

## ВОЛНЫ ЯРКОСТИ И МЕХАНИЗМ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КЕРАМИКЕ ИЗ СМЕСИ ОКИСИ ЦИНКА И ОКИСИ ВИСМУТА

Имеется несколько десятков различных по химическим и физическим свойствам веществ, которые способны электролюминесцировать. К ним относятся SiC (1, 2, 3, 4), Ge (5), Si (6,7), C (8, 9), Cu<sub>2</sub> (10), AlN (11), GaP (9), BaTiO<sub>3</sub> (12, 13), ZnS (14, 15, 16), CaS (17, 18), ZnO (19, 20), ZnSe (21), Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (22), BN (23) и другие. Сложностью строения и многообразием электролюминофоров, различными условиями опыта, объясняется наличие нескольких рабочих гипотез, вводимых для раскрытия механизма электролюминесценции. Обычно, рассматривая какой-либо конкретный вид свечения, выбирают наиболее правдоподобную гипотезу, с помощью которой стремятся объяснить весь круг полученных экспериментальных данных. Построение единой теории электролюминесценции затруднено не только многообразием разрозненных, а порой даже противоречащих друг другу данных, но и тем, что «эксперименты по электролюминесценции не достигли той степени точности, при которой можно было бы провести сравнение с теорией». (24).

В то же время многочисленные экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что электролюминесценция кристаллических веществ складывается из процессов двух типов: полупроводникового и оптического (25). Под полупроводниковым следует понимать процесс генерации неравновесных носителей заряда с помощью электрического поля и перемещения их по кристаллу. Оптический процесс — процесс излучательного перехода носителей заряда в невозбужденное состояние.

Между моментом возбуждения и моментом излучения всегда существует интервал во времени. Изучая характер временных закономерностей, изменения мгновенной интенсивности излучения в течение времени действия внешнего напряжения и после его прекращения (волны яркости), возможно детально разобраться в механизме возбуждения и излучения электролюминесценции.

Однако без привлечения дополнительных данных о технологии изготовления электролюминесцирующего препарата, его элект-

рических параметров, спектрах излучения и поглощения и других свойствах, наблюдение одних волн яркости ничего не даст для ответа на вопрос о механизме возбуждения и излучения. Поэтому, прежде чем переходить к обсуждению особенностей волн яркости, приведем некоторые сведения, касающиеся электрических и оптических свойств керамики из смеси окиси цинка и окиси висмута.

### § 1. Некоторые электрооптические свойства керамики из смеси окислов цинка и висмута.

1. Исходными материалами при изготовлении образцов были порошкообразные окись цинка и окись висмута. Степень чистоты окиси цинка — чистая для люминофоров, степень чистоты окиси висмута — чистая для анализа. Оба окисла смешивались и тщательно растирались. Процентное содержание окиси висмута по отношению к окиси цинка определялось по весу и изменялось от 0,2% до 60%. Смесь прессовалась при давлении  $2 \cdot 10^3$  кг/см<sup>2</sup> и подвергалась обжигу при температурах близких к температуре самоактивации окиси цинка. Смесь хорошо спекалась и получались прочные поликристаллические образцы в виде таблеток.

2. Характерным для данной смеси является то, что незначительная добавка окиси висмута к окиси цинка приводит к резкому изменению электропроводности. Так, например, для 3% содержания примесной окиси висмута значение электропроводности обожженной смеси было равно  $2,6 \cdot 10^{-11}$  см<sup>-1</sup> · ом<sup>-1</sup>, в то время как для чистой окиси цинка, спеченной при тех же условиях (900°С, в течение 15 мин), электропроводность равнялась  $2,4 \times 10^{-4}$  ом<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup>. Исследования поверхностей структуры керамики при облучении ее ультрафиолетом показало, что образцам с большим сопротивлением соответствуют относительно большие и интенсивно люминесцирующие микроструктуры окиси цинка (26).

3. Существенное влияние на электрические свойства оказывает присутствие кислорода. Это установлено из опытов по определению зависимости электропроводности от давления кислорода и температуры.

Так во всех без исключения образцах наблюдается уменьшение сопротивления на несколько порядков при уменьшении давления кислорода до  $10^{-5}$  тор. В области температур от —180°С до 220°С наблюдается хорошее совпадение кривых прямого и обратного хода температурной зависимости. В области от 260°С электропроводность образцов уменьшается, а затем при дальнейшем росте температуры начинает вновь возрастать. Эти особенности электрических свойств объясняются существованием сильной зависимости электропроводности исследуемой керамики от условий адсорбции и десорбции кислорода (27).

4. Диэлектрическая проницаемость исследуемой керамики может в десятки и сотни раз превосходить проницаемость исходных материалов. Максимальное значение относительной диэлектрической проницаемости равно 1200 было обнаружено у образцов с 3% содержанием примеси из окиси висмута отожженных при температуре  $1000^{\circ}\text{C}$  в течение 30 мин. Максимальному значению проницаемости всегда соответствует минимальное значение электропроводности. Особый вид зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса диэлектрических потерь от частоты и температуры позволяет предполагать, что природа столь высокой проницаемости обусловлена существованием структурной поляризации (38).

5. Вольтамперные характеристики исследуемой керамики являются нелинейными и симметричными с высокой степенью нелинейности. Максимальное значение коэффициента нелинейности наблюдается у образцов с небольшим содержанием примеси и равно 6. При снятии динамических вольтамперных характеристик наблюдается токовая гистерезисная петля, площадь которой возрастает по мере роста частоты. Причина появления петли видимому обусловлена существованием структурной неоднородности, являющейся существенным признаком поликристалличности полупроводника (32).

