной подсистем [3–5]. К этому следует добавить, что в кристаллах сульфида цинка электрические поля, способные ионизировать примесные центры, обнаружены также у неподвижных дислокаций [6]. Однако непосредственное влияние этих полей на процессы рекомбинации до сих пор не учитывалось.

Для выяснения основных причин изменений люминесцентных свойств кристаллов ZnS:Mn и ZnS:Fe, происходящих в результате пластического деформирования и регистрируемых после прекращения деформации, параллельно с оптическими измерениями использовался метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Очевидно, что выбор примесей является оптимальным, так как, с одной стороны, это удобные парамагнитные зонды для исследований ЭПР, а с другой — хорошо известные центры внутрицентровой (марганец) и рекомбинационной (железо) люминесценции.

1. Образцы и методика эксперимента

Исследовались монокристаллы ZnS, выращенные из расплава по методу Бриджмена под давлением инертного газа 150 atm. Примеси марганца ($5 \cdot 10^{-1}$ at.%) и железа (10^{-2} at.%) вводились в кристаллы в процессе выращивания.

Из монокристаллов вырезались образцы размером $2 \times 2 \times 4$ mm. Поверхность образцов полировалась алмазной пастой. Активная при деформации плоскость скольжения $(111)_c$ располагалась под углом 45° по отношению к деформирующему напряжению. Деформирование осуществлялось с постоянной скоростью $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ m/s при температуре 400 K. Известно, что при используемой геометрии и условиях нагружения в базисной плоскости кристаллов ZnS движутся частичные дислокации [1,2]. Регистрация спектров ЭПР и фотолюминесценции (ФЛ) выполнялась после каждого акта деформации образцов. Условия деформирования сохранялись в течение всех экспериментов.

Измерения ЭПР проводились на радиоспектрометре типа SE/X-2543 „RADIOPAN“ в X-диапазоне. ФЛ в исследуемых образцах возбуждалась с помощью ртутной лампы ДРШ-500 излучением с длиной волны $\lambda = 365$ nm. Регистрация спектров люминесценции осуществлялась по стандартной методике на автоматизированной установке с компьютерной обработкой результатов. Измерения производились при температурах 300 и 77 K.

2. Результаты экспериментов

Диаграммы деформации исследуемых образцов свидетельствуют о том, что при используемом режиме деформирования начальное напряжение пластического течения для кристаллов ZnS:Fe в ~ 7 –12 раз больше, чем для кристаллов ZnS:Mn. Отметим также, что образцы кристаллов ZnS:Mn легко деформировались до значений $\varepsilon \approx 20$ –25%, в то время как максимальная ве-

личина деформации для кристаллов ZnS:Fe составляла $\varepsilon \approx 7-9\%$, после чего они разрушались.

2.1. Люминесценция. Спектры ФЛ в кристаллах ZnS:Fe состоят из двух полос (рис. 1, *a*). Одна из них расположена в красной области спектра с максимумом на длине волны $\lambda = 640$ nm и обусловлена центрами Fe^{3+} [7]. Максимум интенсивности другой полосы, расположенной в зелено-голубой области спектра, соответствует длине волны $\lambda = 510$ nm. Свечение в данной области спектра является характерным для кристаллов сульфида цинка и часто наблюдается даже в нелегированных образцах [8].

В исследуемых кристаллах ZnS:Mn регистрируется одна полоса ФЛ центров Mn^{2+} в оранжевой области спектра с максимумом, соответствующим $\lambda = 580$ nm (рис. 2, *a*) [9].

