

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тартаковский Б. Д. Звуковые переходные слои.— ДАН СССР, 1950, 75, 29—32.
2. Пирогов В. А., Тартаковский Б. Д. О согласующих слоях для границы с комплексным входным импедансом.— Акуст. журнал, 1969, 15, 407—413.
3. Чернышев К. В. О согласовании электроакустического преобразователя с нагрузкой.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1969, № 4, 83—88.
4. Шегай В. В. Об одном случае двухслойного согласования.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1974, 15, № 4, 419—423.
5. Darlington S. Synthesis of reactance 4-poles.— J. Math. Phys., 1939, 18, 275—353.
6. Прудников А. С., Шегай В. В. Об одном способе синтеза слоистых согласующих систем.— Акуст. журнал, 1977, 23, 424—429.
7. Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука. М., 1960, 312—318.

Поступила в редакцию  
07.02.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 4

УДК 537.533

М. Н. ДЕВЯТКОВ, В. И. КИТОРОВ

### ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА

Немногие опубликованные работы по вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) сегнетоэлектриков [1—4] показывают, что эти вещества обладают рядом специфических особенностей вторичноэмиссионных характеристик, связанных с сегнетоэлектрическими свойствами.

В работе [1] описаны исследования коэффициента ВЭЭ  $\sigma$  титанатов бария и свинца. Измеренные значения  $\sigma$  этих сегнетоэлектриков оказались невысоки ( $\sigma_{\max} \approx 1,3$ ); в окрестности фазового перехода наблюдалось резкое уменьшение  $\sigma$ , что связывалось [2] с увеличением диэлектрической проницаемости. Исследования ВЭЭ ниобата лития [3, 4] показали, что и этот сегнетоэлектрик обладает невысоким коэффициентом ВЭЭ ( $\sigma_{\max} = 1,8$ ), причем величина  $\sigma$  и ширина энергетического спектра вторичных электронов зависят от направления вектора спонтанной поляризации.

В данной работе приводятся результаты исследования вторичноэмиссионных характеристик триглицинсульфата (ТГС). Измерены зависимости коэффициента ВЭЭ от энергии первичных электронов и энергетические спектры медленных вторичных электронов. Исследовалась зависимость вторичноэмиссионных характеристик ТГС от температуры. Измерения вторичноэмиссионных характеристик, так же как и в работе [4], проводились в электронно-вакуумном приборе типа сферического конденсатора с антидинаatronной сеткой. Вакуум в приборе поддерживался ионным насосом, и при непрерывной откачке давление составляло  $10^{-6}$ — $10^{-7}$  Па. При измерениях использовался метод одиночных импульсов (параметры импульсов первичного тока:  $I_1 = 10^{-5}$  А,  $\tau_1 = 5 \cdot 10^{-6}$  с). Коэффициент ВЭЭ вычислялся по величине импульсов тока в цепях мишени и коллектора вторичных электронов. Ошибка в определении  $\sigma$  не превышала 5%. Мишенью служила пластинка монокристалла ТГС толщиной 0,5 мм, помещенная на ни-

келевую подложку. Поперечный размер мишени составлял 1 см, диаметр сферы коллектора — 10 см. Пластика сегнетоэлектрика была вырезана таким образом, что направление полярной оси было перпендикулярно поверхности, бомбардируемой электронами. Перед помещением в измерительную систему кристалл ТГС был монодоменизирован, и на поверхность мишени, как было установлено в дальнейшем, выходил отрицательный торец домена. Температура мишени в процессе измерений изменялась с помощью подогревателя, помещенного с обратной стороны подложки, и контролировалась термопарой.