Трудности, связанные с построением модели образца из спеченной смеси двух окислов (цинка и висмута) для объяснения электрических свойств обусловлены тем, что, во-первых, существует система контактов между микрокристаллами, во-вторых, микрокристаллы окислов имеют сложную систему поверхностных состояний, следствием чего является значительная разница между электрическими свойствами поверхности и объема (29). Поэтому, когда речь идет об электрических параметрах исследуемой керамики, они характеризуют прежде всего свойства перемычек, которые образуются в результате спекания окислов. Естественно также и то, что существует определенная связь между оптимальным количеством примеси из окиси висмута, минимальным значением электропроводности, размерами микрокристаллов и диаметром перемычек. По всей вероятности, 3%-ое содержание примеси из окиси висмута в окиси цинка и соответствует этому количеству. Значение электропроводности ( $10^{-12}\text{ см}^{-1}\text{ см}^{-1}$ ) и величина диэлектрической проницаемости (1200) связаны с тем, что диаметр перемычек для большинства контактирующих микрокристаллов сравним с величиной пространственного заряда, а потенциальный барьер на границе раздела двух окислов имеет наибольшее значение (рис. 1). Вот почему электропроводность и другие свойства и их зависимость от температуры и окружающей атмосферы всецело зависит от свойства этих мостиков, так как положение уровня Ферми по отношению к зоне проводимости в перемычках определяется поверхностным зарядом (30). Ввиду того, что падение напряжения локализуется на переходных участках

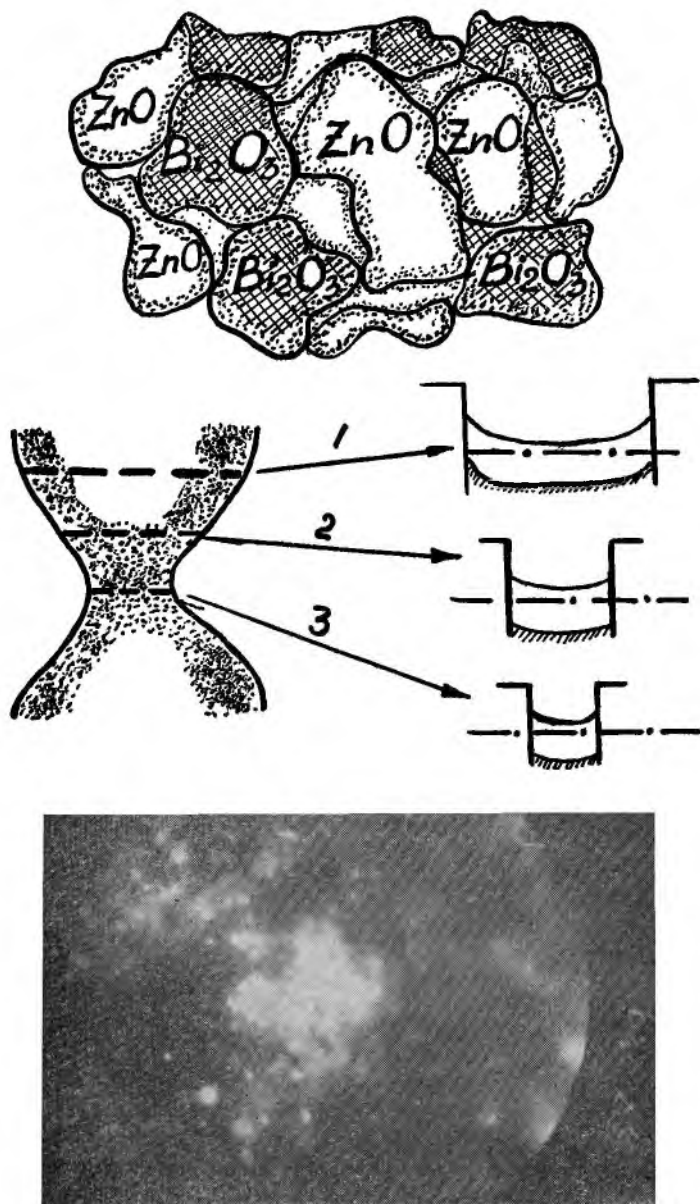


Рис. 1. а) Поперечное сечение спеченного образца. б) Схемы энергетических зон, соответствующих трем поперечным размерам перемычек (30). в) Структура поверхности образца при облучении ее ультрафиолетом (светлые пятна — окись цинка) увеличение в  $\times 500$ .

между микрокристаллами, величина тока через образец будет нелинейной функцией приложенного напряжения: вид вольтамперных характеристик будет одинаков по отношению к обоим направлениям тока из-за «симметричности» потенциального барьера. Даже если бы не существовало узких перемычек между микрокристаллами окиси цинка и окиси висмута, все равно между ними (несмотря на одинаковое значение ширины запрещенной зоны 3,2 эв. и электронный тип проводимости обеих фаз смеси) возник барьер, обусловленный поверхностными состояниями. Поверхностные состояния в окиси цинка определяют ее фотоэлектрические свойства (33). Механизм образования скрытого электрофотографиче-

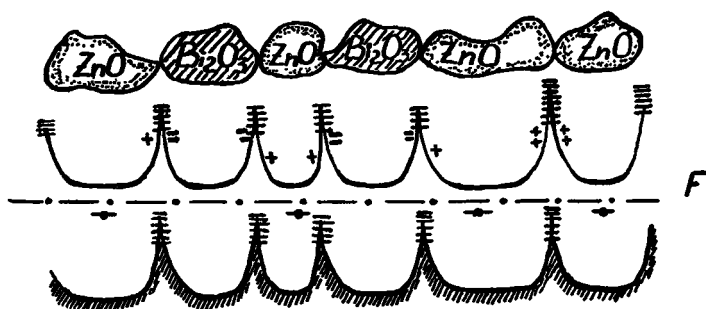


Рис. 2. Структурно-энергетическая модель спеченной смеси из окиси цинка и окиси висмута.

