

таты можно получить и для постоянного поля, но запись голограмм в подобных кристаллах в переменных полях значительно стабильнее [8].

Запись голографической решетки в кристалле осуществлялась He—Ne лазером ($\lambda = 0.63$ мкм), причем условия записи (пространственная частота 1100 лин/мм, отношение интенсивностей записывающих лучей 1/100) соответствовали условиям в работающем макете интерферометра.

На рис. 2, а, б приведены экспериментальные зависимости отношения интенсивности выделяемого поляризатором полезного сигнала (I_c) к интенсивности объектного пучка, прошедшего через кристалл в отсутствие голограммы (I_{00}). При малом контрасте интерференционной картины эта величина не зависит от отношения интенсивностей записывающих лучей и пропорциональна дифракционной эффективности голограммы. Для сравнения отметим, что при диффузионной записи на том же кристалле эта величина не превышала 0.073.

Как видно из рис. 2, а, интенсивность выделяемого сигнала имеет резкий максимум по полю. Это определяется жесткой связью между E и α (1). В частности, $E = 7$ кВ/см соответствует $\alpha_1, \alpha_2 = -20, 70^\circ$, при этом продифрагировавший луч не гасится поляризатором, а практически полностью переходит в сигнал.

Две кривые, приведенные на рис. 2, а, отличаются друг от друга вследствие явления энергообмена, направление которого в данном случае определяется поляризацией [1]. Однако в области максимума, где роль энергообмена невелика из-за анизотропного характера дифракции, кривые практически совпадают.

Роль энергообмена в данной схеме записи—считывания показана поляризационными зависимостями, снятыми при выполнении условия (3) (рис. 2, б). В областях максимального энергообмена ($\alpha \approx \pm 45^\circ$) выделенный сигнал оказывается наиболее слабым, так как там поляризации записывающих и продифрагировавших лучей почти полностью совпадают, и гасятся выходным поляризатором.

Приведенные результаты показывают, что ФРК со структурой силленита допускают применение метода поляризационного выделения изображения не только при диффузионной записи голограмм, но также и при значительно более эффективной записи во внешнем электрическом поле.

Литература

- [1] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 269 с.
- [2] Marrakchi O., Huignard J. P., Herriau J. P. // Opt. Commun. 1980. Vol. 34. N 1. P. 15—18.
- [3] Камшилин А. А., Петров М. Б. А. С. СССР № 1208474. БИ. 1986. № 4.
- [4] Petrov M. P., Miridonov S. V., Stepanov S. I., Kulikov V. V. // Opt. Commun. 1979. Vol. 31. N 3. P. 301—305.
- [5] Kamshilin A. A., Petrov M. P. // Opt. Commun. 1985. Vol. 53. N 1. P. 23—26.
- [6] Трофимов Г. С., Степанов С. И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 10. С. 615—621.
- [7] Herriau J. P., Huignard J. P., Auborg P. // Appl. Opt. 1978. Vol. 17. N 12. P. 1851—1852.
- [8] Камшилин А. А., Куликов В. В., Митева М. Г. и др. А. С. НРБ № 34999. БИ НРБ. 1984. № 1.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
4 апреля 1988 г.

ПРЯМОЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ПОСЛОЙНОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЫ

В. А. Киреев, И. И. Разгонов

При возбуждении твердого тела электронным пучком излучение катодолюминесценции выходит из образца со слоя, толщина которого определяется проецированной длиной пробега электронов пучка, диффузией рождаемых пучком электроно-дырочных пар и коэффициентом поглощения света материалом на данной длине волны. При ускоряющих напряжениях порядка нескольких десятков киловольт толщина этого слоя может достигать десятка микро-

Таким образом, если в приповерхностной области имеются несколько слоев с различными люминесцентными свойствами, то спектр катодолуминесценции (КЛ) образца представляет собой наложение спектров различных слоев.

В связи с широким использованием в настоящее время тонкопленочных полупроводниковых структур с толщиной пленок ≤ 1 мкм несомненный интерес представляет возможность получения сигнала КЛ от каждого отдельного слоя.

