

## Рассеяние и эмиссия ионов из диэлектрических плёнок

Е.Ю. Зыкова,<sup>1</sup> А.Е. Иешкин,<sup>1</sup> К.Ф. Миннебаев,<sup>1</sup> К.Е. Озерова,<sup>1</sup>  
Н.Г. Орликовская,<sup>1</sup> Э.И. Рау,<sup>1</sup> А.А. Татаринцев<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра физической электроники  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 30.09.2022; после доработки 20.10.2022; принята к публикации 21.11.2022)

Для определения влияния потенциала поверхности диэлектрических образцов на выход положительных ионов при ионном облучении проведено исследование зависимости тока вторичных частиц от толщины диэлектрических плёнок. Показано, что выход положительных вторичных частиц значительно увеличивается с ростом толщины, если потенциал зарядки плёнки не превышает пробойного значения, определяемого электрической прочностью плёнки. Косвенным подтверждением зарядки плёнки в этих экспериментах служит зависимость от времени тока с держателя образца. Проведена экспериментальная оценка аппаратного эффекта, вызванного эмиссией вторичных электронов из полусферического коллектора. Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемых явлений.

PACS: 79.20.Rf, 34.50.Dy, 41.75.Ak. УДК: 537.534.7.

Ключевые слова: ионные пучки, зарядка диэлектриков, тонкие пленки, рассеяние ионов, ионная эмиссия.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2320302](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2320302)

### ВВЕДЕНИЕ

Экспериментально было показано [1, 2], что если поверхность массивного диэлектрика заряжается до высокого положительного потенциала, то значительно возрастает ток, зарегистрированный полусферическим коллектором, установленным над образцом.

Впервые этот эффект был обнаружен в работе [1], в которой массивный диэлектрический образец тефлона облучался ионами инертного газа  $Ar^+$  с энергией 6 кэВ. В процессе облучения наблюдался быстрый рост поверхностного потенциала, который за время около нескольких десятков секунд достигал своего стационарного значения, равного 4.5 кВ. Примерно в том же временном интервале на коллекторе наблюдался рост полного зарегистрированного тока, который может представлять собой сумму токов отраженных ионов аргона и вторичных распыляемых ионов, а также электронов, выбитых ими из коллектора. При этом отношение измеренного тока к току облучающих ионов  $Ar^+$  стремилось к единице. Аналогичный эффект был обнаружен в [2] для кристаллических диэлектриков, а также монокристаллических сегнетоэлектриков (например, Z или X срезов  $LiNbO_3$ ).

Причин усиления измеряемого тока на коллекторе может быть как минимум три. Первая причина — увеличение количества отраженных обратно положительных ионов первичного пучка. Второй причиной может быть увеличение выхода вто-

ричной ионной эмиссии (ВИЭ) за счет частичной ионизации распыленных частиц в положительно заряженном слое образца или в вакуумной области. И, наконец, наблюдаемое усиление измеряемого тока могло быть приборным артефактом, связанным с выбиванием электронов из металлических частей спектрометра и полусферического коллектора ионами и атомами, движущимися из диэлектрического образца. Эти вторичные электроны притягиваются электрическим полем накопленного в образце положительного заряда, что может привести к увеличению тока, измеряемого полусферическим коллектором.

Наблюдаемое увеличение регистрируемого тока на коллекторе до величины тока первичного пучка невозможно было объяснить на основе известных закономерностей рассеяния ионов от поверхности твердого тела и существующих представлений о механизмах вторичной ионной эмиссии.

Действительно, если поверхность диэлектрического образца заряжается положительно до  $V_s = 4.5$  кэВ, то падающие на нее положительные ионы  $Ar^+$  замедляются в поле, создаваемом поверхностными зарядами до значения энергии  $E_L = E_0 - eV_s$ , то есть до 1.5 кэВ. При таких значениях энергии падения ионов коэффициент распыления невелик (порядка единиц для неорганических материалов, данные для  $SiO_2$  приведены в таблице), а поскольку выход вторичных распыленных ионов составляет не более 1% от числа эмитируемых с поверхности нейтральных частиц, то коэффициент вторичной ионной эмиссии не превышает значения 0.01 [3]. Следует подчеркнуть, что такие малые значения коэффициента ионизации характерны только для чи-

\* E-mail: [tatarintsev@physics.msu.ru](mailto:tatarintsev@physics.msu.ru)

стых поверхностей. Для поверхностей окисленных или покрытых адсорбатами его значение может увеличиваться на порядки [4].