После пластического деформирования практически все параметры спектров ФЛ исследуемых образцов изменяются (рис. 1 и 2). Так, в кристаллах ZnS:Fe с увеличением степени деформации наблюдается монотонное возрастание интенсивности свечения в обеих полосах

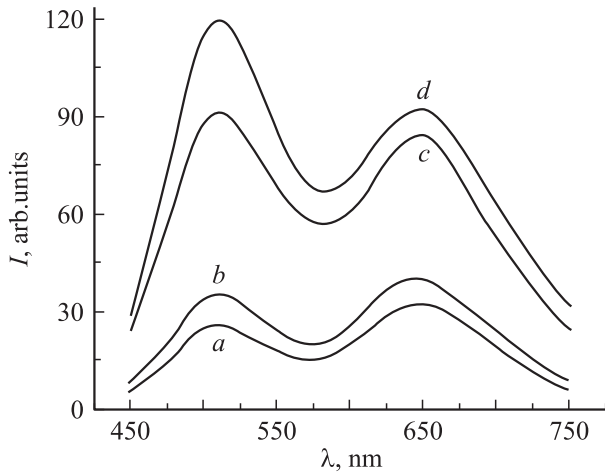


Рис. 1. Спектры ФЛ деформированных кристаллов ZnS:Fe. $\varepsilon = 0$ (*a*), 3.27 (*b*), 5.78 (*c*) и 10.43% (*d*).

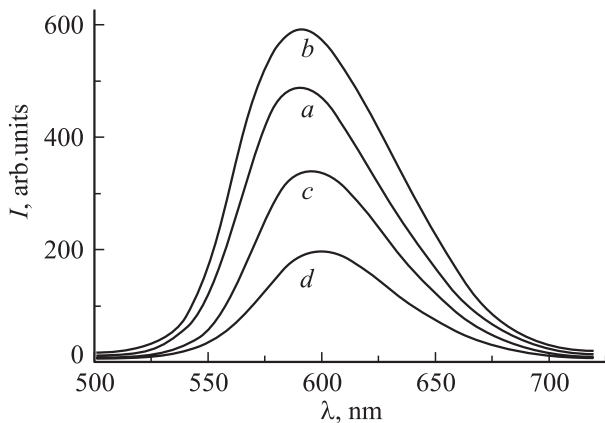


Рис. 2. Спектры ФЛ центров Mn^{2+} в деформированных кристаллах ZnS:Mn. $\varepsilon = 0$ (*a*), 2 (*b*), 7.8 (*c*) и 14.2% (*d*).

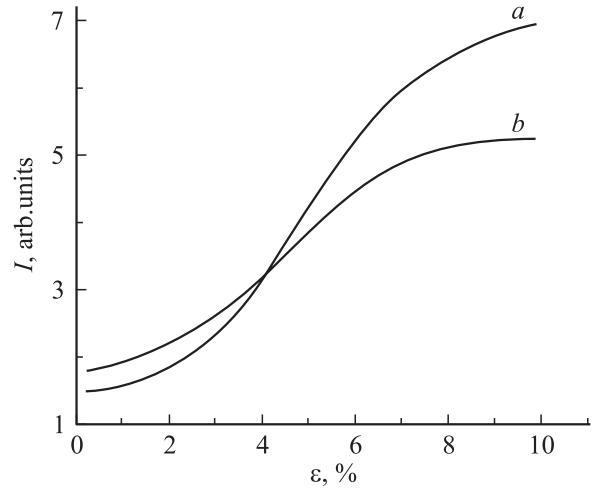


Рис. 3. Зависимость интенсивности максимумов полос ФЛ кристаллов ZnS:Fe от степени деформации. *a* — „зелено-голубая“ ФЛ; *b* — ФЛ Fe^{3+} -центров.

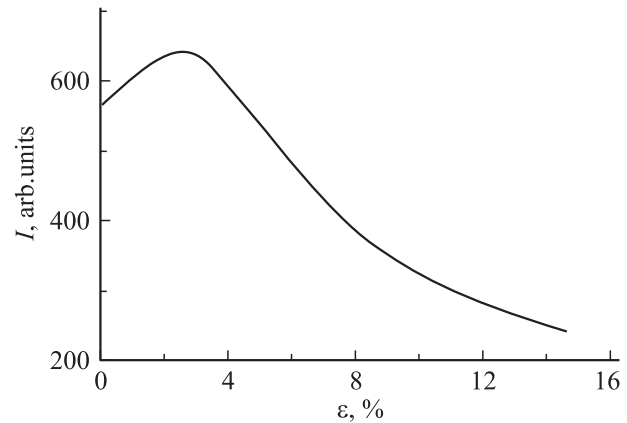


Рис. 4. Зависимость интенсивности максимума ФЛ Mn^{2+} от степени деформации кристаллов ZnS:Mn.

