

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.533.8:538.915

ОБРАЗОВАНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ NaCl ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МЕДЛЕННЫМИ ИОНАМИ

В. Г. Бабаев, М. Б. Гусева, В. В. Хвостов

(кафедра физической электроники)

Приведены результаты исследования поверхности (100) NaCl методом спектроскопии характеристических потерь. Определен тип точечных дефектов, образующихся в результате облучения ионами аргона с энергиями от 100 до 2500 эВ и изменения их концентрации в процессе отжига.

Ранее было показано, что эффективность ионной стимуляции при осаждении тонких пленок немонотонно зависит от энергии облучающих ионов [1, 2]. Это связано с образованием на поверхности активных адсорбционных центров (точечных дефектов) преимущественно в результате неупругого взаимодействия ионов с поверхностью. При облучении поверхности ионами низких энергий дефекты образуются в тонком приповерхностном слое толщиной до 50 Å, поэтому изучение радиационных дефектов поверхности возможно только поверхностно-чувствительными методами. В работе представлены результаты исследования радиационных дефектов на поверхности NaCl методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронов (СХПЭ).

Наблюдаемый спектр характеристических потерь определяется как одночастичными возбуждениями (межзонные переходы, экситоны и переходы с участием электронных состояний дефектов), так и коллективными (плазмоны и др.). В общем случае функция потерь $S(E)$ может быть представлена в следующем виде [3]:

$$S(E) = -\text{Im}(1/\epsilon),$$

где $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ — комплексная диэлектрическая проницаемость твердого тела. По теореме Крамерса—Кронига [3] можно определить реальную часть функции $1/\epsilon(E)$:

$$S'(E) = \text{Re}(1/\epsilon) = 1 - \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{E'S(E') dE'}{(E')^2 - E^2},$$

\mathcal{P} обозначает главное значение интеграла. Отсюда легко рассчитать реальную ϵ_1 и мнимую ϵ_2 части диэлектрической проницаемости:

$$\epsilon_1(E) = \frac{S'(E)}{|1/\epsilon(E)|^2}; \quad \epsilon_2(E) = \frac{S(E)}{|1/\epsilon(E)|^2}.$$

Мнимая часть $\epsilon_2(E)$ характеризует все одночастичные возбуждения. Интегрируя $\epsilon_2(E)$, можно определить эффективное число возбуждаемых электронов [3]:

$$N_{\text{eff}} = \frac{m}{2\pi^2 e^2 N} \int_0^E E' \epsilon_2(E') dE'. \tag{1}$$

Интегрирование по всему спектру дает общее число электронов. По

формуле (1) можно определить относительную концентрацию дефектов, если интегрирование проводить в области энергий, соответствующей возбуждению электронных состояний дефектов.

В расчетах экспериментальный спектр потерь нормировался так, чтобы при нулевой энергии величина $\varepsilon(0)$ равнялась известной статической диэлектрической проницаемости исследуемого кристалла [4]. После облучения, когда из-за наличия электронных состояний дефектов $\varepsilon(0)$ изменяется, нормировка спектров проводилась по полному числу электронов, участвующих в возбуждениях.

Для экспериментальной реализации исследования электронной структуры поверхности методом СХПЭ необходимо выполнение следующих условий: 1) интенсивность первичного электронного пучка минимальна, что создает пренебрежимые по сравнению с ионным пучком нарушения структуры поверхности, и 2) регистрируются только прямые переходы для простоты интерпретации результатов, что обеспечивается при зеркальной геометрии спектрометра (угол падения первичных электронов равен углу анализа). Эти условия существенно снижают интенсивность регистрируемого сигнала. В связи с этим в работе был применен энергоанализатор на основе гиперболоидного зеркала, который обеспечивает высокую разрешающую способность $\sim 0,5\%$ и отношение сигнал/шум > 100 при апертуре $\sim 2^\circ$, а также позволяет значительно понизить плотность первичного пучка электронов по сравнению с традиционно используемым цилиндрическим зеркалом за счет увеличения площади сбора электронов. В экспериментах плотность электронного тока не превышала 10^{-7} А/см². При такой плотности тока минимальные изменения в спектре потерь наблюдались после облучения в течение 10^3 с (доза $6 \cdot 10^{14}$ см⁻²). Учитывая, что время записи спектра потерь составляло не более 10^2 с, повреждающим действием электронного пучка можно пренебречь. Спектры записывались при энергии зондирующих электронов 100 эВ. Исследуемая поверхность получалась сколом кристалла непосредственно перед помещением в сверхвысоковакуумную камеру.