Таблица. Коэффициенты распыления  $\text{SiO}_2$  ионами  $\text{Ar}^+$  [5]

Энергия падающих ионов, $E_0$ , кэВ	Коэффициент распыления, $Y$	Глубина пробега (указан страгглинг), $E$
0.1	$0.13 \pm 0.02$	$10 \pm 5$
0.5	$0.75 \pm 0.2$	$21 \pm 10$
1.0	$1.2 \pm 0.4$	$30 \pm 14$
6.0	$2.4 \pm 0.8$	$93 \pm 38$

По данным работ [6, 7], в случае рассеяния падающих ионов в результате однократных столкновений зависимость коэффициента рассеяния ионов от энергии падающих ионов имеет широкий максимум при энергиях около 1 кэВ. Такая форма зависимости диктуется двумя конкурирующими процессами: при уменьшении энергии падающих ионов растет сечение рассеяния, но в то же время чем меньше энергия падающих ионов, тем большее время они проводят вблизи поверхности образца, что приводит к увеличению вероятности их нейтрализации. Известно, например [8], что при взаимодействии падающих ионов инертных газов с металлическими поверхностями вероятность нейтрализации иона превышает 90%. Таким образом, сохраняя свое зарядовое состояние не более 10% рассеянных поверхностью ионов  $\text{Ar}^+$ . Нейтрализация ионов при взаимодействии с диэлектрическими мишенями происходит за счет процессов оже-нейтрализации, резонансной нейтрализации или в процессах атомных столкновений [9]. Однако при использовании в качестве мишени тефлона  $(\text{CF}_2)_n$ , как это было сделано в работе [1], тяжелые ионы аргона не могут рассеяться назад в результате однократного столкновения. В этом случае падающий ион неизбежно проникает в мишень на некоторую глубину, что повышает вероятность его нейтрализации.

В данной работе для оценки влияния потенциала поверхности на токи положительных частиц из диэлектрических образцов было проведено исследование плёнок  $\text{SiO}_2$  с разной толщиной. Идея эксперимента заключается в следующем. При облучении диэлектрической мишени ионами  $\text{Ar}^+$  в начальный момент времени большая часть ионов имплантируется в тонкий приповерхностный слой материала, толщина которого определяется глубиной прохождение иона в веществе и составляет порядка единиц нанометра (для ионов  $\text{Ar}^+$  с энергией 6 кэВ в  $\text{SiO}_2$  расчет в SRIM [10] дает значение глубины около 8.5 нм). Мы полагаем, что при имплантации происходит нейтрализация иона инертного газа в основном за счёт подхвата электрона в процессе атомных столкновений от более электроотрицательного компонента диэлектрической мишени, в нашем случае

отрицательного иона кислорода. В результате поверхность начинает заряжаться положительно.

Как только напряженность электрического поля, создаваемого накопленным зарядом, начинает превышать критическое значение, определяемое электрической прочностью плёнки, плёнка пробивается и заряд стекает на проводящую подложку. Вследствие электрического пробоя поверхностный потенциал уменьшается до нуля или значения порядка единиц вольт. Для более толстых пленок  $\text{SiO}_2$  напряженность создаваемого аккумулярованным зарядом электрического поля не достигает пробойного значения, и поверхностный потенциал выходит на достаточно высокое равновесное значение, определяемое утечкой заряда через толщину плёнки.

Таким образом, измерение тока эмиссии положительных частиц из пленок  $\text{SiO}_2$  с различной толщиной позволяет качественно оценить влияние зарядового поверхностного потенциала на токи положительных частиц из диэлектриков.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Для проведения экспериментов были использованы массивные образцы синтетического монокристаллического кварца  $\text{SiO}_2$  с размерами  $10 \times 10 \times 0.5$  мм. Кроме того, для экспериментальной проверки влияния зарядового потенциала поверхности диэлектрика на значение вторично-ионной эмиссии была изготовлена серия плёночных образцов  $\text{SiO}_2$  на Si толщинами 50 нм, 100 нм, 250 нм, 430 нм, 760 нм, 1110 нм, 1420 нм. Плёнки нанесли методом химического осаждения из газовой фазы (CVD) во ФТИАН им. К. А. Валиева. Для контроля толщины плёнок использовался метод спектральной эллипсометрии, обеспечивающий точность 1 нм и лучше. Образцы раскальвались на квадраты со стороной 10 мм, а облучение проводилось в их центре.