ского изображения в окиси цинка объясняется тем, что электроны вытягиваются из объема на поверхность, находятся там в потенциальной яме и отделены от объема дебаевским барьером (34). Как показано в работе (31), поверхностные слои обладают небольшой проводимостью, зависящей от величины поверхностного пространственного заряда. Подобного рода рассуждения позволяют представить энергетическую модель всего образца в виде чередующихся потенциальных барьеров, отделяющих один кристаллик от другого (35,36), (рис. 2.). Если учесть, что у окиси цинка имеется значительный набор локальных донорных уровней, лежащих вблизи зоны проводимости (0,1 — 0,3 эв) и легко ионизируемых термически, то станет понятной столь высокая диэлектрическая проницаемость и ее рост с температурой (26,32). Подобного рода модельные представления помогут в дальнейшем яснее представить характер процессов, происходящих при электролюминесценции.

## § 2. Электролюминесцентные свойства спеченной смеси окиси цинка и окиси висмута.

1. Устойчивая электролюминесценция в исследуемой керамике возникает при действии как постоянных, так и переменных полей со средней напряженностью  $10^4$  в/см. Еще более низкие поля  $10^3$  в/см требуются, если искусственно создается неоднородное поле (остриеобразные контакты). Рис. 3.

2. Спектральный состав излучения подобен фотолюминесценции чистой окиси цинка с большим количеством адсорбированного кислорода (26). Это дает основание предполагать, что все процессы излучения происходят в микрокристаллах окиси цинка.

3. Электролюминесценция так же как и электропроводность зависит от температуры и давления кислорода. Увеличение температуры и уменьшение давления кислорода приводит к уменьшению яркости свечения. С понижением температуры величина квантового выхода быстро растет и может увеличиваться (даже при давлении кислорода  $10^{-5}$  тор) на четыре — пять порядков по сравнению с выходом при комнатной температуре. Например, квантовый выход электролюминесценции одного из образцов при комнатной температуре составлял примерно  $10^{-9}$  кв/эл, а при температуре  $-180^\circ$  С он достиг значения  $10^{-4}$  кв/эл. Все это, по видимому, объясняется тем, что при низких температурах обмен валентностями адсорбированного кислорода с поверхностью микрокристалла окиси цинка прекращается почти полностью. (26).

4. Зависимость яркости от постоянного или переменного напряжения при очень сильных полях хорошо описывается экспоненциальным законом вида  $B = A \exp\left(-\frac{b}{\sqrt{V}}\right)$ , в случае сильных полей (близких к пробойным) эта зависимость несколько усложняется и имеет вид  $B = A'V^2 \exp\left(-\frac{b}{\sqrt{V}}\right)$ . Подобного рода зависимости характерны для возбуждения свечения путем ударной ионизации в барьерах обеднения, возникающих на границе полупроводников, способных к сильной адсорбции отрицательных ионов кислорода (24,32).

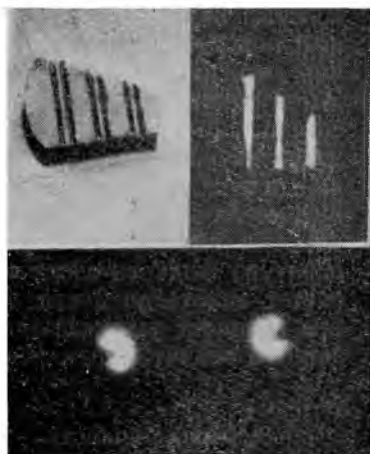


Рис. 3. Электролюминесценция между плоскими и игольчатыми электродами.

5. Из опытов по совместному воздействию на свечение постоянного и переменного полей следует, что результирующая интегральная яркость не является простой суммой интегральных яркостей при раздельном возбуждении. Она может либо только возрастать, если на уже существующую постоянную электролюминесценцию воздействовать переменным полем, либо вначале уменьшаться, достигать минимума, а затем быстро возрастать, если на уже существующую переменную электролюминесценцию воздействовать растущим постоянным полем (28).

6. Подтверждением того факта, что существенную роль при возбуждении электролюминесценции играет барьер, обусловленный поверхностными состояниями, является рассмотрение частотной зависимости интегральной яркости свечения. Следует сразу же заметить, что характер зависимости яркости от частоты будет совершенно противоположным в зависимости от того, в каком температурном интервале происходит опыт. Так, если исследование происходит в области комнатных температур или выше, то при увеличении частоты всегда наблюдается спад интегральной яркости (она убывает обратно пропорционально частоте). При температуре жидкого азота во всех без исключения случаях яркость растет вплоть до 2 кгц, достигает максимального значения, а затем начинает уменьшаться. Уменьшение яркости повидимому связано со значительным рассеянием мощности.

### § 3. Волны яркости

Волнами яркости принято называть осциллограммы временных разверток яркости электролюминесценции при возбуждении ее напряжением различной формы.

В работе, излучение электролюминесценции воспринималось фотоумножителем типа ФЭУ — 19 (М) и регистрировалось одновременно с временной разверткой приложенного к образцу напряжения двухлучевым осциллографом С1 — 19.

1. Возбуждение электролюминесценции напряжением синусоидальной формы позволило зафиксировать следующие особенности (температура комнатная).