На рис. 1 представлен график зависимости коэффициента ВЭЭ триглицинсульфата от энергии первичных электронов. Коэффициент ВЭЭ у ТГС оказался больше, чем у исследовавшихся ранее сегнетоэлектриков кислородно-октаэдрического типа ( $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{PbTiO}_3$  [1, 2])

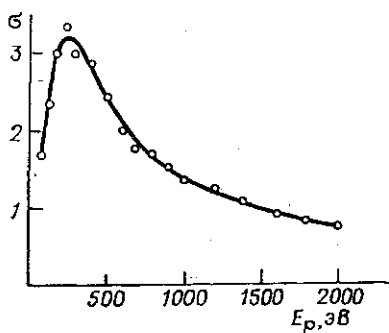


Рис. 1. Зависимость коэффициента ВЭЭ триглицинсульфата от энергии первичных электронов

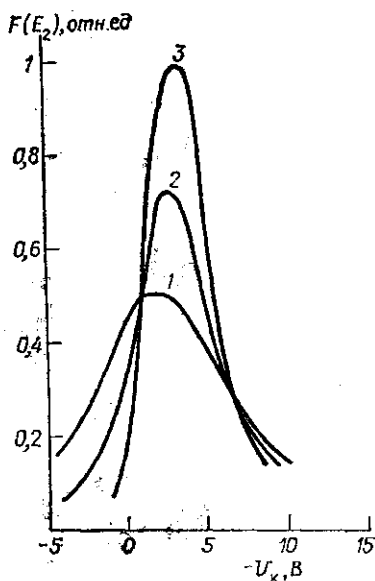


Рис. 2. Энергетические спектры медленных вторичных электронов при разных температурах: 1 — 26°C, 2 — 32°C, 3 — 36°C (по оси абсцисс отложено значение потенциала коллектора вторичных электронов, по оси ординат — функция распределения по энергии)

и  $\text{LiNbO}_3$  [3, 4]). Максимальное значение его  $\sigma_{\text{max}} = 3,3$  в 2—3 раза превышает значения  $\sigma_{\text{max}}$  для упомянутых сегнетоэлектриков. Значения коэффициента ВЭЭ становятся меньше единицы при энергиях первичных электронов, больших 1500 эВ. Значение энергии первичных электронов, при котором коэффициент ВЭЭ максимален, для ТГС составляет  $E_{pm} = 250$  эВ, т. е. такого же порядка, как и для других сегнетоэлектриков. Очевидно, для положительного торца домена, как и в случае ниобата лития [4], можно ожидать больших значений коэффициента ВЭЭ.

При измерениях энергетического спектра вторичных электронов диэлектриков методом задерживающего потенциала, применявшимся в данных исследованиях, вследствие зарядки поверхности мишени искажается распределение напряженности электрического поля в сферическом конденсаторе и могут нарушаться условия отбора тока на коллектор. При работе с сегнетоэлектриками эти трудности усугубляются

появлением пироэлектрического потенциала на поверхности мишени при изменении ее температуры. Так, в процессе нагревания мишени в данной установке потенциал поверхности мишени относительно подложки становился больше  $+150$  В, что обнаружилось по смещению кривых задержки (повышение потенциала при нагревании кристалла и указывает на то, что на поверхности мишени выходит отрицательный торец домена). Кстати, по величине смещения кривых задержки можно в принципе определять значение пироэлектрического коэффициента.

Энергетические спектры медленных вторичных электронов при температуре кристалла, равной комнатной, были измерены для значений  $E_p = 250, 500, 1000$  и  $2000$  эВ. Полуширина спектра для всех энергий первичных электронов оказалась значительно большей, чем для других материалов ( $\Delta E_2 \approx 20$  эВ). В работе [4] такая полуширина спектра на отрицательном торце домена объяснялась наличием сложной конфигурации электрического поля вблизи поверхности мишени, которое вызвано наличием пиропотенциалов, обусловленных незначительным медленным нагревом мишени катодом электронной пушки. Так как мишень из ТГС была монодоменизирована, то пиропотенциал по поверхности мишени был практически одинаков, но даже в том случае, когда потенциал поверхности мишени был примерно равен потенциалу подложки (кривая задержки при  $E_p = 2000$  эВ была смещена незначительно), спектр вторичных электронов остался anomalously широким. По-видимому, широкий энергетический спектр вторичных электронов обусловлен свойствами сегнетоэлектриков.