Экспериментальные исследования эмиссионных характеристик диэлектрических образцов проводились на установке, подробно описанной в работе [1]. Измерения проводились в высоковакуумной камере с базовым давлением  $10^{-6}$  Торр. Пучок ионов  $\text{Ar}^+$  с энергией 0.3–10 кэВ и диаметром 0.8 мм формировался с помощью набора диафрагм, которые уменьшали паразитный поток вторичных электронов с деталей камеры на образец [1].

Схема проведения эксперимента представлена на рис. 1. Пучок 1 ионов  $\text{Ar}^+$  с энергией  $E_0$  и током  $I_0$  облучал исследуемый образец 2, помещенный на металлическую подложку внутри заземленного экрана. Над образцом помещался коллектор частиц 3, полный ток  $I_c$  с которого регистрировался наноамперметром. Ток  $I_c$  представляет собой алгебраическую сумму следующих величин:  $I_{ibs}$  — тока отраженных первичных ионов от образца,  $I_{is}$  — ток распыленных вторичных ионов,  $I_{es}$  — ток вторичных электронов с образца, а так-

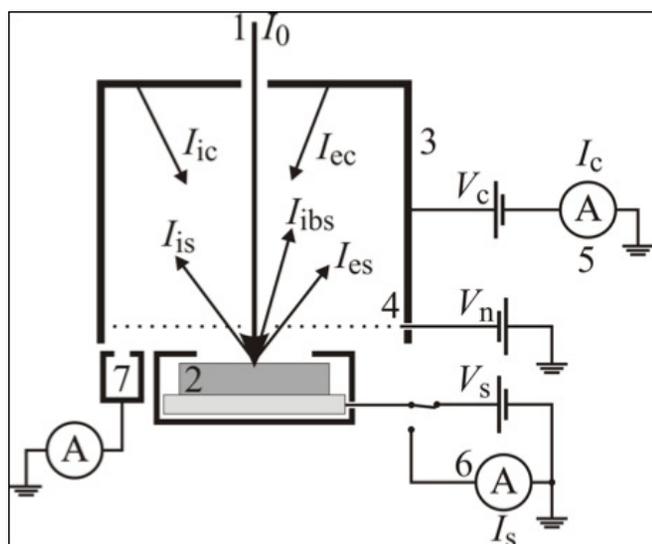


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению токов частиц с диэлектриков при ионном облучении: 1 — первичный ток ионов  $\text{Ag}^+$ ,  $I_0$ ; 2 — диэлектрический образец на металлическом держателе; 3 — полусферический коллектор частиц с сеткой; 4 — ток с коллектора  $I_c$  и держателя образца  $I_s$  измерялся нанонамперметрами 5 и 6; ток первичного пучка регистрировался с помощью цилиндра Фарадея 7,  $I_{ibs}$  — ток отраженных от образца первичных ионов,  $I_{is}$  — ток распыленных вторичных ионов,  $I_{es}$  — ток вторичных электронов с образца,  $I_{ec}$  — ток вторичных электронов с коллектора и  $I_{ic}$  — ток ионов, выбитых ускоренными вторичными ионами с этого коллектора

же токов  $I_{ec}$  — тока вторичных электронов с полусферического коллектора и  $I_{ic}$  — тока ионов, выбитых ускоренными вторичными ионами из материала коллектора. Для уменьшения вторичной электронной эмиссии  $I_{ec}$  из полусферического коллектора под действием ионов, ускоренных к коллектору зарядовым потенциалом мишени, этот коллектор находился под потенциалом  $V_c = +38$  В относительно земли. Однако, как показали наши эксперименты, такое смещение коллектора не позволяет полностью подавить ток вторичных электронов  $I_{ec}$ , поскольку положительная зарядка исследуемых диэлектриков до высоких значений потенциала приводит к вытягиванию вторичных электронов из коллектора. Для экранировки потенциала зарядки диэлектрика была размещена сетка 4, изолированная от полусферического коллектора, на которую подавался отрицательный потенциал  $V_n = -50$  В.