а) В области частот ниже 100 гц излучение возникает дважды за период и находится в фазе с напряжением. Амплитудные значения волн яркости, соответствующие фазовым углам  $90^\circ$  и  $270^\circ$ , одинаковы, рис. 4 (а).

б) Для частот выше 100 гц, помимо находящихся в фазе с напряжением основных максимумов, на волне яркости появляется дополнительный максимум, соответствующий фазовому углу  $180^\circ$ , рис. 4 (б). Во всем рассматриваемом диапазоне частот более 100 гц величина дополнительного максимума  $v_0$  остается практически неизменной по величине.

в) По мере увеличения частоты амплитуда пика  $B_2$ , соответствующего фазовому углу  $90^\circ$ , уменьшается, рис. 5 (а, б, в). Уменьшение амплитуды пика  $B_2$  происходит по экспоненциальному закону вида  $B_2 = B_0 e^{-k\omega}$  (рис. 6). Для частот выше 5 кгц пик  $B_2$  совершенно исчезает, рис. 5 (г).

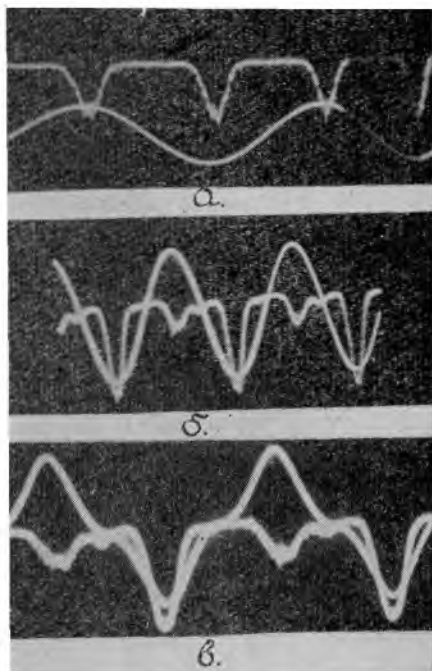


Рис. 4. Волны яркости при возбуждении синусоидальным напряжением а) частота 80 гц, б) частота 350 гц, в) осциллограмма излучение—ток при частоте 80 гц.

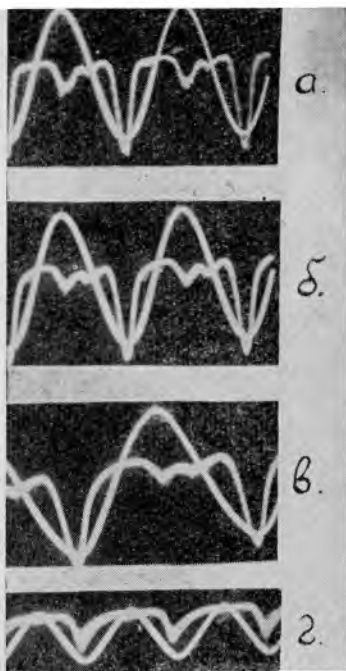


Рис. 5. Изменение пика излучения, соответствующего фазовому углу  $90^\circ$  (270 от частоты: а) 350 гц, б) 500 гц, в) 1000 гц, г) 2000 гц).

г) Величина другого пика  $B_1$ , соответствующего фазовому углу  $270^\circ$ , достигает максимального значения при частоте 500 гц, а затем начинает уменьшаться обратно пропорционально частоте. (рис. 5 а, б, в, г.), рис (6).

д) При высоких напряжениях и частотах не более 100 гц пик  $B_1$ , соответствующий фазовому углу  $270^\circ$ , «раздваивается» и появляются внефазные пики, рис. 7.

е) Все перечисленные выше особенности волн яркости наблюдаются на осциллограмме: излучение — ток, рис. 4 (в).



Объяснить наблюдаемые особенности волн яркости при возбуждении синусоидальным напряжением можно следующим образом.

а) В области фазового интервала  $0-90^\circ$  происходит непрерывный рост поля. Свободные носители (электроны) в кристаллах

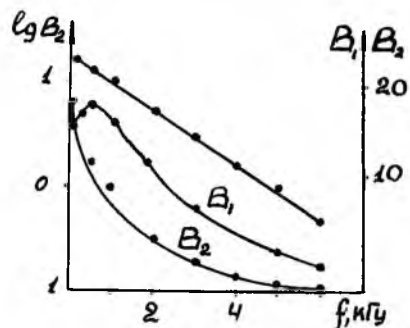


Рис. 6. Характер зависимости амплитуды пиков излучения  $V_2$  ( $90^\circ$ ) и  $V_1$  ( $270^\circ$ ) от частоты.

будут двигаться в направлении положительного потенциала. При этом в микрокристаллах вблизи границ будут возникать пространственные заряды: отрицательные объемные заряды будут возникать вблизи положительно заряженной границы, соответствующий недостаток отрицательных зарядов вблизи границы ближе к катоду создаст положительный объемный заряд. Отрицательно заряженная граница микрокристалла будет соответствовать той части, в которой уже имеется положительный пространственный заряд, который компенсирует заряд электронов, захваченный поверхностными уровнями адсорбирован-

ного кислорода. Здесь возможен дополнительный захват электронов ловушками. В области положительного объемного заряда, вблизи барьера обусловленного поверхностными состояниями, возможно ускорение электронов, прошедших через барьер, и ударная ионизация центров люминесценции; возможен также процесс иониза-

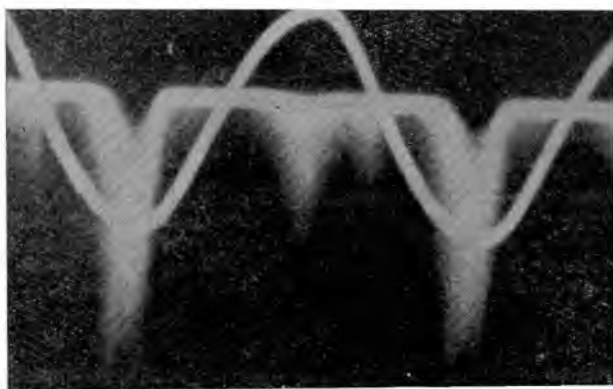


Рис. 7. Внефазные пики при возбуждении синусоидальным напряжением ( $10^4$  в/см, 80 гц).

