

УДК 537.533

© 1990

ЭЛЕКТРОННО-СТИМУЛИРОВАННАЯ ДЕСОРБЦИЯ ИОНОВ ЛИТИЯ И НАТРИЯ С ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА, ПОКРЫТОГО МОНОАТОМНОЙ ПЛЕНКОЙ КРЕМНИЯ

В. Н. Агеев, О. П. Бурмистрова, А. М. Магомедов,
Б. В. Якинский

С помощью статического магнитного масс-спектрометра, совмещенного с энергоанализатором с задерживающим электрическим полем, изучена электронно-стимулированная десорбция (ЭСД) ионов Li^+ и Na^+ с поверхности вольфрама, покрытого монокристаллической пленкой кремния. При низких концентрациях адсорбированного щелочного металла поперечные сечения ЭСД ионов Li^+ оказались равными $Q^+ = (4 \pm 1) \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$, а ионов Na^+ — $Q^+ = (1.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$ при энергии первичных электронов $E = 300 \text{ эВ}$. Обнаружены особенности на зависимости выхода ионов Li^+ от энергии при $E = 133$ и 154 эВ , а для ионов Na^+ — при $E = 40, 80, 100$ и 150 эВ . Отношение поперечных сечений ионов ${}^6\text{Li}^+$ и ${}^7\text{Li}^+$ при концентрации N адсорбированного Li меньше $2 \cdot 10^{14} \text{ ат./см}^2$ составляло 1.4 ± 0.1 и увеличивается с ростом N до 1.7. Средняя энергия ионов Li^+ больше, чем ионов Na^+ , и уменьшается с ростом N . Для ионов Na^+ обнаружена немонотонность кривых задержки. С ростом температуры T поверхности выход ионов Na^+ увеличивается, а ионов Li^+ не зависит от T . Полученные зависимости ЭСД могут быть объяснены на основе модели, учитывающей перераспределение электронной плотности между адсорбированной частицей и поверхностью для создания кулоновского отталкивания между частицами и релаксацию локального поля поверхности.

Электронно-стимулированная десорбция (ЭСД) становится мощным методом анализа адсорбированных слоев и пленочных покрытий и позволяет получать прямую информацию об их радиационной стойкости при возбуждении электронной подсистемы. Однако механизм этого сложного явления пока еще недостаточно ясен из-за ограниченного круга целенаправленно исследованных адсорбционных систем [1].

Нами впервые была обнаружена ЭСД ионов [2] и атомов [3] щелочных металлов с окисленного вольфрама и предложена новая модель ЭСД [4], которая позволила количественно описать наблюдавшиеся зависимости, в том числе и энергетические распределения десорбирующихся ионов [5, 6] и атомов [7, 8]. Согласно этой модели, десорбция ионов M^+ связана с возникновением кулоновского расталкивания между десорбирующимся ионом и атомом поверхности, который в результате оже-распада вакансии, созданной первичным электроном, приобретает положительный заряд. Десорбция лимитируется временем жизни этого возбужденного состояния, т. е. релаксацией локального поля поверхности в процессе удаления иона M^+ . В рассмотренной системе первичное электронное возбуждение было вызвано ионизацией основного 2s-уровня кислорода, энергия ионизации которого близка к энергии ионизации некоторых уровней вольфрама и щелочных металлов. Поэтому было интересно проверить применимость модели на системе с существенно различной энергией ионизации основных уровней атомов подложки и адсорбата. Поэтому в качестве подложки был выбран вольфрам, покрытый монокристаллической пленкой кремния, имеющего наименьшую энергию ионизации основного уровня $\sim 100 \text{ эВ}$. Такая высокая энергия ионизации основного уровня дает воз-

возможность не только проверить выводы модели относительно порогов появления ЭСД, но и выяснить роль энергии оже-электронов в перераспределении электронной плотности между щелочным металлом и подложкой.

1. Методика измерений

Измерения проводили с помощью статического магнитного масс-спектрометра, совмещенного с энергоанализатором с задерживающим электрическим полем [9]. Для ионизации атомов щелочных металлов использовался детектор на основе поверхностной ионизации [3, 4]. Ионный ток на выходе масс-спектрометра регистрировали с помощью канального электронного умножителя типа ВЭУ-7 в режиме счета отдельных импульсов с использованием анализатора импульсов АИ-1024, работающего в режиме последовательного включения каналов. Сглаживание зависимостей тока производилось с помощью ЭВМ СМ-4. Давление остаточных газов в приборе в процессе измерений было менее 10^{-9} Па.

В качестве мишени использовалась текстурированная вольфрамовая лента с преимущественным выходом на поверхность грани (100) размерами $20 \times 2 \times 0.01$ мм с работой выхода $\varphi = 4.65 \pm 0.05$ эВ. Предварительно лента обезуглероживалась продолжительным высокотемпературным прогревом в атмосфере кислорода, напуск которого осуществляется термическим расположением перекиси бария.