Ток с полусферического коллектора  $I_c$  регистрировался нанонамперметром 5, а ток с держателя образца  $I_s$  — с помощью нанонамперметра 6. Оба нанонамперметра записывали регистрируемые значения тока на ПК. В экспериментах, когда на образец подавался положительный потенциал, нанонамперметр 6 отключался, а вместо него подключался источник постоянного потенциала  $V_s$ . Первичный ток  $I_0$  регистрировался с помощью цилиндра Фарадея 7.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### 2.1. Оценка инструментального эффекта, связанного с выбиванием вторичных электронов из коллектора

Одной из причин увеличения измеренного на коллекторе тока  $I_c$  может являться инструментальный эффект, связанный с выбиванием вторичных электронов из полусферического коллектора ионами и атомами, движущимися от диэлектрического образца. Действительно, в сигнал на коллекторе дают вклад не только ток положительных ионов, эмитированных из образца, но и отрицательный ток  $I_{ec}$ , связанный с эмиссией вторичных электронов из самого коллектора. Поскольку в результате ионного облучения поверхность диэлектрического образца заряжается положительно, отраженные и распыленные положительные ионы ускоряются электрическим полем и, падая на поверхность металлического коллектора, могут выбивать из него вторичные электроны и ионы. Выбитые из коллектора вторичные электроны попадают в электрическое поле накопленного в образце положительного заряда и притягиваются к нему. Уход электронов с поверхности полусферического коллектора приводит к появлению дополнительного вклада в токовый сигнал на коллекторе, который в общем виде может быть записан в виде:

$$I_c = I_{is} + I_{ibs} - I_{es} + I_{ec} - I_{ic}.$$

Ток через образец определяется в этом случае следующим выражением

$$I_s = I_0 - I_{is} - I_{ibs} + I_{es} - I_{ec} + I_{ic}.$$

С целью устранения аппаратного эффекта от выбитых вторичных электронов из полусферического коллектора частиц на коллектор подавался потенциал  $+38$  В, а на расстоянии 1 мм от образца была установлена сетка, на которую мог подаваться отрицательный запирающий потенциал до  $-50$  В. В центре сетки над образцом сделано отверстие с диаметром 5 мм для беспрепятственного прохождения первичного пучка ионов на образец.

На рис. 2 представлены результаты измерений тока на коллекторе до и после установки сетки, препятствующей затягиванию тока электронов  $I_{ec}$  на мишень, и при подаче на нее отрицательного потенциала. Значение потенциала в этом эксперименте варьировалось от 0 до  $-50$  В. До установки сетки ток на коллекторе не зависит от энергии падающих на образец ионов и практически равен току первичных ионов  $\text{Ag}^+$ . После установки сетки ток, регистрируемый полусферическим коллектором, уменьшился в 1.5–5 раз. При подаче на сетку отрицательного потенциала ток на коллекторе менялся незначительно. Полученные результаты показывают, что инструментальный эффект,

связанный с выбиванием электронов вторичными ускоренными ионами, вылетающими с поверхности диэлектрического образца, действительно имеет место. Но его можно нивелировать установкой сетки и подачей небольшой разности потенциалов между коллектором и сеткой.

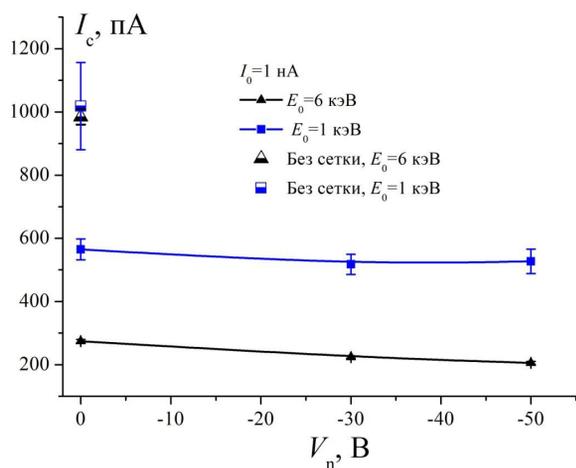


Рис. 2. Зависимость тока на полусферическом коллекторе от потенциала, подаваемого на экранирующую сетку. Для сравнения приведены данные эксперимента без установки сетки. Массивные образцы кварца облучались ионами  $Ar^+$ , ток пучка  $I_0 = 1$  нА, энергия  $E_0 = 1$  и 6 кэВ

Следует отметить, что в случае установки экранирующей сетки ток  $I_c$ , измеряемый на коллекторе, зависит от начальной энергии падающих ионов: при энергии падающих ионов  $E_0 = 1$  кэВ ток оказывается в 2 раза больше ( $I_0 = 0.6$  нА), чем при энергии ионов  $E_0 = 6$  кэВ ( $I_0 = 0.3$  нА). Как уже отмечалось во введении, положительный потенциал, возникающий вследствие накопления заряда на поверхности диэлектрика, определяется энергией падающих ионов  $Ar^+$  и составляет  $V_s = 4.5$  кВ при  $E_0 = 6$  кэВ и  $V_s = 0.8$  кВ при  $E_0 = 1$  кэВ. Это означает, что в первом случае истинная энергия достигающих поверхности ионов равна  $E_L = 1.5$  кэВ, во втором —  $E_L = 200$  эВ. Механизмы, которые могут приводить к различиям в ионных токах при изменении потенциала поверхности и истинной энергии ионов, будут обсуждаться далее.