(рис. 1 и 3). Максимум интенсивности „красной“ полосы сдвигается в сторону более длинных волн ($\Delta\lambda = 8$ nm при $\varepsilon = 7\%$). Положение максимума „зелено-голубой“ полосы практически не зависит от величины деформации образцов. В длинноволновую область смещается также максимум полосы свечения марганцевых центров в кристаллах ZnS:Mn ($\Delta\lambda = 5-7$ nm при $\varepsilon = 10-12\%$), а ее интенсивность на начальной стадии деформирования, до значений $\varepsilon \approx 2-3\%$, возрастает (рис. 2, *b*), а затем с увеличением деформации образцов уменьшается до значений ниже исходных (рис. 2, *c* и *d*; рис. 4).

2.2. ЭПР. Спектр ЭПР в недеформированных образцах ZnS:Fe при $T = 77$ K и возбуждении УФ-светом с длиной волны $\lambda = 365$ nm представлен на рис. 5, *a*. В этом спектре наблюдаются пять линий тонкой структуры спектра ЭПР ионов Fe^{3+} , линия центрального перехода спектра ЭПР ионов Cr^{3+} и характерная шестерка линий СТС-спектра ЭПР неконтролируемой примеси ионов двухвалентного марганца. Те же спектры, но после

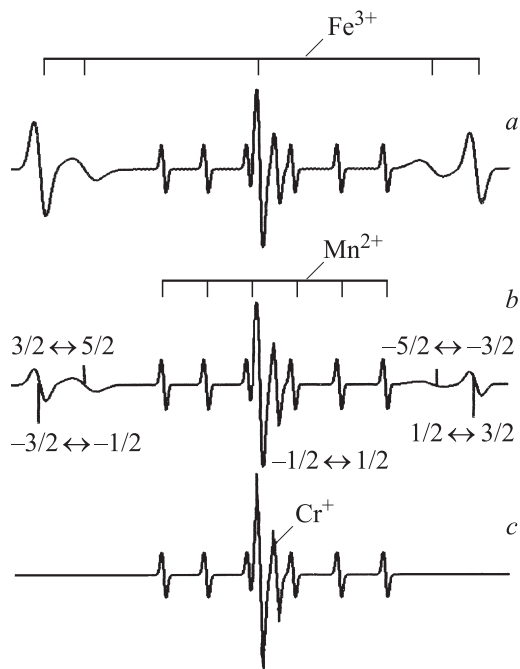


Рис. 5. Изменения спектров ЭПР Mn^{2+} , Fe^{3+} , Cr^{3+} после деформирования кристаллов $ZnS:Fe$. $\varepsilon = 0$ (a), 3.27 (b) и 5.78%(c).

пластического деформирования образцов представлены на рис. 5, b и c. Видно, что ширина линий боковых переходов тонкой структуры $M = 5/2, 3/2, -1/2, -3/2$ (где M — электронное квантовое число) в спектре ЭПР ионов Fe^{3+} увеличивается, а их форма приближается к гауссовой. При деформациях $\varepsilon \approx 5-6\%$ в результате сильного уширения эти линии практически перестают наблюдаться. Интенсивность центральных ($M = 1/2$) переходов спектров ЭПР Fe^{3+} и Cr^{3+} с ростом деформации увеличивается. Поскольку ширина и форма этих линий в исходных образцах и на заключительной стадии их деформирования совпадают, можно считать, что это увеличение однозначно отражает характер деформационных изменений концентрации фоточувствительных парамагнитных центров Fe^{3+} и Cr^{3+} .

