

УДК 539.213

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ МЕХАНИЗМ ТРЕНИЯ ПРИ КОЛЕБАНИЯХ ХЕМОСОРБИРОВАННЫХ АТОМОВ

О. М. Браун, А. И. Волокитин

В приближении сильной связи получено выражение для коэффициента трения, связанного с рождением электронно-дырочных пар в подложке, при произвольных колебаниях хемосорбированного на поверхности кристалла атома. Установлена связь коэффициента трения с локальной электронной структурой системы. Обсуждается роль трения в поверхностной диффузии адатомов по реконструированной и ступенчатой поверхности кристалла.

1. В последнее время большой интерес вызывают исследования динамических процессов на поверхности твердых тел, к которым относятся колебания адсорбированных атомов и молекул, их диффузия вдоль поверхности, перестройки и разупорядочивания адсорбированной пленки, процессы адсорбции и десорбции, протекание каталитических реакций на поверхности и т. д. Этот интерес в значительной степени связан с развитием экспериментальной техники. Например, лазерная диагностика позволяет наблюдать поверхностные процессы в динамике. Важную роль в динамических процессах играет энергообмен как между различными степенями свободы адчастиц, так и между адчастицей и квазичастицами твердого тела. Простейший способ описания процесса энергообмена состоит во введении в уравнение движения адчастицы силы трения $F = -\eta mv$, где m — масса адчастицы, а v — ее скорость. При этом, согласно теории Крамерса [1], коэффициент трения η определяет скорость динамических процессов R : $R \sim \eta$ при малых η , $R \sim \eta^{-1}$ при больших η и R не зависит от η при промежуточных значениях коэффициента трения.

Простейшим типом движения адсорбированных атомов являются их колебания относительно положения равновесия как параллельно поверхности подложки (продольные колебания), так и в перпендикулярном направлении (поперечные колебания). Если колебания описывать квантовыми уравнениями движения, то диссипация энергии колебаний определяется скоростью затухания начального состояния квантовой системы, которая в свою очередь определяется шириной колебательного уровня Γ . Однако в квазиадиабатическом пределе квантовое и классическое описания колебаний приводят к одинаковому результату [2], так что в этом случае коэффициент трения $\eta = \tau^{-1}$, где $\tau = \hbar/\Gamma$ — время жизни колебательного возбуждения. Важным механизмом трения является передача энергии колебаний на возбуждение электрон-дырочных пар в подложке [2-11]. Электрон-дырочный механизм трения является основным для легких и химически активных адатомов [4, 7, 11].

В объеме кристалла, где взаимодействие примесного атома с электронами металла можно описывать сферически-симметричным потенциалом, коэффициент трения равен [4]

$$\eta = \frac{4}{3\pi} \frac{\hbar k_F^2}{m} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \sin^2(\delta_{l+1} - \delta_l), \quad (1)$$

где δ , — фазовый сдвиг для рассеивания на примеси l -й парциальной волны для электронов с фермиевским волновым вектором k_F . Большое число работ [2, 6-11] посвящено вычислению η для поперечных колебаний адатомов. В этом случае при колебаниях периодически меняются положение и ширина виртуального электронного уровня адатома. Это вызывает перетекание электронов с адатома в подложку и обратно, что приводит к рождению электрон-дырочных пар в подложке. Однако в случае симметричного расположения адатома на подложке в минимуме потенциального рельефа при продольных колебаниях адатома его динамический дипольный момент $\delta p = 0$ и описанный механизм трения не работает [7]. При классическом движении адатома параллельно гладкой (т. е. не имеющей потенциального рельефа) поверхности металла в [5] с помощью диаграммной техники Л. В. Келдыша было показано, что коэффициент трения равен

$$\eta = \frac{C}{2\pi} \frac{\hbar k_F^2}{m} \sin^2 \delta, \quad (2)$$

где коэффициент $C \approx 1$, δ — обобщенный фазовый сдвиг при энергии Ферми ϵ_F .

Цель настоящей работы состоит в вычислении коэффициента трения η в приближении сильной связи для произвольных колебаний адатома, а также в установлении связи η (и, следовательно, скоростей поверхностных реакций) с электронной структурой поверхности.