После достижения рабочего вакуума (10^{-9}) и отжига при температурах 350—400°C содержание углерода на поверхности по данным ожеспектроскопии не превышало 0,5%. Ионное облучение проводилось в атмосфере аргона при давлении 10^{-5} Тор дозой 10^{15} см⁻². После облучения и записи спектра потерь образцы отжигались до исчезновения в спектре особенностей, связанных с дефектами. В процессе отжига записывались спектры при различных температурах. При скорости нагрева 0,5°C/с за время записи спектра температура изменялась не более чем на 50°C.

На рис. 1 приведены результаты экспериментальных исследований $S(E)$ (пунктир) и их обработка ε_1 (справа) и ε_2 (слева) для поверхности NaCl, облученной ионами аргона различных энергий. Спектр однопериодных электронных переходов $\varepsilon_2(E)$ кристалла NaCl, рассчитанный по $S(E)$ до облучения, соответствует результатам, полученным по оптическому поглощению [5]. Как видно, основным типом электронных переходов являются переходы с энергией 8 эВ, которые отвечают возбуждению экситонов. Особенность в спектре $\varepsilon_2(E)$ при 12 эВ соответствует электронным переходам из валентной зоны в зону проводимости. Слева от экситонного пика лежит область переходов с участием уровней, расположенных в запрещенной зоне кристалла (уровней точечных дефектов).

При облучении кристалла ионами с энергией менее 700 эВ заметных изменений в области энергий потерь, меньших экситонной, не на-

блюдается, но при энергии 300 эВ в области межзонных переходов появляется максимум с энергией 9 эВ, сравнимый по интенсивности с экситонным пиком. Этот пик может быть объяснен переходами 3s-электронов хлора в дырочное состояние валентной 3p-зоны хлора и, таким образом, свидетельствует об образовании дырок в валентной зоне кристалла NaCl.

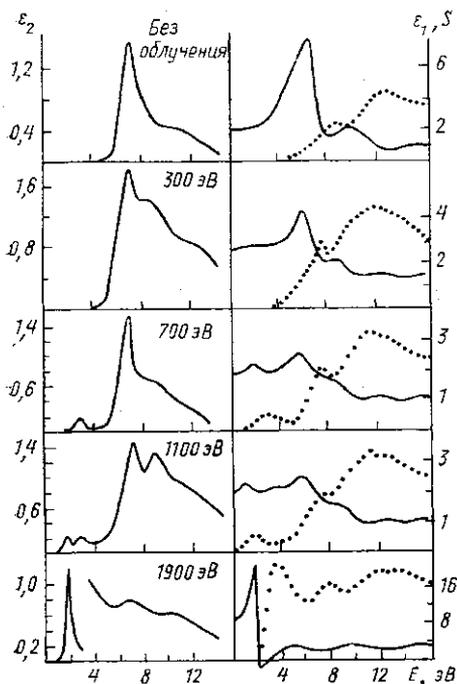


Рис. 1

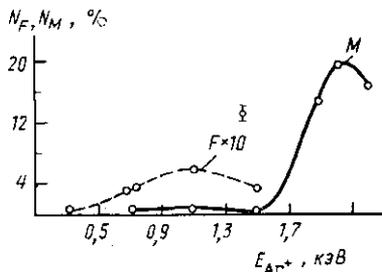


Рис. 2

При увеличении энергии облучающих ионов на 100 эВ максимум при 9 эВ исчезает, затем вновь появляется и достигает первоначальной интенсивности при энергии ионов 1100 эВ. При дальнейшем увеличении энергии облучения интенсивность его также резко падает. Электронные переходы в области энергий, меньших экситонной, надежно регистрируются при облучении поверхности ионами с энергией $E \geq 700$ эВ. В этом случае наблюдается максимум при $E =$