Источником кремния служил прямонакальный штабик из кремния *p*-типа с концентрацией сурьмы порядка $5 \cdot 10^{18}$ ат./см³ размерами $20 \times 1 \times 1$ мм, расположенный параллельно ленте-мишени. После длительного обезгаживания штабика давление остаточных газов в процессе напыления кремния не превышало $3 \cdot 10^{-9}$ Па. Чтобы обеспечить равномерное монослойное покрытие кремнием поверхности мишени без существенного растворения кремния в объеме подложки, напыление производилось при температуре подложки 1500 К и завершение образования монослоя кремния контролировалось по увеличению работы выхода подложки на 0.43 эВ [10].

Напыление щелочных металлов производилось из прямонакальных испарителей, в которых окись лития восстанавливалась алюминием, а хромат натрия реагировал с цирконием. Градуировку потоков щелочных металлов производили по временной зависимости изменения работы выхода вольфрамовой ленты, измеренной методом контактной разности потенциалов, и по току поверхностной ионизации. Оба метода давали значения потоков, совпадающие в пределах 10 %. Коэффициент прилипания щелочных металлов на вольфрамовой ленте и вольфрамовой ленте, покрытой монослоем кремния, принимался равным единице, что согласуется с временной зависимостью изменения работы выхода на обоих подложках.

Энергия бомбардирующих мишень электронов изменялась от 10 до 300 эВ, причем зависимости выхода ионов от энергии электронов измерялись в автоматическом режиме с помощью пилообразной развертки разности потенциалов между эмиттером и мишенью. Ток бомбардирующих электронов выбирался таким образом, чтобы термодесорбцией по сравнению с ЭСД можно было пренебречь [3].

2. Результаты измерений

При облучении электронами субмонослойных пленок лития (Li) и натрия (Na), напыленных при 300 К на поверхность вольфрама, покрытого монослойной пленкой кремния (W—Si), наблюдалась десорбция ионов Li^+ , Na^+ и F^+ . Предварительные тренировки источников Si и щелочных металлов не позволили полностью избавиться от тока ионов F^+ . Присутствие на поверхности W—Si примеси фтора существенно сдвигало порог появления ЭСД ионов Li^+ в низкоэнергетическую область в связи с возбуждением адсорбционной связи через ионизацию уровня $2s\text{F}$ [11]. Для уда-

ления фтора с поверхности использовалось облучение электронным током $4 \cdot 10^{-5}$ А при энергии электронов 100 эВ в течение 20 мин. Такое облучение приводило к исчезновению ионов F^+ при ЭСД, чувствительность которой к обнаружению фтора достигает $\sim 3 \cdot 10^9$ ат./см², что в $\sim 10^4$ раз выше чувствительности метода электронной оже-спектроскопии [12].

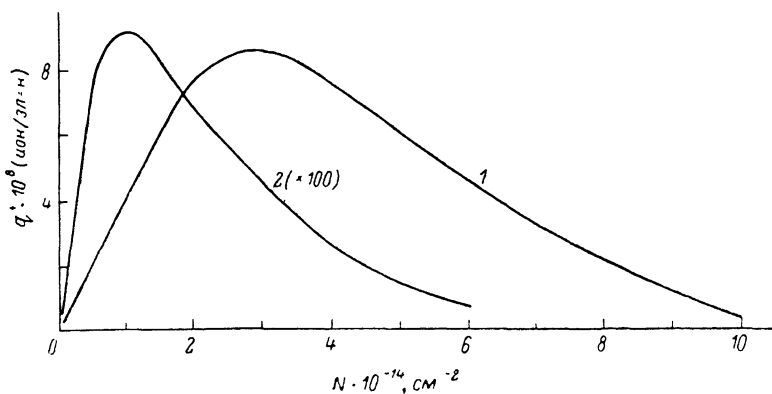


Рис. 1. Зависимости q^+ выхода ионов Li^+ (1) и Na^+ (2) от концентрации N напыленного щелочного металла. $E=300$ эВ, $i_e=10^{-6}$ А (1), $5 \cdot 10^{-5}$ А (2).

С другой стороны, такое облучение не приводило к заметному изменению концентрации напыленного щелочного металла, как показывают оценки на основе измеренных поперечных сечений ЭСД щелочных металлов, и обеспечивало обратимое изменение тока ионов при ЭСД от температуры поверхности до начала термодесорбции.