Подробные исследования спектров ЭПР ионов Mn^{2+} в пластически деформированных кристаллах $ZnS:Mn$ проводились ранее [2,10]. В результате были подтверждены данные рентгеноструктурного анализа о том, что деформация кристаллов ZnS реализуется движением частичных дислокаций [1]; установлена кинетика деформационной переориентации кристаллической решетки микродвойников и политипов в структуру одноориентированного сфалерита. Наибольший интерес для данной работы представляет информация о влиянии деформации на ширину и форму резонансных линий. Если в исходных кристаллах линии ЭПР ионов Mn^{2+} имеют промежуточную форму между лоренцевой и гауссовой, то после деформации на 2–3% они уширяются и их форма становится преимущественно гауссовой. После

дальнейшего деформирования форма и ширина линий ЭПР возвращаются к исходным. Важно отметить, что на начальных этапах деформирования изменения формы и ширины линий спектров ЭПР ионов Fe^{3+} в кристаллах $ZnS:Fe$ и ионов Mn^{2+} в кристаллах $ZnS:Mn$ имеют качественно аналогичный характер.

3. Обсуждение результатов

Обращает на себя внимание тот факт, что практически для всех деформационных зависимостей, представленных в данной работе, характерным является наличие „особенностей“ в области малых величин деформаций (от 0 до 5–6%). Так, после деформации в этом диапазоне величин наблюдается наибольшая скорость роста интенсивности ФЛ и концентраций центров Fe^{3+} и Cr^{3+} ; исчезает тонкая структура спектра ЭПР ионов Fe^{3+} ; достигает максимального значения ФЛ центров Mn^{2+} . „Особенности“ проявляются также в поведении ширины и формы линий тонкой структуры спектров ЭПР ионов Mn^{2+} [10], электрической проводимости [11] и в деформационной зависимости величины линейной плотности электрического заряда дислокаций [12].

Сопоставление этих (далеко не всех) фактов позволяет относиться к ним как к следствию процессов, связанных с перемещением дислокаций и происходящих на начальной стадии деформирования кристаллов. Мы считаем, что этими процессами являются 1) выход ростовых дислокаций из примесных атмосфер Коттрелла; 2) изменение электрических свойств дислокаций (происходящих в результате первого процесса). Более того, если кроме указанных процессов учесть деформационное увеличение концентрации дислокаций, то становится возможным адекватное объяснение (наряду с особенностями в области малых деформаций) практически всех полученных в настоящей работе экспериментальных результатов.

Образование ростовых дислокаций в кристаллах ZnS происходит при больших температурах, т.е. в условиях повышенной концентрации точечных дефектов и высокой эффективности диффузионных процессов. Примеси и другие дефекты мигрируют к дислокациям и образуют примесные атмосферы Коттрелла. Известно, что эти атмосферы могут закреплять дислокации, т.е. приводить к упрочнению кристаллов. По-видимому, именно такая ситуация имеет место при легировании кристаллов ZnS примесью Fe . Об этом кроме отмеченных выше данных свидетельствуют также результаты наших экспериментов по изучению изменений структуры кристаллов $ZnS:Fe$ в процессе их закалки от температур, превышающих точку фазового перехода вюрцит–сфалерит (1297 К). В соответствии с [1,2] превращение высокотемпературной модификации сульфида цинка в низкотемпературную происходит в результате движения частичных дислокаций. При выращивании из расплава фазовый переход полностью не завершается,

в результате чего полученные кристаллы всегда являются микродвойниками сфалерита. Однако после закалки кристаллов ZnS:Fe, Mn от температур $T > 1297$ К в них одновременно наблюдаются спектры ЭПР ионов Mn^{2+} , характерные как для микродвойников сфалерита [13], так и для вюрцита [14]. Это свидетельствует о том, что фазовый переход в этом случае полностью не завершается и в закаленных образцах всегда остаются участки с „замороженной“ высокотемпературной гексагональной структурой. Отметим, что подобный эффект также наблюдается при закалке кристаллов ZnS, легированных алюминием, но отсутствует при наличии только примеси марганца.

Таким образом, можно считать, что в атмосферах Коттрелла концентрация железа значительно больше, чем в областях кристалла, удаленных от ростовых дислокаций, т. е. примесь железа в отличие от примеси марганца [2,5] распределяется по объему кристаллов ZnS неравномерно.