$= 2,7$ эВ, который соответствует возбуждению F -центра (анионная вакансия, захватившая электрон [6]). Эффективное число электронов на этих центрах, определенное по формуле (1) с верхним пределом интегрирования 4 эВ, соответствует их относительной концентрации $\sim 0,8\%$. При облучении ионами с энергией 1100 эВ в спектре электронных возбуждений наряду с электронными переходами с $E = 2,7$ эВ появляется максимум с $E = 1,8$ эВ, соответствующий энергии возбуждения M -центра (двойной F -центр). При энергии облучения до 1500 эВ концентрация центров обоего типа изменяется незначительно, а после достижений этой энергии наблюдается резкое возрастание концентрации M -центров, и при энергии 1900 эВ она более чем на порядок превышает концентрацию F -центров после облучения ионами с энергией 400 эВ. При энергии ионов выше 2000 эВ концентрация M -центров уменьшается. Зависимости концентрации F - и M -центров от энергии облучающих ионов приведены на рис. 2. Максимальная концентрация M -центров для энергии ионов 1900 эВ составила 18%. В условиях резкого возрастания концентрации M -центров ($E > 1500$ эВ) в спектре потерь $S(E)$ наблюдается максимум при энергии 3—3,5 эВ, обусловленный возбуждением плазмонов. Реальная часть диэлектрической проницаемости в этом

случае принимает нулевое значение при 2,2 и 3 эВ, а при 3 эВ близка к нулю и мнимая часть ϵ_2 .

На рис. 3 иллюстрируется изменение дефектной структуры поверхности NaCl, облученной ионами аргона с энергией 1100 эВ, в процессе отжига. При 150°C резко снижается интенсивность электронных переходов в дырочное состояние валентной зоны (F - и M -центры не обнаруживаются уже при $T=50^\circ\text{C}$), но появляются переходы с энергией 5 эВ, идентифицированные нами как возбуждение V_2 -центров (молеку-

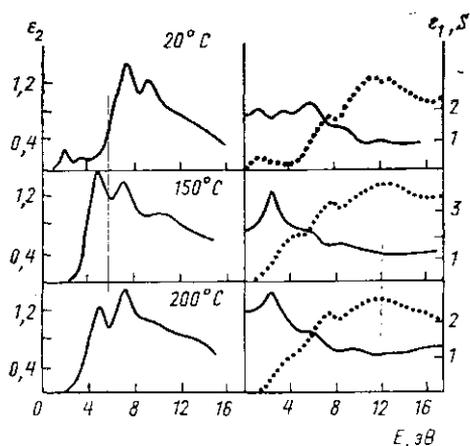


Рис. 3

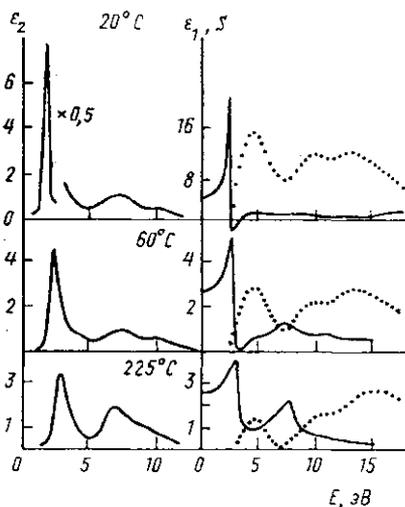


Рис. 4

ла Cl_3^- вблизи катионной вакансии). Энергия возбуждения V_2 -центров для NaCl получена экстраполяцией по известным данным для KBr и KCl [7]. Нагрев до 200°C заметно уменьшает концентрацию V_2 -центров, а при 300°C происходит полное восстановление исходного (до облучения) состояния поверхности.

