

## ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ МИКРОЗЕРКАЛА

К.В. Киселева, А.В. Леонов, Ю.Е. Лозовик, С.П. Меркулова

*Обнаружен ряд эффектов, связанных с образованием под действием электронных пучков заряженных микрообластей (ЗМО) в приповерхностных слоях диэлектриков. Эти области электронно-оптически проявляются как выпуклые микрзеркала. Определены основные характеристики ЗМО. Обсуждаются возможные применения обнаруженных эффектов.*

При электронно-микроскопических исследованиях структуры поверхности накопление заряда рассматривается как паразитический эффект, который устраняют с помощью металлизации поверхности [1]. В настоящей работе обнаружен ряд эффектов, связанных с образованием под действием электронных пучков заряженных микрообластей (ЗМО) в приповерхностных слоях диэлектриков. Оказалось, что ЗМО проявляют себя электронно-оптически как выпуклые микрзеркала (МЗ). В связи с этим возникает ряд вопросов о предельно допустимой плотности зарядов, инжектированных в диэлектрик, а также о создании и использовании ЗМО в качестве элементов в различных электронно-оптических системах.

Описываемые ниже электронно-оптические эффекты, связанные с образованием ЗМО, обнаружены при электронно-микроскопическом исследовании в растровом электронном микроскопе BS-300 поверхностей диэлектриков — плавленого кварца, монокристаллов сапфира, алмаза и триглицинсульфата. Достаточно стабильные ЗМО и связанные с ними электронные МЗ с линейными размерами  $\sim 10 - 10^2$  мкм образовывались при растровом или точечном облучении поверхности диэлектрика электронным пучком (пучком зарядки) диаметром 0,03 — 0,1 мкм с энергией электронов  $E_c = 11 - 49$  кэВ в течение времени  $t_c = 360 - 30$  с. Ток зарядки  $I_c$  составлял  $10^2 - 10^3$  пА. В процессе облучения диэлектрика при попытке получения в режиме вторичных электронов изображения облучаемой поверхности возникает вспышкообразная картина, свидетельствующая о неоднородной зарядке поверхности и нестабильном характере взаимодействия электронов пучка зарядки с поверхностью диэлектрика. При последующем сканировании этой же облученной области пучком электронов с энергией  $E_s$ , меньшей  $E_c$  (электронным зондом), на экране электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) микроскопа в режиме вторичных электронов возникают в одном или нескольких участках изображения внутренних частей колонны микроскопа микронных размеров — шлюзовое устройство, объективная диафрагма, сетка ФЭУ и т.п. (рис. 1), т.е. эти участки работают как одно или несколько выпуклых микрзеркал.

Формирование электронных зеркальных изображений можно объяснить следующим образом. Первичный пучок зарядки с энергией электронов  $E_c$  образует в приповерхностном слое диэлектрика одну или несколько ЗМО, каждая из которых создает над поверхностью диэлектрика потенциальное электростатическое поле, соответствующие эквипотенциальные поверхности которого могут работать как электронные потенциальные микрзеркала. Монохроматический пучок электронного зонда с энергией электронов  $E_s < E_c$  попадает при сканировании на различные области потенциального зеркала ЗМО. Электронный зонд отражается от МЗ и, попадая на различные участки колонны, вызывает поверхностную эмиссию вторичных электронов, регистрация которых в ФЭУ и приводит к зеркальному изображению, визуализируемому на экране ЭЛТ микроскопа.

ЗМО образуется, если энергия заряжающего пучка  $E_c$  больше критической (3 — 4 кэВ). При этом полный коэффициент эмиссии электронов из диэлектрика  $\sigma < 1$  (с ростом  $E_c$  величина  $\sigma$  падает и зарядка растет [1]). Размер и форма МЗ определяются эквипотенциалью  $V(r) = E_s/e$ , где  $e$  — заряд электрона.

Для того, чтобы эквипотенциальная поверхность  $V(r)$  могла выполнять функции электронного зеркала, на ней должны быть сглажены неоднородности поверхности ЗМО с характерным размером  $a$ , обусловленные ее шероховатостью, неоднородностью распределения электронных ловушек на ней и пр. Практически это условие можно считать выполненным, если эквипотенциаль отстоит от поверхности диэлектрика на расстоянии  $r$ , в несколько раз превышающем характерные масштабы  $a$ . Так, потенциал заряженной сетки

с периодом  $d$  отличается от потенциала заряженной идеальной плоскости на величину, экспоненциально уменьшающуюся с ростом расстояния до сетки. Показатель экспоненты пропорционален  $d$ , поэтому при  $g$  порядка нескольких  $d$  эквипотенциаль заряженной сетки слабо отличается от эквипотенциали плоскости. Отсюда ясно, что МЗ исчезает, если энергия зонда  $E_s$  превышает значение  $E_s^{cr}$ , при котором эквипотенциаль  $V(r) = E_s/e$  отстоит от поверхности на расстоянии  $r \ll a$ . Действительно, как показывает эксперимент, МЗ исчезает с ростом  $E_s$  (для плавленого кварца  $E_s^{cr} \approx 7$  кэВ при  $E_c = 11 - 49$  кэВ).