2. Для упрощения рассмотрим адсорбцию атома с одной валентной орбиталью $|A\rangle$ s -типа (например, адсорбцию атома водорода или щелочного металла). Тогда гамильтониан системы имеет вид

$$H = \epsilon_A c_A^\dagger c_A + \sum_i (V_i c_A^\dagger c_i + \text{с. с.}) + H_s, \quad (3)$$

где ϵ_A — орбитальная энергия электрона в состоянии $|A\rangle$ с учетом сдвига ее в приповерхностном поле подложки, V_i — интеграл гибридизации электронного состояния $|i\rangle$ атома подложки и состояния $|A\rangle$ адатома, $c_A^\dagger$ и c_A — соответствующие операторы рождения и уничтожения электронов. Гамильтониан H_s описывает подложку в узельном представлении; соответствующую опережающую функцию Грина чистой подложки обозначим через

$$g_{ij}(\epsilon) = i \int_{-\infty}^0 dt \exp(it/\hbar) \langle c_i(t) c_j^\dagger(0) + \text{с. с.} \rangle. \quad (4)$$

С помощью уравнения Дайсона несложно получить функцию Грина подложки с адсорбированным на ней атомом (см., например, [11])

$$\left. \begin{aligned} G_{AA}(\epsilon) &= (\epsilon - \epsilon_A - \langle A | \bar{V} g(\epsilon) \bar{V} | A \rangle)^{-1}, \\ G_{iA}(\epsilon) &= \langle i | g(\epsilon) \bar{V} | A \rangle G_{AA}(\epsilon), \\ G_{ij}(\epsilon) &= g_{ij}(\epsilon) + \langle i | g(\epsilon) \bar{V} | A \rangle G_{AA}(\epsilon) \langle A | \bar{V} g(\epsilon) | j \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

В выражении (5) для сокращения записи использованы матричные обозначения: $\bar{V} \equiv \{V_i\}$, $\bar{g} \equiv \{g_{ij}\}$; при атом

$$\langle A | \bar{V} g(\epsilon) \bar{V} | A \rangle = \sum_{ij} V_i g_{ij}(\epsilon) V_j = \Lambda(\epsilon) + i\Delta(\epsilon), \quad (6)$$

где величины $\Lambda(\epsilon_A)$ и $\Delta(\epsilon_A)$ определяют сдвиг и полуширину виртуального электронного уровня адатома.

3. Очевидно, что параметры хемосорбированного атома зависят от его положения относительно поверхностных атомов подложки. Обозначая через u смещение адатома из положения равновесия в произвольном направлении, в линейном приближении положим

$$\epsilon_A(u) = \epsilon_A + \epsilon'_A u; \quad V_i(u) = V_i + V'_i u \quad (7)$$

и введем матрицу $V' \equiv \{V'_i\}$. Для вычисления коэффициента трения η воспользуемся диаграммной техникой функций Грина, правила которой подробно описаны в [7]. Поскольку энергия колебаний адсорбированного атома $\hbar\omega_0$ имеет величину порядка 0.1 эВ, а полуширина электронного уровня адатома $\Delta \sim 1$ эВ, то в квазиadiaбатическом пределе $\Delta \gg \hbar\omega_0$ достаточно учесть вклад в поляризационный оператор только от фермионной петли [3, 7, 11]. При не равной нулю температуре подложки T мацубаровская техника функций Грина приводит к выражению

$$\eta = \frac{2\hbar}{\pi m} \frac{1}{\hbar\omega_0} \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon B(\varepsilon) [f_F(\varepsilon - \hbar\omega_0) - f_F(\varepsilon)], \quad (8)$$