## 2.2. Эксперименты с монокристаллом кварца и тонкими пленками $SiO_2$

В то же время, после исключения аппаратного эффекта значение тока на коллекторе все равно оказывается слишком большим, что указывает на то, что в заряженных диэлектриках может существовать некоторый механизм, приводящих к увеличению коэффициента эмиссии вторичных ионов (увеличение тока  $I_{is}$ ) или рассеяния первичных в зарядовом состоянии (увеличение  $I_{ibs}$ ). Для проверки этого утверждения нами была проделана серия экспериментов, в которой были измерены эмис-

сионные характеристики массивного монокристаллического кварца и тонких аморфных пленок  $SiO_2$ , нанесенных на подложку из Si.

Задачей этого исследования было качественно сравнить зарегистрированный ток  $I_c$  для незаряженных диэлектрических образцов и диэлектрических образцов, заряженных до высокого положительного потенциала. Действительно, при малых толщинах пленочные образцы практически не заряжаются, что связано с компенсацией образующегося в приповерхностной области положительного заряда электронами, поступающими с подложки через образец, в то время как массивный образец заряжается до высокого положительного потенциала [1, 11].

На рис. 3 показана временная эволюция трех основных характеристик зарядки диэлектрической мишени при ионном облучении: поверхностного потенциала  $V_s$ , тока эмиссии  $I_c$  и тока смещения  $I_s$  в процессе облучения монокристаллического  $SiO_2$  ионами  $Ar^+$  с энергией 6 кэВ и током 1 нА. Толщина исследуемого монокристаллического  $SiO_2$  около 0.5 мм. Представленные токовые характеристики измерены с сеткой (см. рис. 1) под отрицательным потенциалом  $-50$  В. Видно, что поверхностный потенциал возрастает, достигая при насыщении значения 4.5 кВ.

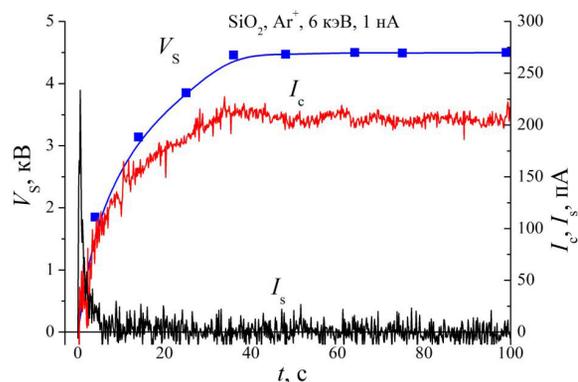


Рис. 3. Зависимости поверхностного потенциала  $V_s$ , тока с полусферического коллектора  $I_c$  и тока с подложки образца  $I_s$  при токе первичных ионов  $Ar^+$   $I_0 = 1$  нА. Энергия ионов 6 кэВ. Образец  $SiO_2$  толщиной 0.5 мм

На рис. 4 приведены результаты измерения тока  $I_c$ , нормированного на ток  $I_0$  первичных ионов  $Ar^+$ , в зависимости от толщины пленочных образцов  $SiO_2$ . Измерения проводились для различных энергий первичных ионов: 0.5, 1 и 6 кэВ.

Из графиков видно, что при всех энергиях падающих ионов для пленок толщиной до 250 нм ток на коллекторе имеет небольшое отрицательное значение, близкое к нулю. Отрицательная величина тока эмиссии может быть связана с небольшим количеством высокоэнергетических вторичных электронов  $I_{es}$ , эмитируемых из образца при ионном облучении, способных пройти через сетку и достичь коллектора. Также отрицательный ток, зарегистрированный с полусферического коллектора, может