ного кислорода. Здесь возможен дополнительный захват электронов ловушками. В области положительного объемного заряда, вблизи барьера обусловленного поверхностными состояниями, возможно ускорение электронов, прошедших через барьер, и ударная ионизация центров люминесценции; возможен также процесс иониза-

ции полем вследствие туннельного перехода. Инжекция зарядов через барьер будет расти с увеличением внешнего поля, их рекомбинация с ионизованными центрами может привести к излучению в момент, соответствующий фазовому углу  $90^\circ$ .

б) Появление дополнительного максимума  $v_0$  в момент, когда поле равно нулю, скорее всего обусловлено частичной рекомбинацией электронов, возвращенных внутренним полем поляризации в область с достаточно большим количеством ионизованных центров люминесценции. Тот факт, что дополнительный максимум  $v_0$  не наблюдается для частот ниже  $100 \text{ гц}$ , повидимому, можно объяснить тем, что при достаточно медленном изменении внешнего поля возможны процессы безызлучательных переходов, а также процессы захвата электронов ловушками раньше, чем они достигнут области ионизации. Величина этого максимума остается примерно неизменной с увеличением частоты, потому что поляризационные эффекты, связанные с электронной релаксацией в момент снятия внешнего поля, прежде всего зависят от величины первоначального внешнего поля, приводящего к поляризации, и значительно слабее от частоты.

в) В области фазового угла  $180—270^\circ$  приложенное напряжение, изменив знак, растет. Начавшаяся ранее диффузия электронов в область ионизованных центров люминесценции будет усилена внешним полем. Рекомбинация возвращенных в область ионизации электронов с возбужденными центрами люминесценции приведет к возникновению пика  $V_1$  в момент достижения фазы, соответствующей углу  $270^\circ$ .

г) В области фазового интервала от  $270^\circ$  до  $360^\circ$  включительно, излучения в большинстве случаев не наблюдалось, хотя в отдельных, весьма редких случаях удавалось наблюдать незначительный пик  $v_0$ , соответствующий фазовому углу  $360^\circ$ . Он обычно появлялся, когда использовалось высокое напряжение. Появление этого пика обусловлено, повидимому, опять-таки поляризационным действием внутреннего поля.

д) Что касается пика  $V_1$  соответствующего фазовому углу  $270^\circ$ , то его уменьшение по мере роста частоты говорит в пользу выдвинутого ранее предположения о том, что он обусловлен структурным поляризационным эффектом, связанным с электронной релаксацией заряда в пределах микрокристалла. Хорошо известно, что величина такой поляризации уменьшается обратно пропорционально частоте.

е) Рассеяние мощности на всем образце пропорционально частоте. Разогрев образца заметно сказывается для частот  $500 \text{ гц}$ , а это приводит к экспоненциальному уменьшению пика  $V_2$ . Начиная с указанной частоты наблюдается уменьшение амплитуды пика  $V_1$  обратно пропорционально частоте.

II. Источником дополнительной информации о характере процесса электролюминесценции могут служить волны яркости, воз-

буждаемые трапецеидальным напряжением. Трапецеидальная форма возбуждающего напряжения характерна тем, что рост напряжения происходит по линейному закону, с последующим резким переходом к некоторому его постоянному значению, сохраняющемуся в течение некоторого промежутка времени. Из приведенной

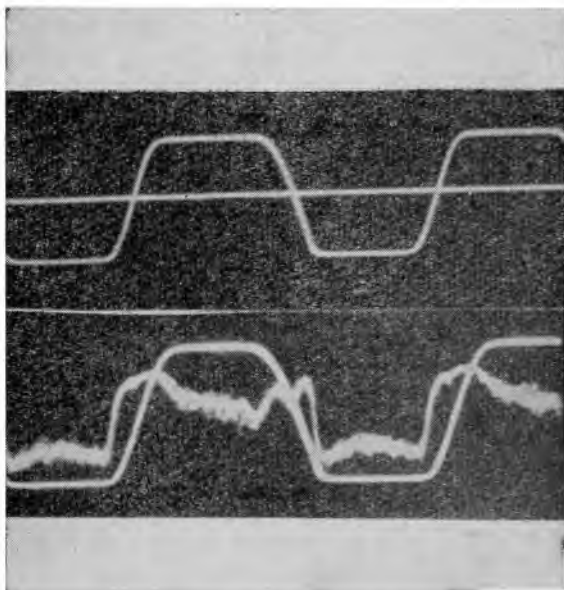


Рис. 8. Трапецеидальные волны яркости.

на рис. 8. осциллограммы волны яркости отчетливо видно, что излучение в положительную часть периода растет, достигая максимального значения в момент начала уменьшения напряжения. Дополнительный максимум возникает там же, как и в случае действия синусоидальной волны при значении фазового угла равного  $180^\circ$ . Некоторую особенность излучения можно наблюдать в отрицательную часть периода. Максимальное значение излучения имеет в момент достижения некоторого критического напряжения, затем в период времени, когда напряжение остается постоянным, излучение уменьшается, но, не достигая нуля, примерно в момент времени равном половине длительности импульса вновь начинает расти, достигая максимума к моменту начала уменьшения напряжения.