Необходимо также учесть, что дислокации, при движении которых осуществляется пластическая деформация в кристаллах сульфида цинка, обладают отрицательным электрическим зарядом [12,15]. Электрическое поле заряженных дислокаций ионизирует находящиеся рядом дефекты, в результате чего возникают экранирующие цилиндрические области положительного пространственного заряда — ридовские цилиндры. Радиус этих цилиндров определяется величиной заряда дислокаций и концентрацией примесей. Атомы примесных атмосфер могут передвигаться только в результате диффузии, которая при используемых температурах деформирования затруднена. Поэтому старт дислокаций приводит к их частичному освобождению от компенсирующего облака примесей и вакансий. В результате радиус ридовских цилиндров увеличивается, что эквивалентно росту „геометрического заряда“. Мы считаем, что при этом может изменяться и их фактический заряд, поскольку из-за увеличения радиуса ридовских цилиндров и удаления ядер дислокаций от центров атмосфер Коттрелла в их примесном окружении происходят качественные и количественные изменения, а суммарный заряд дислокации зависит не только от ионной составляющей, но также и от степени заполнения электронного дислокационного уровня [12,16].

Таким образом, в области малых деформаций на участке выхода дислокаций из атмосфер Коттрелла происходит увеличение радиуса ридовских цилиндров, а значит, и их заряда (по крайней мере, „геометрического“). При дальнейшем деформировании, когда дислокации выйдут из примесных атмосфер в области с равномерным распределением примесей, их заряд останется практически неизменным. Характер изменения величины заряда дислокаций в зависимости от степени пластической деформации будет одинаковым как в процессе деформации (рис. 4 в работе [12]), так и после ее прекращения (неподвижные дислокации).

Как уже отмечалось, спектр ФЛ исходных недеформированных кристаллов ZnS:Fe состоит из двух полос: красной ($\lambda_{\max} = 640$ nm) и зелено-голубой ($\lambda_{\max} = 510$ nm). Относительно природы центров свечения в зелено-голубой области спектра существуют различные мнения [8,17], но чаще всего их связывают с наличием в кристаллах собственных дефектов. Будем считать, как и в [17], что ФЛ в полосе с $\lambda_{\max} = 510$ nm возникает в результате излучательных переходов фотоэлектронов на двухзарядные вакансии серы, энергетические уровни которых $E_v = 1.05 \pm 0.1$ eV соответствуют акцепторным центрам. Центрами ФЛ в красной области являются ионы Fe^{3+} . Известно, что в кристаллах ZnS:Fe атомы железа изоэлектронно замещают цинк и имеют зарядовое состояние Fe^{2+} (электронная конфигурация $3d^6$, спектры ЭПР не наблюдаются). Fe^{2+} -центры в сульфиде цинка являются акцепторами, заполненные уровни которых располагаются на расстоянии 1.1 eV над потолком валентной зоны [7]. При облучении кристаллов УФ-светом с энергией, близкой к краю собственного поглощения, происходит рождение электронно-дырочных пар с последующим захватом дырок на Fe^{2+} -центры и образованием центров Fe^{3+} (электронная конфигурация $3d^5$, спектры ЭПР наблюдаются и представлены на рис. 5). Красное свечение ($\lambda_{\max} = 640$ nm) возникает в результате излучательных переходов электронов с мелких уровней на уровни центров Fe^{3+} ($Fe^{3+} + e \rightarrow Fe^{2+}$). Таким образом, при данном уровне УФ-возбуждения устанавливается некоторая стационарная концентрация ионов Fe^{3+} , спектры ФЛ и ЭПР которых представлены на рис. 1 и 5 соответственно.