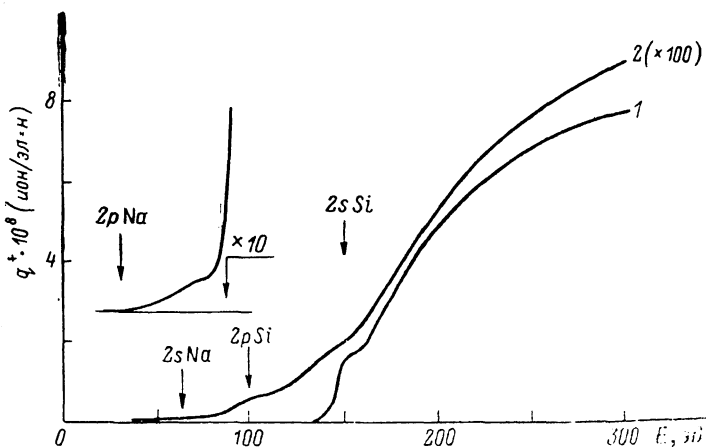


Рис. 2. Зависимости q^+ выхода ионов Li^+ (1) и Na^+ (2) от энергии E бомбардирующих электронов. $N(Li)=2 \cdot 10^{14}$, $N(Na)=10^{14}$ см⁻², $i_e=10^{-6}$ А (1), $5 \cdot 10^{-5}$ А (2).

На рис. 1 приведены зависимости q^+ выхода ионов Li^+ и Na^+ от концентрации N напыленного щелочного металла. Зависимости $q^+=f(N)$ проходят через максимумы, которым соответствуют концентрации адсорбированного лития $N \approx 3 \cdot 10^{14}$ ат./см² и натрия $N \approx 1.2 \cdot 10^{14}$ ат./см². При малых N ток ионов Li^+ и Na^+ возрастает линейно с ростом концентрации щелочного металла и соответственно поперечные сечения ЭСД ионов Li^+ и Na^+ не зависят от N . В этом диапазоне изменения концентраций N поперечные сечения ЭСД ионов ${}^7Li^+$ и Na^+ при энергии первичных электронов $E=300$ эВ оказались равными $Q^+({}^7Li)=(4 \pm 1) \cdot 10^{-22}$ и $Q^+(Na)=(1.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-23}$ см².

Отношение поперечных сечений σ при низких концентрациях напыленных металлов оказались $\sigma({}^6Li^+, {}^7Li^+)=1.4 \pm 0.1$, $\sigma({}^7Li^+, Na^+)=25 \pm 5$.

С увеличением концентрации адсорбированного Li изотопический эффект увеличивался до $\sigma(^6\text{Li}^+, ^7\text{Li}^+) = 1.7 \pm 0.1$ при $N = 8 \cdot 10^{14}$ ат./см².

В пределах чувствительности аппаратуры ЭСД атомов Li и Na не была обнаружена. Это позволяет оценить наивысшее возможное значение поперечных сечений ЭСД атомов Li и Na как $Q \leq 10^{-23}$ см². Соответственно впервые найдены адсорбционные системы, в которых поперечные сечения ЭСД ионов Q^+ больше поперечных сечений ЭСД нейтралей Q [1].

На рис. 2 графически изображены зависимости q^+ выхода ионов Li⁺ и Na⁺ от энергии E бомбардирующих поверхность электронов. Шкала энергий электронов отсчитывается от уровня Ферми и скорректирована на работу выхода эмиттера электронов $e\phi = 4.5$ эВ. Зависимость $q^+ = f(E)$ для ионов Li⁺ (кривая 1) обнаруживает очень резкий порог при $E \approx 133$ эВ и более плавное увеличение q^+ при $E > 154$ эВ. Для ионов Na⁺ (кривая 2)

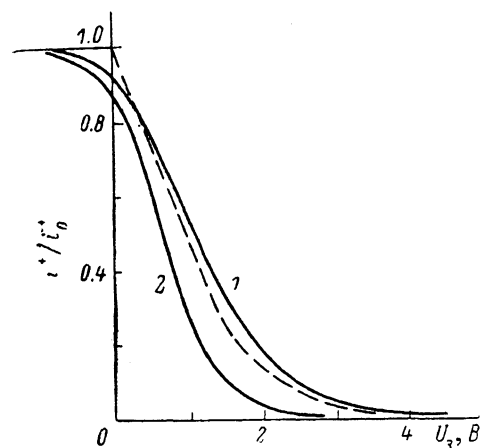


Рис. 3. Нормированные кривые задержки тока ионов Li⁺ при концентрациях $N(\text{Li}) = 2 \cdot 10^{14}$ (1) и $N(\text{Li}) = 6 \cdot 10^{14}$ см⁻² (2), скорректированные на контактную разность потенциалов между мишенью и задерживающим электродом.