Приведенные результаты можно объяснить следующим образом.

а) В какой-то момент времени (положительная часть периода), когда поле в барьере достигает определенной величины, в области барьера происходит возбуждение центров свечения и рекомбина-

ция электронов, находящихся в области ионизованных центров. Повидимому, происходит инжекция электронов с поверхностных уровней.

б) Затем поле достигает определенной величины, остается в период всего времени действия импульса постоянным, а уровень яркости также почти не меняется, что говорит о динамическом равновесии между процессами излучения и возбуждения.

в) В момент начала уменьшения величины приложенного напряжения (положительная часть периода) число электронов, уходящих из области ионизации, резко сокращается, следствием чего является увеличение числа актов рекомбинации, ведущее к появлению на волне яркости пика излучения. Подобного рода утверждение возможно, если считать, что число ионизованных центров в области барьера больше числа способных к рекомбинации электронов.

г) При переходе к отрицательной части периода, когда величина напряжения делается равной нулю, возникающий пик излучения обусловлен теми же причинами, что и в случае синусоидальной волны — рекомбинацией свободных электронов возвращенных полем поляризации в область с достаточным количеством ионизованных центров.

д) Первый из максимумов излучения, на участке соответствующем отрицательной части периода трапецеидальной волны, повидимому, связан с рекомбинацией электронов, возвращенных в область ионизации из ловушек достаточно сильным внешним полем «обратного» направления.

Однако «обратное» внешнее поле, достигнув некоторой величины, продолжает оставаться на одном уровне — излучение падает. Вместе с тем внутреннее поле поляризации растет и создает новые условия для ионизации в области, ближе расположенной к катоду. Максимальное излучение возникает в момент прекращения действия «обратного» поля, т. е. тогда, когда внутреннее поле поляризации возвращает электроны в область с достаточным количеством ионизованных центров. В этом случае величина первого и второго пика излучения на участке, соответствующем отрицательной части периода трапецеидальной волны, примерно одинаковы, рис. 8.

Если же внешнее поле во время отрицательного полупериода непрерывно растет, то второй пик излучения в момент выключения поля может превысить первый (рис. 9). Внутреннее поле поляризации в рассматриваемом случае в конце действия импульса значительно превышает внешнее поле в начальный момент.

III. О характере процесса электролюминесценции можно судить, рассматривая волны яркости, возбуждаемые пульсирующими однополупериодными и импульсными полями. Хотя полупериодная волна далека по форме от однонаправленных прямоугольных импульсов, тем не менее она интересна тем, что содержит интер-

валы покоя, во время которых происходит возвращение системы в невозбужденное состояние.

Осциллограммы волн яркости, полученные при возбуждении электролюминесценции полупериодными полями обеих полярнос-

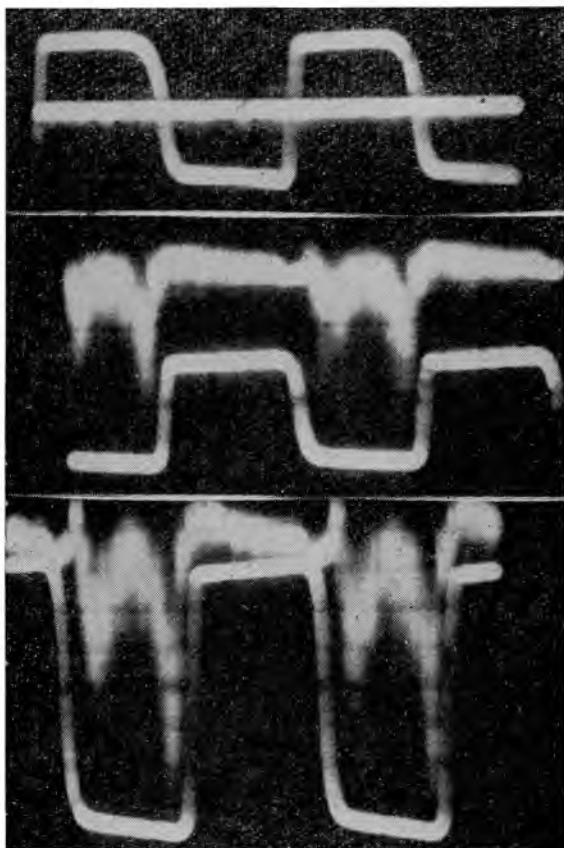


Рис. 9. Изменение пиков излучения в отрицательную часть периода «трапецеидальной» волны.

тей частотой  $80 \text{ мк}$  и амплитудным значением напряжения  $600 \text{ в}$ , представлены на рис. 10.

Из осциллограмм видно, что главные пики излучения  $V_1$  и  $V_2$  одинаковы по величине и совпадают с максимумом импульса напряжения. Отсутствие разницы в волнах яркости при возбуждении их пульсирующими полями положительной и отрицательной полярности объясняется существованием поликристаллической

структуры образца и вполне соответствует предложенной ранее структурной схеме.

Помимо этих главных пиков на волне яркости наблюдается еще и дополнительный, который возникает всякий раз в период «отдыха» образца и достигает максимальной величины в конце этого периода. Объяснить его появление возможно, если предположить существование внутреннего поля поляризации, под действием которого происходит возвращение электронов в область потенциального барьера, где происходила в момент действия импульса активная ударная ионизация центров люминесценции.