где двойка появляется из-за суммирования по спинам электронов, а $f_F(\varepsilon) = \{\exp[(\varepsilon - \varepsilon_F)/k_B T] + 1\}^{-1}$ — фермиевская функция распределения. Из (8) следует, что при $\Delta \gg \hbar\omega_0$, $k_B T$ зависимость электрон-дырочного коэффициента трения от температуры подложки, в отличие от фононного коэффициента трения [17], пренебрежимо мала. В этом случае можно пренебречь также зависимостью $B(\varepsilon)$ от энергии, так что из (8) получаем

$$\eta = \frac{2\hbar}{\pi m} B(\varepsilon_F) \quad (9)$$

Суммируя вклады от диаграмм с различными индексами [7], получаем для входящей в (8) функции $B(\varepsilon)$ выражение

$$\begin{aligned} B(\varepsilon) &= (\varepsilon'_A)^2 G_{AA} G_{AA} + 4\varepsilon'_A G_{AA} \langle A | V' \bar{G} | A \rangle + 2G_{AA} \langle A | V' \bar{G} V' | A \rangle + \\ &+ 2 \langle A | V' \bar{G} | A \rangle \langle A | \bar{G} V' | A \rangle = B_1(\varepsilon) + B_2(\varepsilon), \\ B_1(\varepsilon) &= (\varepsilon'_A G_{AA} + 2 \langle A | V' \bar{G} | A \rangle)^2, \\ B_2(\varepsilon) &= 2G_{AA} \langle A | V' \bar{G} V' | A \rangle - 2 \langle A | V' \bar{G} | A \rangle^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где под произведением двух функций Грина понимается произведение мнимых частей опережающих функций Грина [7]

$$G_1 G_2 \equiv \frac{1}{2} \text{Im } G_1(\varepsilon) \text{Im } G_2(\varepsilon - \hbar\omega_0) + (1 \rightleftharpoons 2). \quad (11)$$

Дифференцирование выражения (6) по смещению u дает

$$\Delta'(\varepsilon) + i\Delta'(\varepsilon) = 2 \langle A | V' g(\varepsilon) \bar{V} | A \rangle. \quad (12)$$

Используя (11), (12) и приведенные выше выражения (5) для функции Грина, а также пренебрегая малыми членами порядка $(\hbar\omega_0/\Delta)$, получаем

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{2\hbar}{\pi m} (B_1 + B_2), \\ B_1 &\simeq [\text{Im } G_{AA}(\varepsilon_F)]^2 [\varepsilon'_A - (\varepsilon_A - \varepsilon_F) \Delta'/\Delta]^2; \\ B_2 &\simeq 2\Delta [\text{Im } G_{AA}(\varepsilon_F)] \left[\frac{\langle A | V' \text{Im } g(\varepsilon_F) \bar{V}' | A \rangle}{\Delta} - \left(\frac{\Delta'}{2\Delta} \right)^2 \right], \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где $\Delta \equiv \Delta(\varepsilon_F)$ и $\Lambda \equiv \Lambda(\varepsilon_F)$.

4. Для поперечных колебаний адатома $B_2 \ll B_1$, так как в этом случае член B_2 определяется разностью двух приблизительно равных членов. В частности, из (10) и (13) следует

$$B_2(\varepsilon_F) = 0; \quad \frac{1}{\hbar\omega_0} \int_{\varepsilon_F}^{\varepsilon_F + \hbar\omega_0} d\varepsilon B_2(\varepsilon) \simeq \frac{1}{3} \{\hbar\omega_0 [\text{Im } G_{AA}(\varepsilon_F)] (\Delta'/2\Delta)\}^2. \quad (14)$$

Вводя плотность электронных состояний адатома на уровне Ферми

$$\rho = \text{Im } G_{AA}(\varepsilon_F)/\pi, \quad (15)$$

из (13) получаем выражение для электрон-дырного коэффициента трения при поперечных колебаниях адатома

$$\eta_{\perp} \approx (2\pi\rho^2/m) [\epsilon'_A - (\epsilon_A - \epsilon_F) \Delta'/\Delta]^2, \quad (16)$$

которое совпадает с ранее полученным в [2, 3, 6, 7].