Как отмечалось выше, после начальных актов деформирования происходит увеличение заряда неподвижных дислокаций и радиуса их ридовских цилиндров. В результате часть объема деформированных образцов находится в условиях эффективного действия электрических полей отрицательно заряженных дислокаций. Искривление энергетических зон в этих областях не приводит к изменениям вероятностей образования электронно-дырочных пар и рекомбинационных процессов, но влияет на концентрацию носителей заряда. Интенсивность процесса ФЛ в красной области определяется конкуренцией двух процессов: уменьшения концентрации электронов, выталкиваемых электрическими полями дислокаций, и происходящего при этом увеличения концентрации центров Fe^{3+} . Нетрудно понять, что эти два процесса в какой-то степени компенсируют друг друга; следовательно, интенсивность ФЛ центров Fe^{3+} , находящихся в объемах ридовских цилиндров, должна оставаться без значительных изменений. Напротив, в областях кристалла вдали от дислокаций процесс излучательной рекомбинации станет более интенсивным вследствие добавки неравновесных электронов, вытесненных из ридовских цилиндров. В результате после деформации кристаллов сульфида цинка интегральная интенсивность ФЛ в красной полосе должна увеличиться. В области малых деформаций, когда дислокации еще

не вышли из атмосфер Коттрелла, электроны выталкиваются в области, насыщенные примесью железа, и эффект увеличения интенсивности ФЛ центров Fe^{3+} более заметен. Именно такой ход изменения интенсивности ФЛ в красной полосе наблюдается экспериментально в образцах $\text{ZnS}:\text{Fe}$ (рис. 3, *b*). О том, что в наблюдаемое увеличение интенсивности ФЛ значительный вклад вносят центры железа, входящие в состав примесных атмосфер, может свидетельствовать факт одновременного смещения максимума излучения в красной полосе. В областях повышенной концентрации железа, в которые входят дислокации, увеличиваются внутренние механические напряжения, изменяющие межатомные расстояния и, следовательно, ширину запрещенной зоны. Поскольку сдвиг красной полосы происходит в длинноволновую часть спектра, можно сделать вывод о том, что излучающие центры Fe^{3+} располагаются в областях всестороннего растяжения. Отсутствие деформационного смещения максимума излучения в зелено-голубой полосе может означать, что центры этого свечения или находятся вне зоны действия полей механических напряжений дислокаций, или, наоборот, неразрывно связаны с ними, т.е. постоянно локализованы вблизи дислокаций. Последнее не противоречит принятой нами модели центров зелено-голубого свечения, так как хорошо известно, что движение дислокаций в соединениях II–VI происходит с образованием двойных перегибов [16], а значит обязательно сопровождается образованием вакансий [18].

Результаты параллельных исследований ЭПР подтверждают ключевые моменты предлагаемой схемы процессов. Именно после деформации образцов возрастает концентрация электронов в областях, удаленных от дислокаций, на что однозначно указывает увеличение интенсивности спектра ЭПР центров Cr^{3+} (рис. 5). Увеличение интенсивности линии перехода $M = 1/2$ спектров ЭПР ионов Fe^{3+} (рис. 5) свидетельствует о соответствующем изменении интегральной концентрации этих центров. И главное, данные ЭПР-измерений подтверждают основное положение нашей модели об увеличении радиусов ридовских цилиндров после старта дислокаций. Это следует из анализа деформационных изменений формы и ширины боковых линий тонкой структуры спектра ЭПР ионов Fe^{3+} . Характер наблюдаемых изменений свидетельствует о том, что их причиной является действие на парамагнитные центры неоднородных электрических полей [19]. Естественно предположить, что в рассматриваемом случае источниками таких полей могут быть дислокации, величина отрицательного электрического заряда которых в процессе выхода из примесных атмосфер увеличивается. Необходимо учитывать также то, что при смещении дислокаций относительно центров отставших положительно заряженных примесных облаков образуются долгоживущие диполи, неоднородные электрические поля которых будут наиболее эффективно действовать именно при малых деформациях. Во всех этих слу-