При возбуждении электролюминесценции однополярными импульсами прямоугольной формы излучение возникает всякий раз, как только амплитуда импульса достигает критической величины. Излучение возникает в процессе ударной ионизации и совпадает по «фазе» с передним фронтом импульса любой полярности, рис. 11. Чем короче импульс и чем больше крутизна его переднего фронта, тем более резким будет пик излучения рис. 11 а, б.

Характер волн яркости может измениться, если производить возбуждение двухполярными импульсами, отличающимися от идеальных тем, что уровень напряжения противоположной полярности неодинаков, рис. 12 а, б, в, г. Причем особой разницы в характере излучения при возбуждении однополярными импульсами положительной полярности и излучением в положительную часть двухполярных импульсов не наблюдается — излучение находится в «фазе» с передним фронтом, т. е. возникает тогда, когда импульс достигает такой величины, которая достаточна для осуществления ударной ионизации (рис. 11 а; рис. 12 а, б).

Несколько иной характер излучение носит во время действия импульса отрицательной полярности. Не изменяя величины ампли-

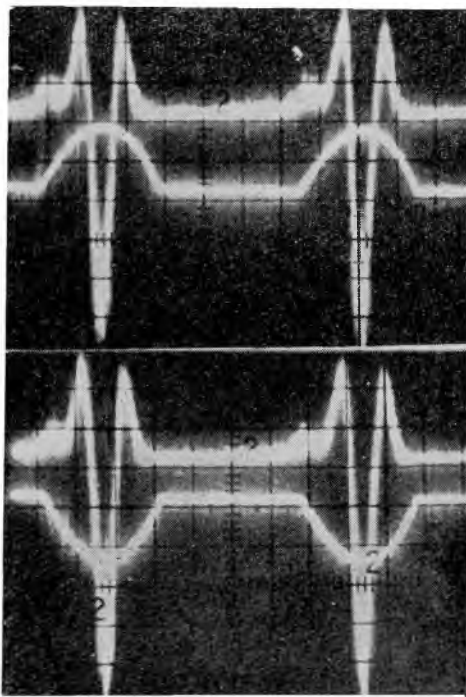


Рис. 10. Волны яркости при возбуждении полупериодным напряжением ( $10^8$  в/см, 80 гц).

туда импульса в положительную часть периода, а уменьшая лишь длительность и крутизну фронта отрицательного импульса, можно добиться, что излучение будет возникать лишь в момент окончания действия импульса, т. е. противоположно тому, что наблюдалось в случае однополярных отрицательных импульсов, рис. 12 а, б. Причина этого, по видимому, связана с тем, что напряжение, в промежуток времени между двумя соседними импульсами, не обра-

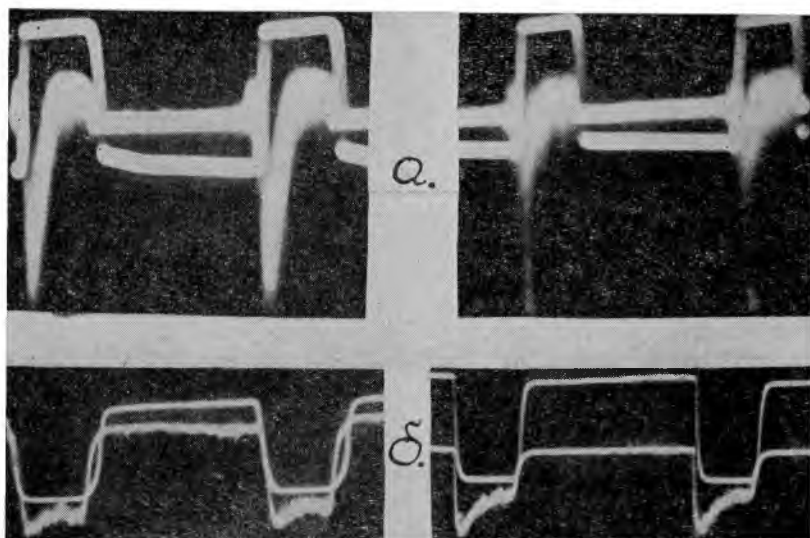


Рис. 11. Волны яркости при возбуждении однополярными импульсами. а) импульсы положительной полярности с длительностью 400 мксек и 280 мксек.; б) импульсы отрицательной полярности с длительностью 1000 мксек и 460 мксек.

щается в ноль, а заполняется импульсом обратной полярности с большей длительностью, хотя и малой амплитудой (40—50 в). Этого вполне достаточно, чтобы произошло ослабление сильного локального поля, необходимого для ударной ионизации, с катодной стороны микрокристалла. Последующий импульс приведет к новому разделению зарядов, которые лишь в момент окончания действия импульса под влиянием внутреннего поля поляризации смогут вернуться в область ионизованных центров люминесценции и рекомбинировать.

Таковы особенности процесса электролюминесценции в керамике из смеси окиси цинка и окиси висмута.