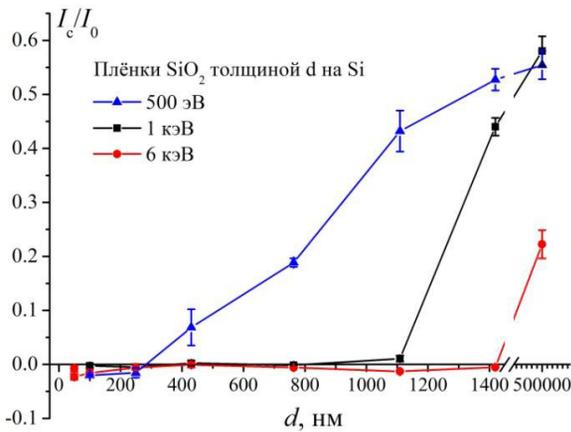


Рис. 4. Зависимость тока с коллектора  $I_c$  для пленочных образцов  $\text{SiO}_2$  от толщины пленки для различных значений энергии падающих ионов  $\text{Ag}^+$   $E_0 = 0.5, 1$  и  $6$  кэВ,  $I_0 = 1$  нА. Для сравнения приведены данные для массивного образца кварца

возникать при выбивании вторичных электронов из сетки — то есть быть связанным с прозрачностью установленной сетки. При этом с подложки образца регистрируется ток, по значению равный измеренному току на цилиндре Фарадея (см. рис. 5). А само наличие отрицательного тока  $I_c$  свидетельствует о близком к нулю потенциале плёнки. В целом ток электронов достаточно мал, так как большая часть эмитируемых электронов все же задерживается сеткой с потенциалом  $-50$  В, поэтому с ошибкой 3–4% можно считать, что вторичные электроны в такой конфигурации не попадают на полусферический коллектор.

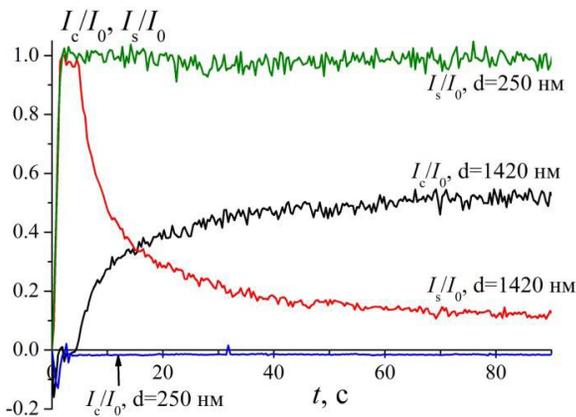


Рис. 5. Зависимость токов с полусферического коллектора и тока с проводящей подложки образца от времени для двух толщин плёнок  $d = 250$  нм и  $d = 1420$  нм. Энергия падающих ионов  $\text{Ag}^+$   $E_0 = 0.5$  кэВ

Дальнейшее возрастание тока ионов от образца определяется электрической прочностью плёнки, которая зависит от её толщины и величины поверхностного потенциала. При самой низкой энергии первичных ионов 500 эВ измеренный на полусферическом коллекторе ток  $I_c$  начинает расти для пле-

нок толщиной 430 нм и выше, в то время как при больших энергиях падающих ионов 6 кэВ измеренный на коллекторе ток ионов с пленочных образцов всех имеющихся толщин остается близким к нулю. Здесь еще раз стоит отметить, что в то же время ток утечки с металлической подложки оказывается равным первичному току ионов  $I_0$ , что свидетельствует о пробое и образовании сквозного проводящего канала в плёнке в этих случаях (кривая для  $I_s/I_0$  для  $d = 250$  нм на рис. 5). При энергии первичных ионов 1 кэВ пробой пленки отсутствует только для плёнки толщиной  $d = 1420$  нм, и при этом зависимость тока с подложки  $I_s/I_0$  имеет характерный вид для процесса зарядки (рис. 5).

Из представленных данных можно предположить, что величина зарегистрированного тока  $I_c$  для диэлектрических образцов  $\text{SiO}_2$  действительно определяется значением зарядового потенциала поверхности. Для тонких пленок (до 250 нм)  $\text{SiO}_2$ , представляющих собой незаряженные диэлектрические образцы, ток ионов от образца мал. Накопление в приповерхностном слое диэлектрика нескомпенсированного положительного заряда, которое наблюдается для более толстых пленочных образцов, приводит к появлению электрических полей и росту поверхностного потенциала, что в конечном счете вызывает рост либо вторично-ионной эмиссии с поверхности диэлектрика, либо числа отраженных первичных ионов.

Причины влияния поверхностного потенциала на увеличение полного тока положительных ионов с поверхности диэлектрика в настоящее время не совсем ясны. Поскольку в этот ток вносят вклад отраженные ионы первичного пучка и распыленные ионы мишени, рассмотрим обе возможности.