чаях следует ожидать, что, когда дислокации выйдут за пределы примесных атмосфер в области с малой концентрацией железа, действие перечисленных уширяющих факторов будет ослабевать. В образцах $\text{ZnS}:\text{Fe}$ этого не наблюдается, так как ростовые дислокации сильно закреплены и не могут полностью выйти за пределы атмосфер Коттрелла. В результате деформация таких кристаллов осуществляется в основном движением дислокаций не ростового происхождения, не окруженных поэтому примесными атмосферами. Эти дислокации, скорее всего, должны быть полными, так как рождение частичных дислокаций в сфалерите должно сопровождаться образованием слоев с гексагональной плотной упаковкой, что при температурных условиях эксперимента является энергетически невыгодным. А поскольку при этих же условиях полные дислокации не обладают достаточной подвижностью [16], образцы $\text{ZnS}:\text{Fe}$ не удается продеформировать больше чем на 7–9%. Однако в кристаллах $\text{ZnS}:\text{Mn}$, где примесь практически не закрепляет ростовые дислокации, при увеличении степени деформации ширина и форма линий ЭПР, как отмечалось выше, восстанавливаются до исходных.

Обсуждение деформационных изменений ФЛ в кристаллах $\text{ZnS}:\text{Mn}$ начнем с объяснения их особенностей в области малых деформаций. Для этого необходимо учесть, что, по современным представлениям, возбуждение марганцевых центров люминесценции в кристаллах сульфида цинка происходит в результате резонансной передачи энергии от центров сенсibilизации — собственных дефектов кристаллической решетки или их ассоциаций с атомами некоторых неконтролируемых примесей [20]. Естественно предположить, что в областях, окружающих ростовые дислокации, концентрация таких центров сенсibilизации будет повышенной. Поэтому наиболее эффективно должны возбуждаться марганцевые центры, которые также располагаются вблизи дислокаций. Деформирование образцов приводит к сдвигу ростовых дислокаций с исходных позиций. При этом происходит увеличение их электрического заряда, в результате чего на резонансные системы сенсibilизатор–марганцевый центр начинают воздействовать сильные (порядка 10^7 V/cm) электрические поля дислокаций. Действие таких полей может повысить эффективность резонансного канала передачи энергии и тем самым увеличить интенсивность свечения центров Mn. При удалении ростовых дислокаций от своих атмосфер Коттрелла ситуация должна вернуться к исходной, т.е. интенсивность ФЛ будет восстанавливаться. Однако следует заметить, что повышенная концентрация собственных дефектов (центров сенсibilизации) в областях атмосфер Коттрелла связана с наличием механических напряжений, вызванных присутствием дислокаций. Понятно, что после „ухода“ дислокаций равновесная ситуация в этих местах будет восстанавливаться, а интенсивность ФЛ уменьшаться. Именно такой характер деформационных изменений ФЛ экспериментально наблюдался в кристал-

лах ZnS:Mn (рис. 4). О том, что дислокации действительно „ушли“ от центров излучения, вызывающих ФЛ исходных недеформированных кристаллов, свидетельствует также наблюдаемый деформационный сдвиг максимума полосы свечения центров Mn в длинноволновую область. Таким образом, можно утверждать, что только до начала деформации центры свечения вместе с сенсibilизаторами находились в местах кристаллической решетки, искаженных полями механических напряжений дислокаций.

Необходимо ответить на вопрос об эффективности влияния электрических полей неподвижных дислокаций на люминесцентные свойства кристаллов. Для этого проведем оценку количества центров свечения, которые могут реально находиться в областях ридовских цилиндров.

Полный объем областей пространственного заряда вокруг дислокаций

$$\Omega = \pi R^2 N_d V, \quad (1)$$

где V — объем образца, N_d — концентрация дислокаций, R — радиус ридовских цилиндров. Методом ямок травления было установлено, что в исходных кристаллах $N_d \sim 10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-2}$. Для дислокаций, окруженных примесными атмосферами, $R \sim 10^{-6} \text{ cm}$. Тогда $\Omega/V \sim 10^{-7} - 10^{-6}$, т.е. доля объема недеформированных образцов, занятая ридовскими цилиндрами, очень мала. Однако, если центры свечения декорируют дислокации, их локальная концентрация может быть достаточно большой ($\sim 10^{20} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), и тогда в зоне эффективного действия электрических полей дислокаций в образце размером $2 \times 2 \times 4 \text{ mm}$ будет находиться $\sim 10^{10} - 10^{12}$ центров. После деформации растет концентрация дислокаций, увеличивается радиус их ридовских цилиндров, но одновременно они оказываются в областях со значительно меньшей концентрацией примесей. После деформирования образцов на 4–5% концентрация дислокаций $N_d \sim 3 \cdot 10^6 - 10^7 \text{ cm}^{-2}$ и $R \sim 10^{-5} \text{ cm}$ [16]. В этом случае $\Omega/V \sim 10^{-3}$, но, так как концентрация примесных центров $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, в электрических полях дислокаций находится $\sim 10^{13} - 10^{14}$ центров свечения. При дальнейшем деформировании их количество может стать больше в результате процесса размножения дислокаций.