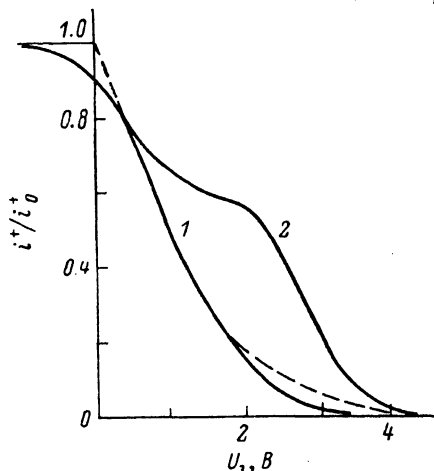


Рис. 4. Нормированные кривые задержки тока ионов Na⁺ для $E = 100$ (1) и 300 эВ (2). $N(\text{Na}) = 10^{14}$ см⁻².

порог находится при значительно более низких энергиях ~ 40 эВ и могут быть выделены изломы на кривой при ~ 80 , ~ 100 и ~ 150 эВ. С увеличением концентрации Na уменьшается вклад от энергий возбуждения $E < 100$ эВ.

На рис. 3 представлены нормированные кривые задержки тока ионов Li⁺ при концентрации адсорбированного лития $N = 2 \cdot 10^{14}$ и $6 \cdot 10^{14}$ ат./см², скорректированные на контактную разность потенциалов между мишенью и задерживающим электродом. Ток ионов Li⁺ монотонно спадает с ростом задерживающего потенциала, и форма кривых задержки не зависит от энергии облучающих электронов. С ростом N выше концентрации, соответствующей максимуму кривых $q^+ = f(N)$, наблюдается заметное смещение кривых задержки в область меньших энергий.

На рис. 4 изображены нормированные кривые задержки тока ионов Na⁺ при концентрации адсорбированного натрия $N = 1 \cdot 10^{14}$ ат./см² для двух значений энергии бомбардирующих электронов $E = 100$ и 300 эВ. При $E < 150$ эВ ток ионов Na⁺ монотонно уменьшается с ростом задерживающего потенциала, а при $E > 150$ эВ на кривых задержки обнаруживается отчетливый перегиб, положение которого с ростом E смещается вверх по оси ординат, и одновременно несколько увеличивается протяженность кривых задержки в область больших энергий.

Рис. 5 иллюстрирует температурные зависимости логарифма тока ионов Li⁺ и ионов Na⁺ при ЭСД для степени покрытия подложки W-Si щелочным металлом $\theta = 0.1$. До температур $T < 800$ К ток ионов Li⁺

практически не зависит от T , а затем увеличивается в связи с началом поверхностной ионизации. В случае ЭСД ионов Na^+ с ростом T наблюдается практически линейный рост $\ln i^+$ вплоть до $T \approx 650$ К, за которым резкое увеличение тока является результатом поверхностной ионизации. С ростом энергии бомбардирующих электронов $E > 100$ эВ наклон графиков $\ln i^+ = f(T)$ уменьшается (кривые 2, 3).

3. Обсуждение результатов

Ранее нами детально была исследована ЭСД щелочных металлов Li , Na и Cs с поверхности вольфрама, покрытого моноатомной пленкой кислорода W-O [²⁻⁸]. Основные зависимости ЭСД для этих адсорбционных систем удалось объяснить не только качественно, но и количественно

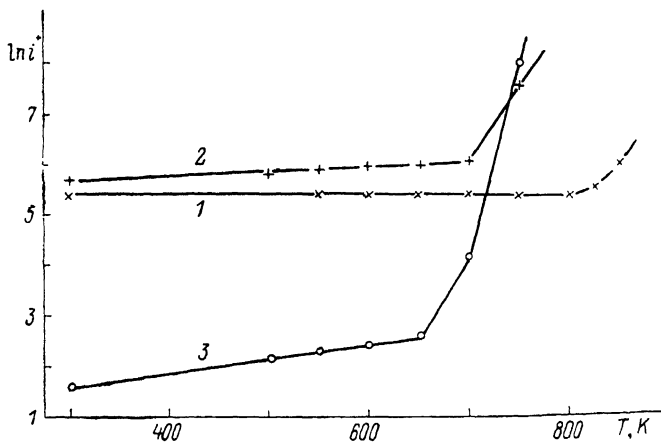


Рис. 5. Зависимости $\ln i^+$ тока ионов Li^+ (1) и Na^+ (2, 3) от температуры мишени T . $\theta = 0.1$.

i_e, A : 1— 10^{-8} ; 2, 3— $5 \cdot 10^{-5}$. $E = 300$ (1, 2) и 100 эВ (3).

в рамках модели, предполагающей возникновение кулоновского расталкивания десорбирующегося иона щелочного металла и атома поверхности, который приобретает положительный заряд вследствие оже-распада вакансии, созданной первичным электроном, и последующую релаксацию локального поля поверхности в процессе удаления ионов [^{4, 6}].