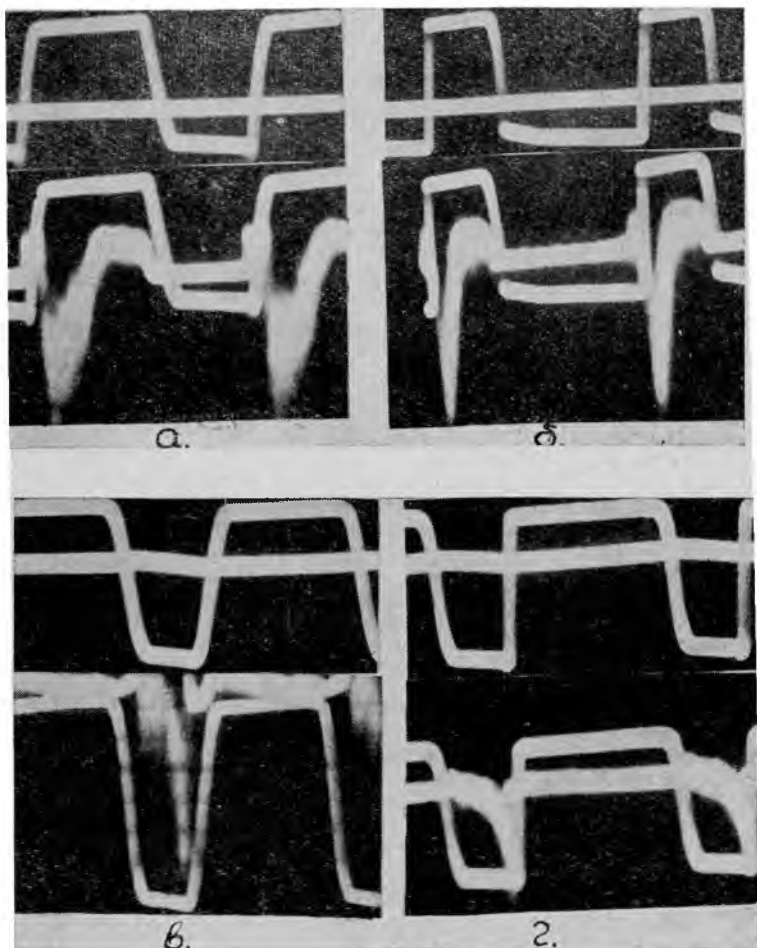


Рис. 12. Волны яркости при возбуждении «двуполярными» импульсами  
*а, б* — уровень напряжения импульса отрицательной полярности мал (30—40  $\epsilon$ )  
*в, г* — уровень напряжения импульса положительной полярности мал (40—50  $\epsilon$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лосев О. В., Телеграф. и телефон без проводов, 8,485, 1927.
2. Schön M., Z. Naturforsch. 8a, 442, 1953.
3. Lehovc K, Accardo C. A., Jamgochian E., Phys. Rev., 83, 603, 1951, 86, 615, 1952, 89, 20, 1953.
4. Гольдман А. Г., ДАН, 135, 1108, 1960.
5. Newman R., Phys. Rev., 91, 1313, 1953, 100, 700, 1955; 105, 1715, 1957.
6. Hayes I. R., Briggs H. B., Phys. Rev., 86, 647, 1952.
7. Вавилов В. С., УФН, 68, 247, 1959.



8. Wolpe R., Woods J., Phys. Rev., 105, 921, 1957.
9. Fischer A., Z. Phys., 149, 107, 1957.
10. Frerich R., Handy R., Phys. Rev., 113, 1101, 1959.
11. Wolff G. A., Adams G., Mellichamp J. W., Phys. Rev., 114, 1262, 1959.
12. Harman G. G., Phys. Rev., 111, 27, 1958.
13. Chyiweh A. G., McKay K. G., Phys. Rev., 102, 369, 1956; 106, 418, 1957.
14. Destriau G., J. Chem. Phys., 33, 620, 1936.
15. Fischer A., Z. Phys., 149, 107, 1957.
16. Piper W. W., Williams F. E., Phys. Rev., 87, 151, 1952.
17. Böer K. W., Kümmel U., Z. Phys. Chem., 290, 193, 1953.
18. Böer K. W., Kümmel U., Ann. Phys., 14, 341, 1954.
19. Fischer A., Zs. f. Naturforsch., 8a, 756, 1953.
20. Верещагин И. К., Теслюк В. С., Изв. вузов, сер. физик., № 6, 114, 1958.
21. Ложиковский Г., Бюллетень Польской АН, 8, 719, 1960; 8, 725, 1960.
22. Smith A. W., Amer. J. Phys., 27, 591, 1959.
23. Lagach S., Shradeg R. F., Phys. Rev., 102, 582, 1956.
24. Хениш Г., Электролюминесценция. Изд. «Мир» М. 59 стр. 1964.
25. Фок М. В., Электролюминесценция. УФН, 72, вып. 3, 1960.
26. Петцольд Э. Г., Ученые записки. МГПИ г. Мелекесс, т. 4, часть I, стр. 81, 1964.
27. Петцольд Э. Г., Ученые записки УГПИ им. И. Н. Ульянова г. Ульяновск, 20, в. 4, 108, 1966.
28. Петцольд Э. Г., Ученые записки МГПИ, г. Мелекесс, т. 2, ч. 2, 11 стр. 1962.
29. Волькенштейн Ф. Ф., Электронная теория катализа на полупроводниках, Физматгиз, 1960.
30. Хатсон, статья 13, в сб. Полупроводники, под ред. Хенкея Н. Б., изд. ИЛ Москва, 1962.
31. Fap H. I., Phys. Rev., 74, 1505, 1948.
32. Косман М. С., Петцольд Э. Г. «Вопросы физики полупроводников», Ленинград, изд. ЛГПИ им. Герцена, т. 207, стр. 51, 1961.
33. Маркевич Н. Н., Пуцейко Е. К. ФТТ, т. 5, в. 4, 1963.
34. Левинсон И. Б., Плавина И. З. ДАН СССР, т. 143, в. 4, 1962.
35. Смит Р. «Полупроводниковые материалы», 262, ИЛ, 1951.
36. Bube R. H. J. Appl. Phys. 31, 12, 2239, 1960.