Таким образом, проведенная оценка позволяет считать, что в исследуемых кристаллах сульфида цинка как минимум $\sim 10^{12} - 10^{14}$ центров свечения располагается в зоне действия электрических полей неподвижных дислокаций. Понятно, что при достаточно эффективном возбуждении и высоком квантовом выходе люминесценции эти центры могут оказывать влияние на формирование люминесцентных свойств кристаллов и их изменения в результате пластического деформирования.

Список литературы

- [1] Б.А. Абдикамалов, С.И. Бредихин, М.П. Кулаков, В.Ш. Шехтман, С.З. Шмурак. ФТТ **18**, 8, 2468 (1976).
- [2] С.А. Омельченко, С.И. Бредихин, П.А. Берлов, М.Ф. Буланый, С.З. Шмурак, А.Я. Якунин. ФТТ **24**, 9, 2803 (1982).
- [3] А.В. Зарещкий, Ю.А. Осипьян, В.Ф. Петренко, Г.К. Струкова. ФТТ **19**, 2, 418 (1977).
- [4] Ю.А. Осипьян, В.Ф. Петренко. ЖЭТФ **75**, 1(17), 296 (1978).
- [5] С.И. Бредихин, С.З. Шмурак. ЖЭТФ **76**, 3, 1028 (1979).
- [6] С.И. Бредихин, С.А. Омельченко, С.З. Шмурак. ЖЭТФ **90**, 1, 209 (1986).
- [7] P. Jaszczyn-Korec, V. Lambert. J. Lumin. **10**, 4, 243 (1975).
- [8] Н.К. Морозова, В.А. Кузнецов. Сульфид цинка. Получение и оптические свойства. Наука, М. (1987). 200 с.
- [9] Н.Д. Борисенко, М.Ф. Буланый, Ф.Ф. Коджеспиров, Б.А. Полежаев. ЖПС **55**, 3, 452 (1991).
- [10] С.И. Бредихин, С.А. Омельченко, С.З. Шмурак, Н.А. Якунина. ФТТ **23**, 3, 903 (1981).
- [11] S.A. Omelchenko, O.V. Khmelenko, Yu.A. Gulevski, M.F. Bulanyi. In: Proc. of the 21st Int. Conf. on Defects in Semiconductors. Giessen (2001). P. 317.
- [12] С.И. Бредихин, С.З. Шмурак. ЖЭТФ **73**, 4(10), 1460 (1977).
- [13] П.А. Берлов, М.Ф. Буланый, С.А. Омельченко. Кристаллография **43**, 3, 457 (1998).
- [14] S.P. Keller, I.I. Gelles, W.V. Smith. Phys. Rev. **110**, 4, 850 (1958).
- [15] Л.Г. Кириченко, В.Ф. Петренко, Г.В. Уймин. ЖЭТФ **74**, 2, 742 (1978).
- [16] Электронные свойства дислокаций в полупроводниках / Под ред. Ю.А. Осипьяна. Эдиториал УРСС, М. (2000). 226 с.
- [17] А.Н. Георгобиани, М.Б. Котляревский, В.Н. Михаленко. Тр. ФИАН **138**, 79 (1983).
- [18] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 599 с.
- [19] Электрические эффекты в радиоспектроскопии / Под ред. М.Ф. Дейгена. Наука, М. (1981). 332 с.
- [20] Н.Д. Борисенко, М.Ф. Буланый, Б.А. Полежаев, Н.Г. Романов, Ю.Г. Семенов. Неорган. материалы **29**, 9, 1219 (1993).