Зарядка поверхности диэлектрика до высокого положительного потенциала приводит к уменьшению энергии падения облучающих ионов до значений около 1 кэВ и менее. По мере уменьшения энергии падения ионов возрастает сечение их рассеяния на атомах мишени. При этом стоит подчеркнуть, что в результате единичного столкновения разворот иона  $\text{Ag}^+$  от такой лёгкой мишени, как  $\text{SiO}_2$ , невозможен, а следовательно, обратное рассеяние ионов происходит вследствие серии столкновений на некоторой глубине в образце. При таком движении иона  $\text{Ag}^+$  в мишени с большой вероятностью должна происходить его нейтрализация. Но, с другой стороны, процесс нейтрализации иона  $\text{Ag}^+$  вблизи поверхности заряженного диэлектрического образца может ослабляться ввиду недостатка электронов в положительно заряженной приповерхностной области диэлектрика либо из-за наличия сильного электрического поля над этой поверхностью. Это приводит к увеличению количества ионов, которые сохраняют свое зарядовое состояние, увеличивая тем самым ток положительных частиц на коллекторе.

Также можно предположить увеличение выхода вторичных (распыленных) ионов. Здесь существуют две возможности роста числа положительных

вторичных ионов, достигающих коллектора. Первая — за счет частичной ионизации изначально нейтральных вылетевших частиц в сильном электрическом поле положительно заряженного слоя образца. Оценка величины поля вблизи поверхности с помощью модели равномерно заряженного диска, несущего заряд 40 нКл (заряд рассчитывался интегрированием тока смещения) дает значение  $5 \times 10^9$  В/м. Однако с учетом большого количества разнообразных процессов, которые могут вносить вклад в ионизацию распыленных частиц в этом поле (ионизация возбужденных частиц, автоионизация, влияния окисления поверхности и адсорбированных загрязнений и т.д.), оценка вероятности ионизации — серьезная теоретическая работа, заслуживающая отдельного исследования. Вторая возможность — непосредственное увеличение числа распыленных частиц, эмитированных в положительном зарядовом состоянии, вероятность нейтрализации которых у поверхности уменьшается, поскольку приповерхностное электростатическое поле увеличивает скорость отлетающего иона над поверхностью образца, а значит, уменьшается время, которое он находится вблизи поверхности. Это может приводить к снижению вероятности захвата электрона с поверхности отлетающим ионом. Кроме того, наличие локальной приповерхностной положительной плотности заряда уменьшает количество электронов, способных быть захваченными отлетающим ионом, что также приводит к увеличению эмиссии с пленочных диэлектрических образцов.

Мы предполагаем, что основной вклад в регистрируемый коллектором ток могут давать именно двигающиеся от образца ионы  $Ag^+$ . Действительно, рассмотрим пленочный образец с толщиной, при которой не происходит пробоя ионным пучком с энергией 0.5 кэВ, но происходит пробой при энергии 1 кэВ (например, пленка 760 нм). После того, как при облучении ионами с энергией 1 кэВ пленка зарядилась до потенциала, равного максимальному потенциалу в случае энергии пучка 0.5 кэВ, токи утечки в обоих случаях становятся равными. Коэффициент ВИЭ в первом случае больше, чем во втором, поскольку истинная энергия ионов в этом случае больше. Однако зарядка образца продолжается (до тех пор, пока не происходит пробой), то есть общее количество двигающихся от образца ионов всё

же меньше, чем во втором случае. Следовательно, определяющим является ток ионов аргона, двигающихся от образца, а не ток ВИЭ.

Для выяснения конкретного вклада каждого из механизмов требуется дополнительное экспериментальное и теоретико-расчетное исследование процесса взаимодействия ионов с диэлектрическими материалами.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что эмиссия вторичных электронов с поверхности металлического полусферического коллектора, вызванная ускоренными ионами и нейтральными частицами, может приводить к завышению измеряемого на коллекторе тока положительных ионов в 2 и более раз. Этот инструментальный эффект может быть нивелирован установкой сетки, экранирующей поле положительного внедренного в диэлектрик заряда, притягивающее к образцу выбитые из коллектора электроны.