Изменение при нагревании дефектной структуры поверхности, облученной ионами с энергией 2000 эВ, когда велика концентрация M -центров, иллюстрируется на рис. 4. Как видно, при нагреве до 60°C максимум в спектре ϵ_2 , соответствующий возбуждению M -центров, резко уменьшается и смещается в сторону больших энергий (от 1,8 до 2,2 эВ). При дальнейшем нагревании до 225°C интенсивность этого пика изменяется слабо, но энергетическое положение его смещается до 2,7 эВ, что соответствует возбуждению F -центров. Характерно, что при охлаждении кристалла, нагретого до $\sim 180^\circ\text{C}$, изменения в электронной структуре происходят в обратном порядке вплоть до 60°C, а при дальнейшем охлаждении спектр потерь не изменяется. Таким образом, M -центры, отжигающиеся в интервале 60—180°C, восстанавливаются при охлаждении, а отожженные при $T < 60^\circ\text{C}$ не восстанавливаются. Это позволяет считать, что при $T = 60^\circ\text{C}$ отжиг M -центров происходит путем их диссоциации на F -центры и этот процесс обратим: при охлаждении F -центры ассоциируют с образованием M -центров. При $T < 60^\circ\text{C}$ M -центры отжигаются необратимо, возможно, вследствие их аннигиляции с междоузельными атомами хлора. Полное восстановление (отжиг) поверхности происходит при $T \geq 260^\circ\text{C}$.

Таким образом, исследование электронной структуры поверхности NaCl, облученной ионами аргона, показало, что: 1) эффект ионного облучения монотонно зависит от энергии ионов; он максимален при энергиях 300, 1100 и 2000 эВ; 2) при энергиях 300 и 1100 эВ облучение вызывает образование дырок в валентной зоне, которые при $T=180^{\circ}\text{C}$ отжигаются с образованием V_2 -центров; 3) при энергиях облучения выше 700 эВ дефекты образуются в анионной подрешетке (F - и M -центры); 4) M -центры отжигаются в два этапа: необратимо при $T < 60^{\circ}\text{C}$ и обратимо при $60^{\circ}\text{C} < T < 180^{\circ}\text{C}$.

Немонотонная зависимость от энергии ионов скорости образования дефектов характерна для резонансных процессов при взаимодействии ионов с поверхностью и подтверждает ранее предложенную модель [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гусева М. Б. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. 50, № 3. С. 459. [2] Babayev V. G., Vykov Yu. V., Guseva M. B. // Thin. Solid Films. 1976. 38, N 1. P. 1. [3] Пайнс Дж. Элементарные возбуждения в твердых телах. М., 1961. [4] Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. М., 1976. С. 637. [5] Teegarden K., Baldini G. // Phys. Rev. 1967. B153. P. 896. [6] Roy G., Singh G., Gallon T. E. // Surf. Sci. 1985. 152—153. P. 1042. [7] Dorendorf H. // Z. f. Phys. 1951. 129. P. 317.

Поступила в редакцию
04.07.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 6

УДК 538.61

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОНЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ЗАЗОРА МАГНИТОПРОВОДА НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

В. Е. Зубов, Г. С. Кринчик

(кафедра магнетизма)

С помощью магнитооптического метода наблюдалось резкое расширение зоны перемагничивания поверхности в проводящем ферромагнетике в окрестности зазора при росте частоты. Установлено различие механизмов перемагничивания горизонтальной и нормальной к поверхности составляющих намагниченности.

1. Введение. В связи с тенденцией к уменьшению размеров устройств магнитной электроники возрастает роль приповерхностной области магнетика в формировании рабочих характеристик этих устройств. Велико значение приповерхностной области магнитопровода в видеоголовках из ферромагнитных сплавов из-за влияния скин-эффекта. На высоких частотах в таких видеоголовках происходит перемагничивание относительно малой части магнитопровода, прилегающей к поверхности и определяемой глубиной скин-слоя. Эффективным методом исследования намагниченности на поверхности магнетиков является магнитооптический метод. Во-первых, магнитооптические эффекты в отраженном свете позволяют получить информацию о магнитном состоянии приповерхностного слоя глубиной порядка нескольких сотых микрометра [1, 2] (здесь и далее, говоря об исследовании поверхности магнитопровода, мы имеем в виду изучение свойств приповерхностного слоя, в котором формируется отраженный свет). Во-вторых, использование микроскопа с большой разрешающей силой дает возможность исследовать магнитные свойства образца на участке площадью $\sim 1 \text{ мкм}^2$. В-третьих,