На рис. 2 представлены энергетические спектры вторичных электронов при разных температурах мишени (энергия первичных электронов  $E_p = 500$  эВ), а на рис. 3 — зависимость полуширины спектра от температуры. Полуширина энергетического спектра вторичных электронов уменьшается при увеличении температуры и стремится к значениям, характерным для обычных диэлектриков. Кривые задержки при нагревании кристалла смещаются в область потенциалов коллектора, соответствующих нулевому (относительно подложки) потенциалу поверхности мишени. Очевидно, после включения подогревателя мишени наличие достаточно мощного источника тепла приводит к более быстрой стабилизации температуры мишени. С другой стороны, с повышением температуры кристалла увеличивается его электропроводность и, следовательно, уменьшается время стекания заряда с поверхности мишени. Эти причины и приводят к тому, что после выдержки в течение примерно одного часа при заданном токе подогревателя кривые задержки занимают «нормальное» положение.

Результаты измерений зависимости  $\sigma$  от температуры кристалла для двух энергий первичных электронов  $E_p = 340$  и  $1000$  эВ представлены на рис. 4. В пределах точности измерений не было обнаружено зависимости  $\sigma$  от температуры мишени, за исключением окрестности точки фазового перехода, где наблюдалось резкое уменьшение коэффициента ВЭЭ. Значения  $\sigma$  в параэлектрической фазе больше, чем в сегнетоэлектрической. Относительные изменения коэффициента ВЭЭ уменьшаются при увеличении энергии первичных электронов. В работе [4] отмечалось аналогичное уменьшение относительной разности величин  $\sigma$  для положительного и отрицательного торцов доменов  $\text{LiNbO}_3$ , что указывает на возможную обусловленность этих изменений свойствами тонкого поверхностного слоя.

Проведенные исследования показывают, что по своим вторично-эмиссионным свойствам сегнетоэлектрики скорее схожи с металлами

и полупроводниками, чем с диэлектриками, для которых характерны высокий коэффициент ВЭЭ и узкий энергетический спектр вторичных электронов. Очевидно, такие свойства вызваны особенностями приповерхностного слоя сегнетоэлектриков, обусловленными наличием спонтанной поляризации. Так, отличные вторичноэмиссионные характеристики для разных торцов доменов ниобата лития, по-видимому, связано с разницей в величинах работы выхода и электронного сродства [5, 6]. Известно также, что в приповерхностном слое сегнетоэлектрика существует аномально-высокая плотность свободных зарядов [7, 8]. Поэтому возможно, что в сегнетоэлектриках, в отличие от диэлектриков, внутренние вторичные электроны испытывают существенное рассеяние на свободных зарядах при движении к поверхности. В силу этого, возможно, наблюдаются величины коэффициента ВЭЭ и

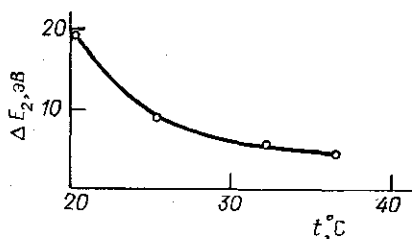


Рис. 3. Зависимость полуширины энергетического спектра вторичных электронов от температуры мишени

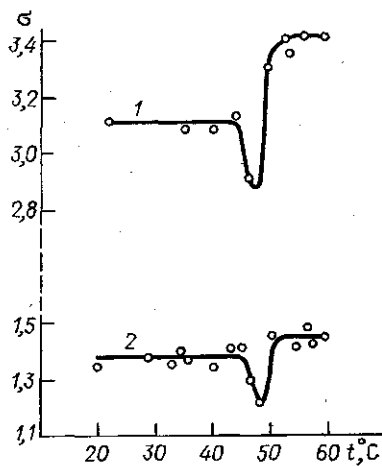


Рис. 4. Зависимости коэффициента ВЭЭ от температуры мишени.  $E_p = 340 \text{ В}$  (1) и  $1000 \text{ В}$  (2)

ширины спектра вторичных электронов, характерные для металлов и полупроводников, для которых рассеяние на свободных электронах является основным механизмом энергетических потерь внутренних вторичных электронов.