Величина тока, регистрируемого коллектором, для тонкопленочных образцов  $SiO_2$ , практически не заряжающихся из-за сквозного тока через образец, очень мала (практически равна нулю), в то время как для массивного монокристаллического кварца она оказывается порядка  $0.5I_0$ . В случае когда пробойного напряжения в пленке не достигается, обнаружен рост зарегистрированного тока с коллектора с ростом толщины пленки (то есть с увеличением потенциала поверхности) при фиксированной энергии падающих ионов. Рост регистрируемого на коллекторе тока соотносится с током утечки через образец, измеренным с проводящей подложки образца, и связан с ростом потенциала поверхности диэлектрической пленки.

Рост тока на коллектор при увеличении толщины пленки может быть связан с ростом тока отраженных от мишени ионов первичного пучка (за счет увеличения сечения рассеяния на большие углы и вероятности вылететь в заряженном состоянии) и с ростом тока вторичной ионной эмиссии (за счет увеличения выхода частиц мишени в заряженном состоянии или вероятности их ионизации). Вероятно, определяющую роль в установлении заряда поверхности играют отраженные от мишени ионы первичного пучка.

- [1] Миннебаев К.Ф., Рау Э.И., Татаринцев А.А. // Физика твердого тела. 2019. **61**. № 6. С.1090. (Minnebaev K.F., Rau E.I., Tatarintsev A.A. // *Phys. Solid State*. 2019. **61**. P. 1013).
- [2] Rau E.I., Tatarintsev A.A., Zykhova E. Yu., Markovets K.E., Minnebaev K.F. // *Vacuum*. 2020. **177**. P. 109373.
- [3] Varga P., Diebold U., Wutte D. // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*. 1991. **58**. P. 417.
- [4] Benninghoven A. // *Surface Science*. 1975. **53**, N 1. P. 596.
- [5] Seah M.P., Nunnery T.S. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. **43**. N. 25. P. 253001.
- [6] Rusch T.W., Erickson R.L. // *J. Vac. Sci. Technol.* 1976. **13**. P. 374.
- [7] Tolstogouzov A., Daolio S., Pagura C., Greenwood C.L. // *Surface Science*. 2003. **531**(2). P. 95.
- [8] Brongersma H.H. et al. // *Surf. Sci. Rep.* 2007. **62**. P. 63.

- [9] Winter H. // *Progress in Surface Science*. 2000. **63**, N 7–8. P. 177.  
[10] <http://srin.org>
- [11] Татаринцев А.А., Орликовский Н.А., Орликовская Н.Г. и др. // *ЖТФ*. 2022. **92**, № 9. С. 1467.

## Ion Scattering and Ion Emission from Insulator Films

E. Yu. Zykova, A. E. Ieshkin, K. F. Minnebaev, K. E. Ozerova, N. G. Orlikovskaia, E. I. Rau,  
A. A. Tatarintsev<sup>a</sup>

*Department of Physical Electronics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>[tatarintsev@physics.msu.ru](mailto:tatarintsev@physics.msu.ru)*

—The dependence of the current of secondary particles on the thickness of dielectric films is studied to determine the effect of the surface potential of dielectric samples on the yield of positive ions during ion irradiation. It is shown that the yield of positive secondary particles increases significantly with increasing thickness if the film charging potential does not exceed the breakdown value depending on the electrical strength of the film. One indirect confirmation of film charging in these experiments is the time dependence of the current from the sample holder. The hardware effect caused by the emission of secondary electrons from a hemispherical collector is experimentally studied. Possible features of the phenomena are discussed.

PACS: 79.20.Rf, 34.50.Dy, 41.75.Ak.

*Keywords:* ion beams, dielectric charging, thin films, ion scattering, ion emission.

*Received 30 September 2022.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 2. Pp. 166–172.

### Сведения об авторах

1. Зыкова Екатерина Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: [zykova@rambler.ru](mailto:zykova@rambler.ru).
2. Иешкин Алексей Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: [ieshkin@physics.msu.ru](mailto:ieshkin@physics.msu.ru).
3. Миннебаев Кашиф Файзелхакович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: [minnebaev@mail.ru](mailto:minnebaev@mail.ru).
4. Озерова Ксения Евгеньевна — учебный мастер; e-mail: [kemark@mail.ru](mailto:kemark@mail.ru).
5. Орликовская Нино Григорьевна — канд. физ.-мат. наук, физик; e-mail: [orlikovskayang@gmail.com](mailto:orlikovskayang@gmail.com).
6. Рау Эдуард Иванович — доктор физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник; e-mail: [rau@phys.su.ru](mailto:rau@phys.su.ru).
7. Татаринцев Андрей Андреевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел: (495) 939-38-95, e-mail: [tatarintsev@physics.msu.ru](mailto:tatarintsev@physics.msu.ru).