Используем эту модель для объяснения зависимостей ЭСД ионов Li^+ и Na^+ с поверхности вольфрама, покрытого моноатомной пленкой кремния W-Si . Прежде всего необходимо отметить различие порогов появления ионов Li^+ и Na^+ с поверхности W-Si , в то время как для системы W-O пороги появления ЭСД всех ионов щелочных металлов совпадали и соответствовали энергии ионизации уровня кислорода $2s\text{O}$, равной ~ 25 эВ. Для ЭСД ионов Li^+ с поверхности W-Si порог оказался равным ~ 133 эВ, что не соответствует энергиям ионизации основных уровней атомов в системе W-Si-Li [¹³]. Этот порог был ранее нами связан с двойной ионизацией в системе W-Si-Li [¹¹], при которой первичный электрон создает вакансию на уровне $2p\text{Si}$ с одновременным «стряхиванием» одного из валентных электронов. Такой процесс необходим, если для образования соседних положительных ионов Si^+ и Li^+ требуется удаление трех электронов из связи Si-Li (третий электрон удаляется в результате оже-процесса). Такая ситуация, например, может возникнуть, если ион Li^+ имеет очень небольшой эффективный положительный заряд, а ион Si^- несет отрицательный заряд, близкий к заряду электрона. Эта интерпретация порога при $E \approx 133$ эВ подтверждается изломом на графике $q^+ = f(E)$ (рис. 2, 1) при $E \approx 154$ эВ, которая соответствует энергии ионизации уровня $2s\text{Si}$ [¹³]. Действительно, в этом случае удаление трех элек-

тронов из связи Si—Li может происходить за счет каскадного оже-процесса $L_1L_{2,3}V$, $L_{2,3}VV$.

С другой стороны, порог появления ЭСД ионов Na^+ наблюдается при энергии первичных электронов $E \sim 40$ эВ, которая несколько выше энергии ионизации уровня атома $2p\text{Na}$ [13]. По-видимому, это связано с тем, что Na в системе W—Si—Na обладает значительно большим эффективным положительным зарядом $\sim 0.44e$, чем Li в системе W—Si—Li $\sim 0.24e$. Расчет величины эффективного заряда лития и натрия на поверхности вольфрама, покрытого монослоем кремния, выполнен методом функционала плотности аналогично [14]. При отрицательном заряде на ионе Si^- , близком к единице, достаточно удаления только двух электронов из связи Si—Na, чтобы обеспечить кулоновское отталкивание ионов Na^+ от поверхности. В этом случае ионизация уровня $2p\text{Na}$ приводит к притяжению ионов Na^{2+} к поверхности за счет сил зеркального изображения, а последующий межатомный оже-процесс — к десорбции ионов Na^+ в результате кулоновского расталкивания ионов Si^+ и Na^+ . К подобному процессу должна приводить и ионизация уровня $2s\text{Na}$, что согласуется с наличием излома на графике $q^+ = f(E)$ для ионов Na^+ при энергии $E \sim 80$ эВ [13].

Ранее реверсивное движение ионов в системе с химической связью при ЭСД было нами обнаружено в системе W—Si—Li с примесью фтора [15]. Однако при исследовании ЭСД ионов щелочных металлов с поверхности W—O нам не удалось обнаружить особенностей на кривых $q^+ = f(E)$, соответствующих энергиям ионизации основных уровней щелочных металлов [6], что, по-видимому, объясняется меньшей вероятностью межатомных оже-распадов по сравнению с внутриатомными и соответственно необходимостью выделения слабых изломов на фоне сильного сигнала, связанного с ионизацией уровня $2s\text{O}$.

Изломы на графике $q^+ = f(E)$ для ионов Na^+ при $E \sim 100$ и ~ 150 эВ хорошо коррелируют с энергиями ионизации уровней кремния $2p\text{Si}$ и $2s\text{Si}$ [13]. Вклад в ЭСД ионов Na^+ от ионизации уровня $2p\text{Si}$ еще раз свидетельствует, что в системе W—Si—Na в отличие от системы W—Si—Li для создания отталкивательного потенциала достаточно удаления двух электронов из адсорбционной связи, один из которых уходит при ионизации уровня $2p\text{Si}$, второй — при оже-распаде дырки на этом уровне. Ионизация уровня $2s\text{Si}$ может сопровождаться каскадным оже-процессом с участием вышележащего уровня $2p\text{Si}$, что приводит к удалению трех электронов из иона Si^- . В результате кулоновское расталкивание происходит между ионами Si^{2+} и Na^+ , обеспечивая более высокую энергию ионам Na^+ , чем в предыдущих случаях. Это подтверждается перегибом на кривых задержки ионов Na^+ и смещением их в область больших потенциалов задержки при $E > 150$ эВ (рис. 4). Отсутствие перегиба на кривых задержки ионов Na^+ при $E < 150$ эВ, по-видимому, связано с недостаточным разрешением применявшегося энергоанализатора, так как в принципе кинетическая энергия ионов при реверсивном движении ($E < 100$ эВ) должна быть больше, чем при прямом расталкивании ионов Si^+ и Na^+ после оже-распада вакансии на уровне $2p\text{Si}$.