Выделяя основные результаты данной работы, можно отметить следующее:

- а) впервые исследованы вторичноэмиссионные свойства триглицинсульфата;
- б) показано, что коэффициент вторичной электронной эмиссии ТГС выше, чем у сегнетоэлектриков кислородно-октаэдрического типа;
- в) установлено, что энергетический спектр вторичных электронов для сегнетоэлектриков шире, чем для обычных диэлектриков;
- г) при увеличении температуры сегнетоэлектрика и при уменьшении соответственно величины спонтанной поляризации ширина энергетического спектра стремится к величине, характерной для обычных диэлектриков.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Машкова Е. С., Четверикова Г. А. Исследование температурной зависимости вторичной электронной эмиссии сегнетоэлектрических монокристаллов.— Радиотехника и электроника, 1959, 4, № 12, 2068—2071.
2. Машкова Е. С. ВЭ сегнетоэлектрических монокристаллов.— Радиотехника и электроника, 1960, 5, № 8, 1347—1348.
3. Девятков М. Н., Ктиторов В. И. Связь между коэффициентом вторичной

- электронной эмиссии и направлением спонтанной поляризации ниобата лития.— Радиотехника и электроника, 1975, 20, № 5, 1113—1115.
4. Девятков М. Н., Ктиторов В. И., Самсонов Ю. И. Вторичная электронная эмиссия ниобата лития.— Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1976, 40, № 12, 2604—2608.
  5. Селюк Б. В. Поверхностные уровни сегнетоэлектрических кристаллов.— Кристаллография, 1974, 19, № 2, 221—227.
  6. Стригущенко И. В., Дмитриев С. Г., Силантьева О. В. Влияние спонтанной поляризации на термоэмиссию ниобата лития.— Физ. тв. тела, 1977, 19, № 7, 2001—2005.
  7. Иванчик И. И. К макроскопической теории сегнетоэлектриков.— Физ. тв. тела, 1961, 3, № 12, 3731—3742.
  8. Гуро Г. М., Иванчик И. И., Ковтонюк Н. Ф. Полупроводниковые свойства сегнетоэлектриков.— Письма в редакцию ЖЭТФ, 1967, 5, № 1, 9—12.

Поступила в редакцию  
27.06.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 4

УДК 533.72

**В. Н. БАРАКИН, В. М. ГОРДИЕНКО**

## **ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССАХ РЕЛАКСАЦИИ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ**

Достижения в области фотохимии молекул стимулировали интерес к теоретическому и экспериментальному исследованию релаксационных процессов [1]. Одним из основных методов экспериментального определения времени колебательно-поступательного энергетического обмена при резонансном возбуждении колебаний молекул световыми пучками является интерферометрический [2]. Измеряемая при этом временная зависимость плотности среды отражает динамику процесса термализации энергии. Однако колебательный характер установления давления среды вследствие неоднородного нагрева ведет к нарушению линейной связи изменений плотности и энергии, перешедшей в тепло. Это обстоятельство может приводить к некорректной интерпретации экспериментальных результатов. Отметим, что используемый в этих же целях оптико-акустический метод обладает аналогичными особенностями [3].

Рассмотрим роль гидродинамических эффектов в процессах релаксации колебательной энергии.

В пренебрежении вязкостью и теплопроводностью уравнения, описывающие малые изменения плотности и температуры молекулярного газа при его нагреве излучением, на временах  $t \sim \tau_{\text{эв}} \ll \tau_T$  имеют вид [4]:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \frac{c_0^2}{\gamma} \Delta (\rho' + \rho_0 \beta T') = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} - \frac{\gamma - 1}{\beta \rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial t} = \frac{\gamma \Phi}{c_p \rho_0}, \quad (2)$$

где  $\rho' = \rho - \rho_0$  — отклонение плотности от равновесного значения  $\rho_0$ ,  $T'$  — изменение температуры среды,  $\Phi$  — поток энергии из колебательных в поступательные степени свободы, определяемый из кинети-