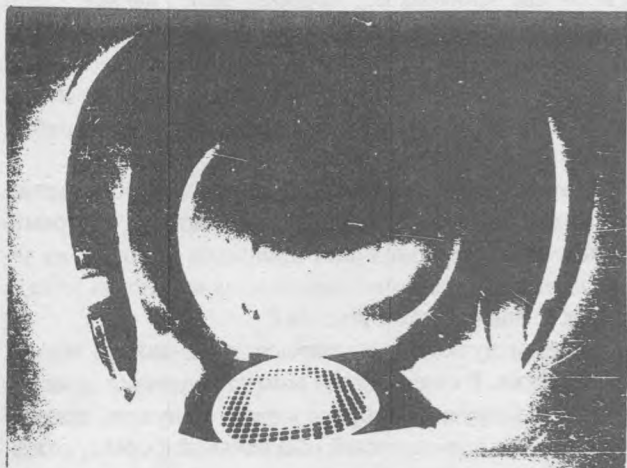


Рис. 1. Микрозеркало на поверхности диэлектрика. В областях микронных размеров видно изображение внутренних частей колонны микроскопа (шлюзовое устройство, сетка на входе приемника электронов и т.п.).

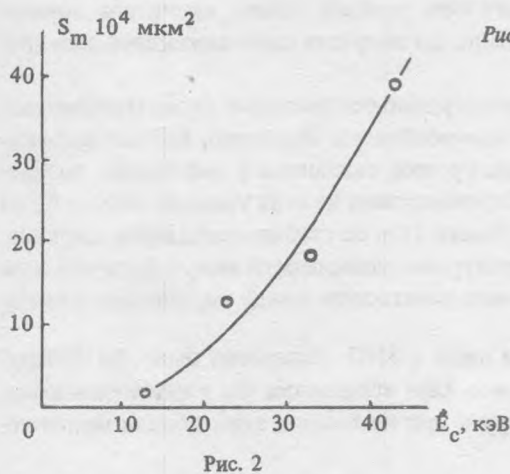


Рис. 2. Зависимость площади микрозеркала  $S_m$  от энергии пучка зарядки  $E_c$ .

Рис. 2

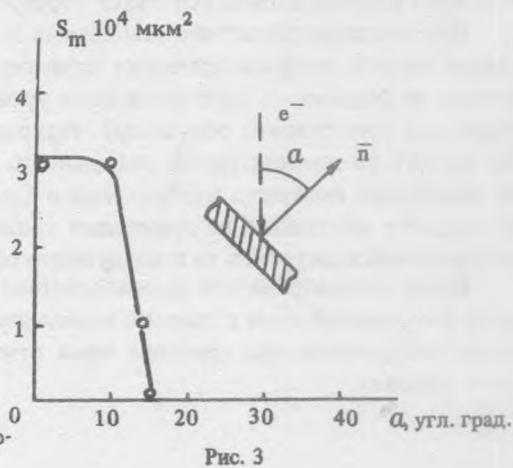


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость площади микрозеркала  $S_m$  от угла падения заряжающего пучка.

Выполненные эксперименты показали, что площадь микрозеркала  $S_m$  монотонно растет с увеличением  $E_c$  в интервале от 11 до 50 кэВ (рис. 2) при фиксированной площади раstra  $S_c$ , токе  $I_c$  и времени  $t_c$ . Это свидетельствует о росте заряда  $Q$  ЗМО при фиксированном числе падающих электронов ( $S_m$  определялась по размеру изображения во вторичных электронах при  $E_s = 3$  кэВ). Это связано с ростом пробега электронов  $l \propto E^{3/2}$  в глубь образца и соответственным увеличением глубины проникновения ЗМО в него (для материалов с  $Z\rho/A \sim 0,1$ , где  $Z$  — заряд ядра атома,  $A$  — атомный вес и  $\rho$  — плотность, при  $E_c = 15$  кэВ пробег электронов  $l \sim 10^4$  А).