При продольных смещениях адатома, расположенного симметрично относительно поверхностных атомов подложки, выполняется $\epsilon'_A = \Delta'(\epsilon) = 0$, так что $B_1(\epsilon) \equiv 0$.¹ В этом случае электрон-дырное трение обусловлено членом B_2 , описывающим сопровождающее колебания адатома перетекание электронов вдоль поверхности. Рассмотрим для определенности B -тип адсорбции, когда адатом расположен посередине между двумя поверхностными атомами подложки 1 и 2 (см. рисунок). Такая ситуация соответствует, например, адсорбции водорода на грани (100) вольфрама [13]. Отметим, что обобщение на более сложную геометрию не представляет принципиальных затруднений [12]. Пусть адатом взаимодействует только с ближайшими атомами подложки, так что

$$V_1(0) = V_2(0) = V, \quad (17)$$

и при поперечных смещениях адатома имеем

$$V'_1(0) = V'_2(0) = f_{\perp} V, \quad f_{\perp} = \Delta'/2\Delta, \quad (18)$$

а для продольных смещений

$$V'_1(0) = -V'_2(0) = f_{\parallel} V, \quad (19)$$

откуда с использованием (13) получаем для продольных колебаний адатома

$$B_2 \approx 2f_{\parallel} \tilde{\Delta} \operatorname{Im} G_{AA}(\epsilon_F), \quad (20)$$

$$\eta_{\parallel} \approx 4\rho \tilde{\Delta} \hbar f_{\parallel}^2 / m, \quad (21)$$

где величина

$$\frac{\tilde{\Delta}}{\Delta} = \frac{\operatorname{Im} [g_{11}(\epsilon_F) - g_{12}(\epsilon_F)]}{\operatorname{Im} [g_{11}(\epsilon_F) + g_{12}(\epsilon_F)]} \quad (22)$$

зависит от электронной структуры подложки. В частном случае, когда подложка моделируется одномерной линейной цепочкой атомов в приближении сильной связи [12],

$$g_{ij}(\epsilon_F) = \frac{2}{W} g_s(|i-j|; \frac{2E_F}{W} - 1), \quad (23)$$

где

$$g_s(n; x) = i(1-x^2)^{-1/2} (-1)^n (x + i\sqrt{1-x^2})^n. \quad (24)$$

из (22) получаем

$$\frac{\tilde{\Delta}}{\Delta} = \frac{E_F}{W - E_F}, \quad (25)$$

где E_F — расстояние от дна зоны проводимости до уровня Ферми, W — ширина зоны проводимости подложки. Аналогичный вид имеет функция $\tilde{\Delta}/\Delta$ и в более реалистических моделях.

Из выражений (16), (18), (19) и (21) находим

$$\frac{\eta_{\parallel}}{\eta_{\perp}} \approx \frac{2}{\pi} \frac{\tilde{\Delta}}{\Delta} \left[1 + \left(\frac{\epsilon_A + \Delta - \epsilon_F}{\Delta} \right)^2 \right] \left(\frac{\Delta f_{\parallel}}{\epsilon'_A - 2(\epsilon_A - \epsilon_F) f_{\perp}} \right)^2, \quad (26)$$

так что соотношение между коэффициентами трения при продольных и поперечных колебаниях адатома в основном определяется последним

¹ Как и в объеме металла (1), для продольных колебаний при учете p -орбитали адатома появляется ненулевой вклад $B_1 \neq 0$ в коэффициент трения [11], который, однако, значительно меньше описываемого ниже.

сомножителем в (26), т. е. константами электрон-фононного взаимодействия. Отметим, что при поперечных колебаниях в экспериментах по неупругому рассеиванию электронов или фотонов можно измерить динамический дипольный момент адатома

$$\delta p = e^* r_0 = \delta n r_D, \quad (27)$$

который определяется флуктуациями степени заполнения валентной орбитали адатома

$$\delta n = r_0 [\epsilon'_A - 2(\epsilon_A - \epsilon_F) f_\perp] \rho, \quad (28)$$