Удивительной особенностью исследованных адсорбционных систем является превалирование десорбции ионов над нейтралами, так как обычно имеет место обратная ситуация [1]. Поперечные сечения ЭСД атомов Li и Na с поверхности W—Si по крайней мере в 100 раз меньше, чем с поверхности W—O [6]. По-видимому, основной причиной малости Q для атомов Li является малость их равновесного эффективного заряда на поверхности W—Si по сравнению с поверхностью W—O. Это обстоятельство не позволяет при электронном возбуждении связи обеспечить необходимого для ЭСД атомов отталкивательного потенциала.

С другой стороны, ионы Na^+ на поверхности W—Si обладают значительным положительным зарядом, что в принципе допускает создание неравновесного отталкивательного потенциала между ионом Si^- и ато-

мом Na после нейтрализации иона Na^+ . Однако вероятность реализации такой ситуации может быть малой по сравнению с системой $\text{W}-\text{O}-\text{Na}$ по следующим причинам. При ионизации остовных уровней Si энергия оже-электронов слишком велика для эффективной нейтрализации ионов Na^+ по сравнению с энергией оже-электронов при распаде вакансии на уровне $2s\text{O}$, а при ионизации остовных уровней Na вероятность реионизации атомов Na после оже-нейтрализации велика, так как атомы Na движутся после оже-нейтрализации в направлении ионов Si^+ .

Так как ЭСД ионов Li^+ происходит в результате прямого кулоновского расталкивания ионов Si^+ и Li^+ , то для расчета энергетических распределений ионов Li^+ может быть осуществлена процедура, которая была ранее использована нами для построения кривых задержки ионов щелочных металлов при ЭСД с поверхности $\text{W}-\text{O}$ [6]. Согласно этой схеме, энергия десорбирующихся ионов определяется превышением

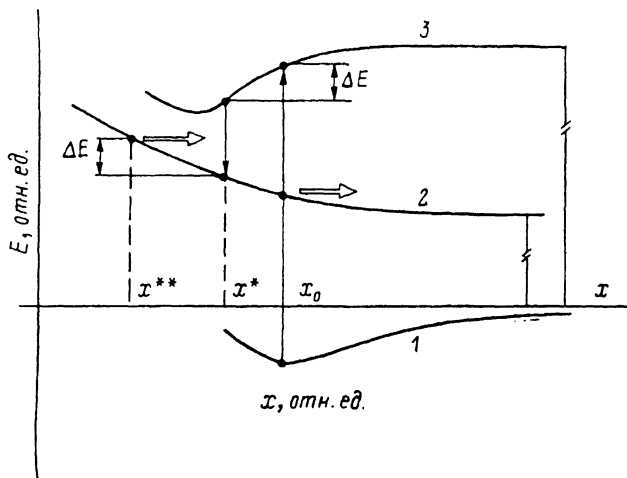


Рис. 6. Диаграмма потенциальной энергии адсорбционной системы $\text{W}-\text{Si}-\text{M}$, иллюстрирующая процесс ЭСД в отсутствие (1, 2) и при наличии (3) реверсивного движения иона.

1 — $\text{M}^+-\text{Si}^-(\text{W}-\text{Si})$, 2 — $\text{M}^+-\text{Si}^+(\text{W}-\text{Si})$, 3 — $\text{M}^{2+}-\text{Si}^-(\text{W}-\text{Si})$.

набранной ионом M^+ кинетической энергии (за счет кулоновского расталкивания между ним и оже-возбужденным атомом Si на поверхности) (рис. 6, 2) над потенциальным барьером притяжения его к поверхности (рис. 6, 1) после релаксации заряда на атоме кремния к исходному состоянию. Таким образом, количество ионов M^+ , преодолевших некоторое расстояние x от поверхности до релаксации заряда на ней, определит количество ионов M^+ , десорбировавшихся с энергией, большей или равной E .