На рис. 1 представлен общий вид зависимости распределения интенсивности КЛ по глубине для двух значений ускоряющего напряжения. Существенным является то, что при возрастании U максимум функции $J(x)$ смещается в сторону возрастания x , т. е. в глубину образца, а значение $J(x)$ в точке максимума уменьшается [1, 2]. Сигнал КЛ при данном U есть интеграл от соответствующей функции или площадь под соответствующей кривой. При изменении напряжения от $U_0 - \Delta U$ до $U_0 + \Delta U$ сигнал со слоя $x < x_0$ уменьшается, а со слоя $x > x_0$ возрастает, т. е. $\Delta J_- < 0$, $\Delta J_+ > 0$, где ΔJ — изменение интенсивности сигнала КЛ. Если в образце имеются два слоя с различными люминесцентными свойствами и их граница раздела совпадает с x_0 , то при изменении напряжения U изменение сигнала КЛ, которое при $\Delta U \ll U_0$ пропорционально $\Delta J/\Delta U$, с разных слоев имеет разный знак. Если граница раздела находится глубже, чем x_0 , то $\Delta J/\Delta U$ у внутреннего слоя положительно, у внешнего имеет положительную и отрицательную компоненты, а результат зависит от их соотношения, т. е. от положения $\max J(x)$ в этом слое. Если глубина границы раздела $d < x_0$, то для внешнего слоя $\Delta J/\Delta U < 0$, а для внутреннего результат опять зависит от положения $\max J(x)$ во внутреннем слое. Таким образом, по знаку величины $\Delta J/\Delta U$ и по ее изменению в зависимости от ускоряющего напряжения можно определить, с какого из слоев регистрируется излучение КЛ на данной длине волны.

Для измерения величины $\Delta J/\Delta U$ использовалась модуляционная методика. Ускоряющее напряжение задавалось в виде $U = U_0 + \Delta U \sin \omega t$, на частоте ω регистрировался сигнал, пропорциональный $\Delta J/\Delta U$. Частота модуляции выбиралась такой, чтобы времена разгорания и спада КЛ были много меньше периода модуляции. В установке была предусмотрена также модуляция тока пучка с максимальным значением глубины модуляции $\Delta i = i/2$ (где i — ток пучка) в фазе или в противофазе с модуляцией напряжения, что соответствует увеличению или уменьшению интенсивности излучения при всех x , т. е. перемещению кривой $J(x)$ вверх или вниз вдоль оси ординат. При этом в случае модуляции тока в противофазе с модуляцией напряжения сигнал КЛ от слоя $x > x_0$, т. е. ΔJ_+ может быть уменьшен вплоть до нуля, значение же $|\Delta J_-|$ возрастает. При модуляции тока в фазе с модуляцией напряжения ситуация обратная.

Для экспериментов использовался образец в виде монокристалла ZnS n -типа, на поверхность которого был напылен ZnS : Mn с концентрацией $Mn \approx 1\%$, толщиной $d \approx 2$ мкм.

Установка для наблюдения КЛ была собрана на базе электронного микроскопа. Ускоряющее напряжение $U_0 \leq 30$ кВ, амплитуда модуляции $\Delta U \leq 1$ кВ, $\omega \approx 360$ Гц. Диаметр электронного пучка ≈ 200 мкм, что обеспечивало одномерность задачи. Измерения проводились при комнатной температуре.

На рис. 2 (кривая 1) приведен спектр КЛ описанного образца без модуляции напряжения, являющийся суперпозицией спектров с двух различных слоев. Полоса излучения с $\lambda_{\max} = 582$ нм соответствует внутрицентровым переходам электронов в ионе Mn^{+2} (внешний слой), полоса с $\lambda_{\max} = 480$ нм — собственно-дефектной люминесценции «чистого» ZnS (внутренний слой).

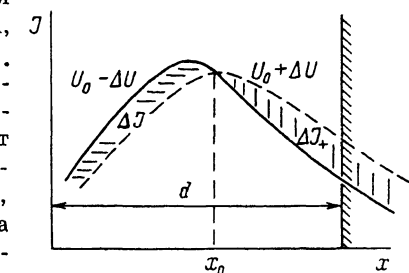


Рис. 1. Общий вид зависимости интенсивности КЛ J от глубины x . d — расстояние от поверхности образца до границы раздела слоев.

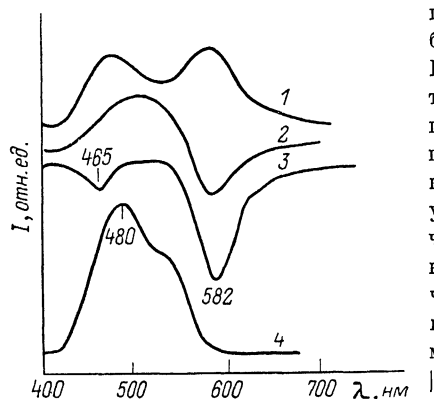


Рис. 2. Спектры КЛ двухслойного образца ZnS : Mn / ZnS.

Кривая 1 в масштабе 1 : 30.