где $r_0 = (\hbar/2 m \omega_0)^{1/2}$ — амплитуда нулевых колебаний, r_D — расстояние от адатома до поверхности (точнее, до «плоскости изображения» в подложке [12]). Если параметризовать зависимость интеграла гибридизации V_i от расстояния r между адатомом и ближайшим атомом подложки с помощью выражения

$$V_i(r) = V \exp[(r_A - r)/r_A^*], \quad (29)$$

где равновесное расстояние $r_A = \sqrt{a^2 + \hbar^2}$ (см. рисунок) и $r_A^* \approx r_A$, то параметры $f_\perp$ и $f_\parallel$ равны

$$f_\perp = -\frac{\hbar}{r_A r_A^*}, \quad f_\parallel = -\frac{a}{r_A r_A^*}, \quad (30)$$

так что

$$\left. \begin{aligned} \eta_\perp &\approx \omega_0 4\pi (\delta n)^2 = \omega_0 4\pi (e^* r_0 / r_D)^2, \\ \eta_\parallel^2 &= \omega_0 8\bar{\Delta} \rho (r_0 f_\parallel)^2 \approx \omega_0 8\bar{\Delta} \rho \left(\frac{r_0 a}{r_A r_A^*} \right)^2. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Поскольку обычно динамический заряд адатома $e^* < 1$ (например, $e^* \approx 0.56$ для CO/Pt, $e^* \approx 0.04$ для H/W (100) [14] и $e^* \approx 0.02$ для H/Si (111) [15]), $r_0 \sim 0.1$ ат. ед. и $r_A \sim r_A^* \sim a \sim \hbar \sim r_D \geq 1$ ат. ед., то из (31) следует оценка: $\eta_\perp \sim \eta_\parallel \leq 10^{-2} \omega_0$, причем в случае $\epsilon'_A = 0$ из (26) получаем: $\eta_\perp / \eta_\parallel \sim (\hbar/a)^2$.

5. Экспериментально измерение ширин колебательных линий проводят с помощью инфракрасной или электронной спектроскопии высокого разрешения [16]. Кроме электрон-дырочного механизма трения уширение линии дают обусловленное ангармонизмом взаимодействие поперечных и продольных колебаний между собой [17], а также (при $T \neq 0$ и $\omega_0 < 2 \omega_m$, ω_m — максимальная частота фононного спектра подложки) фононный механизм трения [7, 17], поэтому экспериментальное значение коэффициента трения может быть больше определяемого формулами (31). Отметим, что благодаря взаимодействию между адсорбированными атомами при конечном покрытии подложки уширение линии возникает и из-за релаксации локального колебательного возбуждения в адпленке (в гармоническом приближении оно сводится к дисперсии локальных колебаний), а также из-за наличия дефектов на поверхности подложки и в структуре адпленки [11, 17].

Как упоминалось в начале работы, косвенные сведения о коэффициенте трения η дают измерения скоростей поверхностных процессов, например, коэффициента поверхностной диффузии адатомов D . При слабом трении $\eta < \eta^*$ он равен [1]

$$D = D_0 \exp(-\epsilon_B / k_B T), \quad (32)$$

$$D_0 = (\eta / \eta^*) \omega_0 a^2 / 2 \pi \quad (33)$$

где ϵ_B — энергии активации диффузии, a — постоянная решетки подложки,

$$\eta^* = \omega_0 k_B T / \epsilon_B 2 \pi \quad (34)$$

При $T = 300$ К и $\epsilon_B = 0.25$ эВ, $\eta^* \approx 0.1 \omega_0$, так что условие $\eta < \eta^*$ можно считать выполненным. В этом случае любое изменение электрон-

ной структуры адсистемы, например, при фазовых переходах [4] или при обусловленном электронными корреляциями на адатоме эффекте Кондо [8], приведет к изменению коэффициента D_0 . Поскольку $\rho \sim \Delta \approx V^2 \rho_s(\epsilon_F)$, то из (16), (21) и (22) для электрон-дырочного механизма трения следует $\eta \sim \rho_s^2(\epsilon_F)$, поэтому изменение плотности электронных состояний подложки $\rho_s(\epsilon_F)$ также вызовет изменение коэффициентов η и D_0 . Например, при переходе Пайерлса на поверхности кристалла, который происходит, по-видимому, при перестройке грани (100) вольфрама и молибдена [18, 19], в окрестности уровня Ферми подложки возникает щель и $\rho_s(\epsilon_F)$ обращается в нуль, так что трение будет определяться в основном фоновым механизмом. С повышением температуры подложки или концентрации адатомов в точке, когда перестройка исчезает, коэффициенты η и D_0 должны резко возрастать, что может быть обнаружено при экспериментальном измерении температурной или концентрационной зависимостей коэффициента диффузии легких адатомов (H, D, Li).