Параметры, необходимые для расчета кривой задержки ионов, выбирались по следующим соображениям. Величина $\hat{x}=2.55 \text{ \AA}$ [16], что соответствует расстоянию монослоя кремния до поверхности вольфрама. Величина максимальной энергии ионов $E_m=5.0 \text{ эВ}$, определенная из эксперимента, позволяет оценить равновесное расстояние атомов Li на монослое Si как $x_0=1.82 \text{ \AA}$. Отсюда параметр $k=\hat{x}/x_0=1.4$. В соответствии с формулой (19) работы [6] вероятность выхода ионов лития $P^+=1.07 \cdot 10^{-2}$ при экспериментально определенной величине изотопического эффекта $\sigma=1.4 \pm 0.1$. Далее по формуле (20) и зависимости $S(n)|_{k=1.4}$ (формула (15)) было найдено значение критического расстояния $n_c=1.6$ (где $n=x/x_0$). По найденному значению n_c и графику $S(n)$ было определено значение $S(n_c)$, а по формуле (16) — время релаксации отрицательного заряда на кремнии $\tau=(0.56 \pm 0.06) \cdot 10^{-14} \text{ с}$. При этом $q_2=0.8 \pm 0.2$, т. е. ион кремния Si^+ релаксирует до $\text{Si}^{-0.8}$. Рассчитанная таким образом кривая задержки изображена штрихом на рис. 3 и обнаруживает хорошее

согласие с экспериментом. Смещение кривых задержки в область меньших энергий с ростом N объясняется латеральными взаимодействиями между адсорбированными частицами, вызывающими увеличение x_0 [6].

В случае десорбции ионов Na^+ , как отмечалось, имеют место четыре особенности на зависимости $q^+(E)$: ~ 40 , ~ 80 , ~ 100 и ~ 150 эВ, причем сечения десорбции на каждом из порогов существенно различаются, что указывает на отличия в механизме десорбции ионов при этих энергиях. Исследование кривых задержки ионов Na^+ на рис. 4 при разных E и влияния нагрева поверхности в интервале $T=300\text{--}650$ К позволило установить, что температурная зависимость ионного тока (рис. 5) имеет место только в случае реверсивного движения ионов Na^+ в процессе десорбции (рис. 6). Механизм десорбции следующий. Вначале ионизация основного уровня $2p\text{Na}$ или $2s\text{Na}$ приводит к смещению иона Na^{2+} в сторону поверхности до расстояния x^* , причем это смещение больше при ионизации уровня $2s\text{Na}$, так как вероятность межатомного (Na-Si) оже-распада созданной вакансии в этом случае меньше. После межатомного оже-процесса ион Na^+ продолжает смещение к поверхности вплоть до расстояния x^{**} за счет набранной им кинетической энергии ΔE и только после этого десорбируется, стартуя из положения $x^{**} < x_0$. Это приводит к росту вероятности выхода ионов P^+ , причем, как отмечалось, при возбуждении уровня $2s\text{Na}$ этот рост более значительный, чем в случае ионизации уровня $2p\text{Na}$.

Расчет кривой задержки ионов Na^+ при реверсивном механизме десорбции (штриховая кривая на рис. 4) позволяет также получить хорошее согласие с опытом. Для расчета использованы экспериментально измеренное отношение вероятности выхода ионов ${}^7\text{Li}^+$ и Na^+ $\text{P}^+({}^7\text{Li})/\text{P}^+(\text{Na}) = 25 \pm 5$ для определения $\text{P}^+(\text{Na}) = 4,3 \cdot 10^{-4}$ и значение равновесного расстояния между Na^+ и Si^- $x_0 = 2,1 \text{ \AA}$, взятое как сумма их ионных радиусов [13]. При этом величины x^* и x^{**} оказались равными 2,05 и 1,96 \AA соответственно. Время жизни $\tau = (0,56 \pm 0,06) \cdot 10^{-14}$ с было определено для системы W-Si-Li и считалось неизменным. С ростом температуры поверхности и соответственно заселенности более высоких колебательных уровней Na происходит возбуждение ионов натрия при $x > x_0$. Это приводит к тому, что в процессе реверсивного движения ионов Na^{2+} к поверхности большее количество ионов приобретает больший запас кинетической энергии ΔE и после межатомного оже-процесса и торможения окажется ближе к поверхности, т. е. среднее $x^{**}(T) < x^{**}(T_0)$, что в свою очередь и обеспечивает рост сечения десорбции ионов натрия. Такая интерпретация температурной зависимости ЭСД ионов Na^+ согласуется с более сильной температурной зависимостью ЭСД ионов Na^+ выше порога $2s\text{Na}$, чем у порога $2p\text{Na}$, так как вероятность межатомного оже-процесса в первом случае меньше и ион Na^{2+} может пройти ближе к поверхности. Отсутствие температурной зависимости ЭСД для ионов Li^+ и уменьшение этой зависимости для ионов Na^+ при энергии электронов $E > 100$ эВ (рис. 5) приводят к заключению, что она связана с реверсивным движением ионов.

Таким образом, исследование ЭСД ионов Li^+ и Na^+ с подложки W-Si позволяет сделать ряд важных выводов о механизме ЭСД.