При малых значениях энергии электронов зонда  $E_s$  справедлива формула  $Q \sim (E_s/e)\sqrt{S_m/\pi}$ . Подставляя в эту формулу полученное для плавленого кварца экспериментальное значение  $S_m \sim 3 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup> при  $E_s = 3$  кэВ, находим  $Q \sim 2 \cdot 10^8$  e.

С ростом энергии электронов зонда  $E_s$  площадь МЗ  $S_m$  сначала падает, затем микрозеркало исчезает. Это происходит тогда, когда радиус зеркала  $r_m$  оказывается порядка радиуса  $r_c$  заряженной области.

Используя соотношение  $r \sim eQ/E_s$ , находим, что  $r_c \approx r_m(E_s/E_c)$ , так что при  $S_m \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ ,  $E_c = 13 \text{ кэВ}$ ,  $E_s = 3 \text{ кэВ}$  имеем радиус ЗМО  $r_c \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ , плотность заряда ЗМО  $\rho \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ е см}^{-3}$ , а поле на ее границе  $\mathcal{E} \sim Q/r_c^2 \sim 5 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ . Это поле не должно превышать поля пробоя диэлектрика вблизи поверхности, которое из-за загрязнений и особенностей рельефа может быть существенно меньше поля пробоя в объеме. Последнее обстоятельство сильно ограничивает предельный заряд и радиус ЗМО.

Исследование зависимости площади микрозеркала  $S_m$  от угла падения заряжающего пучка показало, что при отклонении пучка зарядки на угол  $\alpha \sim 10^\circ$  от нормали величина  $S_m$  начинает резко падать, а при  $\alpha_{cr} \geq 15^\circ$  микрозеркало не образуется (рис. 3). Пороговый характер зависимости  $S_m(\alpha)$  объясняется одновременным с  $\alpha$  ростом коэффициента эмиссии  $\Delta$  вторичных электронов, т.к. последним приходится преодолевать в этом случае меньшее расстояние до поверхности. При достаточно больших энергиях  $E_c$  имеет место /1/ соотношение  $\Delta(\alpha) = \Delta(0) \cos \alpha$ ; поэтому при некотором критическом угле  $\alpha_{cr}$  накопление зарядов в образце вообще не происходит.

Экспериментально обнаружено, что зависимость  $S_m$  от площади раstra  $S_c$  (при постоянном заряде  $Q_c$ , посылаемом на образец) имеет плато при малых  $S_c$ , а затем линейно растет; зависимость  $S_m$  от времени облучения  $t_c$  имеет немонотонный характер (это обусловлено чередованием процессов накопления заряда и разрядки). Наконец, вокруг МЗ практически всегда наблюдалась система темных и светлых контуров (интерференционного происхождения), радиус которых увеличивался с ростом  $E_s$ .

Образование МЗ наблюдалось и при зарядке электронным пучком металлического цилиндра малых размеров ( $\sim 1 \text{ мм}$ ), помещенного на диэлектрической подложке. В связи с этим можно надеяться на получение МЗ на металлических включениях керамики. МЗ контролируемой формы можно получить, используя сочетание заряжаемых металлических, либо диэлектрических поверхностей специальной формы, создаваемых, например, с помощью литографии. Таким способом можно было бы создавать и иные электронно-оптические устройства микроскопического размера — различного типа зеркала, линзы, аксиконы, зонные пластинки и т.п. Потенциальные области нужной формы можно было бы получить либо инъекцией электронов через контакты, либо используя электретный эффект.

Для создания достаточно стабильных МЗ с оптимальными электронно-оптическими характеристиками важно изучить микроскопические характеристики заряженной микрообласти. Вероятно, заряды захватываются на различного типа локальные уровни (а возможно и на уровни, связанные с дефектами, созданными при электронном облучении). Распределение энергий связи электронов на этих уровнях можно было бы изучить по температурной стабильности заряженной микрообласти (т.е. по стабильности микрозеркала, по изменению контраста изображения и т.п.). Указанные температурные зависимости могут быть связаны не только с ионизацией из примесных уровней, но и с перескоками электронов между ловушками и внешней эмиссией электронов из исследуемого образца.

Выше рассматривалось взаимодействие электронного пучка лишь с ЗМО. Интересно было бы обнаружить и взаимодействие с токами, наведенными в сверхпроводнике. Оно проявилось бы в изменении контраста изображения при переходе через критическую температуру и при изменении тока вблизи критического значения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Микроанализ и растровая электронная микроскопия. Сборник, М., Металлургия, 1985.

Поступила в редакцию 14 августа 1987 г.