На рис. 1 (кривая 2) показан спектр КЛ, снятый с модуляцией напряжения на $\Delta U = 1$ кВ, в отсутствие модуляции тока. Сигнал КЛ регистрировался на частоте модуляции с последующим синхронным детектированием в фазе с ΔU . Видно, что сигнал с внешнего слоя ($\lambda_{\max} = 582$ нм) имеет отрицательную полярность, а с внутреннего ($\lambda_{\max} = 480$ нм) — положительную по отношению к ΔU , как и следует из вышеприведенных рассуждений.

При включении модуляции тока в противофазе с ΔU (рис. 2, кривая 3) сигнал с внутреннего слоя «затуляется» и в спектре присутствуют лишь полосы люминесценции с внешнего слоя ZnS : Mn. При модуляции тока в фазе с ΔU «затуляется» сигнал с внешнего слоя и в спектре остается только полоса люминесценции «чистого» ZnS (рис. 2, кривая 4). Спектры на рис. 2 (кривые 3, 4) полностью идентичны снятым в пленке ZnS : Mn на нелюминесцирующей подложке и в чистом монокристалле ZnS, в то время как при отсутствии модуляции тока спектры искажены из-за их частичного перекрытия.

При уменьшении U_0 от значения 30 кВ в отсутствие модуляции тока сигнал с внутреннего слоя ($\lambda_{\max} = 480$ нм) монотонно растет, а с внешнего ($\lambda_{\max} = 582, 465$ нм) вначале падает до нуля при $U_0 = 27$ кВ, затем возрастает, но уже в противоположной полярности. При этом если при $U_0 > 27$ кВ сигнал с внешнего слоя «затуляется» модуляцией тока в фазе с ΔU , то при $U_0 < 27$ кВ «затуление» этого сигнала достигается только в противофазе с ΔU . Сигнал же с внутреннего слоя «затуляется» при этом модуляцией тока все время в противофазе с ΔU .

Эти факты свидетельствуют о том, что граница раздела слоев расположена глубже, чем x_0 при $U_0 = 30$ кВ, а сигнал с внешнего слоя состоит из отрицательной и положительной компонент, причем последняя возрастает с уменьшением U_0 и сравнивается с отрицательной при $U_0 = 27$ кВ. При $\Delta U/U \ll 1$ можно полагать в первом приближении, что ΔJ_+ ($x < d$) = $= \Delta J_-$ при $x_0 \approx d/2$, т. е. можно оценить глубину залегания $\max J(x)$, которая при $U_0 = 27$ кВ составляет ≈ 1 мкм.

Известно, что максимум функции распределения энергетических потерь $\partial E/\partial x(x)$ электронов пучка в ZnS при $U_0 \approx 27$ кВ лежит на глубине ≈ 0.8 мкм [2], т. е. полученный нами результат говорит о незначительном сдвиге $\max J(x)$ относительно $\max \partial E/\partial x(x)$ из-за диффузии носителей в данном образце (≈ 0.2 мкм).

Авторы выражают благодарность В. П. Волкову и А. Н. Пронину за изготовление образца.

Литература

- [1] Hergert W., Pasemann L. // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. Vol. 85. P. 641—648.
 [2] Левшин В. Л., Арапова Э. Я., Блажевич А. И. и др. // Тр. ФИАН. 1963. Т. 23. С. 64—135.

Институт проблем технологии
 микроэлектроники и особых материалов
 АН СССР
 Черноголовка Московской обл.

Поступило в Редакцию
 9 марта 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ РАССТРОЕК НА УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СТРИКЦИОННОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ УЛЬТРАЗВУКА

Г. В. Белокопытов, И. В. Иванов, В. Н. Семенов, Г. В. Студенникова

Явление резонансного стрикционного параметрического возбуждения ультразвука было впервые экспериментально обнаружено в диэлектрических резонаторах из танталата калия при гелиевых температурах [1^{-3}]. Представляет существенный интерес реализация эффекта в другом нелинейном диэлектрике — титанате стронция. Особенностью этого кристалла является наличие структурного фазового перехода при температуре $T_a \approx 105$ К. Ниже этой температуры затухание ультразвука в SrTiO_3 велико [4], и кристаллический образец не является добротным резонатором для акустических колебаний. Это обстоятельство обуславливает необходимость работы выше температуры фазового перехода.

Определить пороговую мощность стрикционного параметрического возбуждения можно по следующей формуле:

$$P_{\text{пор}} = P_0 (1 + \zeta_0^2) (1 + \zeta_1^2) (1 + \zeta_2^2) / (\zeta_1^2 - \zeta_2^2), \quad (1)$$