Во-первых, превалирование нейтралей над ионами не является универсальной закономерностью для ЭСД. Это противоречит выводам модели РМГ, в которой предполагается, что лимитирующим процессом ЭСД ионов является их нейтрализация [17, 18]. Действительно, поперечные сечения ЭСД ионов Li^+ и Na^+ с подложек W-O [4] и W-Si имеют близкие значения, а поперечные сечения ЭСД атомов Li и Na с подложки W-Si по крайней мере на два порядка ниже, чем с подложки W-O . С нашей точки зрения, отсутствие изотопического эффекта при ЭСД в сильном электрическом поле [19] является следствием уменьшения барьера сил изображения, а не скорости нейтрализации.

Во-вторых, пороги появления ЭСД ионов могут не соответствовать энергиям ионизации остовных уровней взаимодействующих частиц, как постулировалось в модели ФК [20]. С нашей точки зрения, пороги ЭСД ионов определяются энергией, которую необходимо затратить, чтобы создать кулоновское отталкивание между соседними частицами. Естественно, что эта энергия зависит от начального распределения электронной плотности между адсорбированной частицей и поверхностью и оже-процессы [20] могут быть необходимым, но недостаточным условием для создания таких ситуаций в адсорбционных системах.

Наконец, первоначальное движение ионов при электронном возбуждении адсорбционной связи может быть как от поверхности, так и в сторону поверхности [21] в зависимости от того, внутриатомный или межатомный оже-процесс приводит к кулоновскому отталкиванию адсорбированной частицы. Оказалось, что температурная зависимость поперечных сечений ЭСД ионов чувствительна к первоначальному направлению движения ионов.

Предложенная нами модель ЭСД [4, 6] оказалась достаточно универсальной и позволяет описать как ЭСД ионов, так и нейтралей.

Список литературы

- [1] Агеев В. Н., Бурмистрова О. П., Кузнецов Ю. А. // УФН. 1989. Т. 158. № 3. С. 389—416.
- [2] Ageev V. N., Kasabov S. G., Marinova Ts. S. // Proc. 4th Int. Conf. Sol. Surfaces. Cannes. 1980. V. 2. P. 1263—1266.
- [3] Агеев В. Н., Кузнецов Ю. А., Якшинский Б. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 2. С. 349—355.
- [4] Агеев В. Н., Якшинский Б. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 99—105.
- [5] Агеев В. Н., Бурмистрова О. П., Губанов А. И., Ткачук М. Н., Якшинский Б. В. // Поверхность. 1986. Т. 12. С. 30—37.
- [6] Ageev V. N., Burmistrova O. P., Yakshinskiĭ B. V. // Surf. Sci. 1988. V. 194. P. 101—114.
- [7] Агеев В. Н., Бурмистрова О. П., Кузнецов Ю. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 6. С. 1740—1746.
- [8] Агеев В. Н., Бурмистрова О. П., Кузнецов Ю. А. // Поверхность. 1988. Т. 7. С. 28—34.
- [9] Агеев В. Н., Джалилов С. Т., Ионов Н. И., Потехина Н. Д. // ЖТФ. 1976. Т. 46. № 5. С. 1019—1029.
- [10] Агеев В. Н., Афанасьева Е. Ю., Галль Н. Р., Михайлов С. Н., Рутьков Е. В., Тонтегоде А. Я. // Поверхность. 1987. Т. 5. С. 7—14.
- [11] Агеев В. Н., Магомедов А. М., Якшинский Б. В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 6. С. 66—68.
- [12] Moraes M., Lichtman D. // J. Vac. Sci. Technol. 1984. V. A2. P. 1595—1596.
- [13] Радциг А. А., Смирнов Б. М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980. С. 240.
- [14] Бурмистрова О. П. // Поверхность. 1985. Т. 10. С. 21—26.
- [15] Агеев В. Н., Бурмистрова О. П., Магомедов А. М., Якшинский Б. В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 13. С. 10—14.
- [16] Kluge M. D., Ray J. R. // Phys. Rev. 1988. V. B37. N 8. P. 4132—4136.
- [17] Redhead P. A. // Can. J. Phys. 1964. V. 47. N 5. P. 886—905.
- [18] Menzel D., Gomer R. // J. Chem. Phys. 1964. V. 41. N 11. P. 3311—3351.
- [19] Jaenicke S., Dösselmann J., Ciszewski A., Drachsel W., Block J. H., Menzel D. // Surf. Sci. 1989. V. 211/212. P. 804—812.
- [20] Knotek M. L., Feibelman P. J. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. N 14. P. 964—967.
- [21] Antoniewicz P. R. // Phys. Rev. 1980. V. B21. N 9. P. 3811—3815.