Изменения η следует ожидать также и на вицинальных (ступенчатых) гранях. Поверхностный атом подложки, расположенный на ступеньке, имеет лишнюю «оборванную связь», что приводит к увеличению ρ_s [20, 21], энергии адсорбции атома вблизи ступеньки и, по-видимому, констант взаимодействия. Отметим, что на эксперименте [22] наблюдалось увеличение D_0 на два порядка при диффузии атомов серебра вдоль ступенек по поверхности перестроенной (2×8) грани (111) кристалла германия. Аналогичное увеличение η должно быть на «шероховатых» в атомном масштабе поверхностях полупроводников, вследствие чего они могут обладать большей (по сравнению с «гладкими») каталитической активностью. Возможно, с этим же частично связано наблюдавшееся на эксперименте [23] увеличение более чем на три порядка коэффициентов диффузии калия и натрия по перестроенной (7×7) поверхности Si (111) по сравнению с неперестроенной, так как перестроенная грань характеризуется «металлическим» электронным спектром [24] и, согласно экспериментальным [25, 26] и теоретическим [27] данным, имеет высокую степень «шероховатости» (12 «холмов» и одна «яма» в элементарной ячейке (7×7)).

Благодарим Ю. С. Ведулу, А. А. Дадыкина, А. Г. Наумовца и А. Г. Федоруса за многочисленные обсуждения затронутых в статье вопросов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Kramers H. A. Physica (Utr.), 1940, vol. 7, № 4, p. 284—304.
- [2] Волокутин А. И. ФТТ, 1984, т. 26, № 1, с. 155—159.
- [3] Мальшиков А. Г. ФТТ, 1974, т. 16, № 8, с. 2274—2280.
- [4] d'Agliano E. G., Kumar P., Schaich W., Suhl H. Phys. Rev., 1975, vol. B11, № 5, p. 2122—2143.
- [5] Nourtier A. J. Phys. (Paris), 1977, vol. 38, № 5, p. 479—502.
- [6] Persson B. N. L., Persson M. Sol. St. Commun., 1980, vol. 36, N 2, p. 175—179.
- [7] Браун О. М., Пашуцкий Э. А. ФТТ, 1982, т. 24, № 7, с. 1973—1980.
- [8] Yoshimori A., Motchane J.-L. J. Phys. Soc., Jap., 1982, vol. 51, № 6, p. 1826—1833.
- [9] Ueda H. J. Chem. Phys., 1982, vol. 77, № 7, p. 3759—3766.
- [10] Persson M., Hellsing B. Phys. Rev. Lett., 1982, vol. 49, № 9, p. 662—665.
- [11] Браун О. М., Пашуцкий Э. А. Поверхность: Физика, химия, механика, 1984, № 6, с. 5—14.
- [12] Браун О. М. УФЖ, 1978, т. 23, № 8, с. 1233—1255.
- [13] Ho W., Willis R. F., Plummer E. W. Phys. Rev., 1980, vol. B21, № 10, p. 4202—4222.
- [14] Ibach H. Surf. Sci., 1977, vol. 66, № 1, p. 56—66.
- [15] Chabal Y. J. Phys. Rev. Lett., 1983, vol. 50, № 23, p. 1850—1853.
- [16] Физика поверхности. Колебательная спектроскопия адсорбированных молекул. М.: Мир, 1984. 246 с.
- [17] Ariyasa J. C., Mills D. L., Lloyd K. G., Hemminger J. C. Phys. Rev., 1984, vol. B30, № 2, p. 507—518.
- [18] Estrup P. J. J. Vac. Sci. Techn., 1979, vol. 16, № 2, p. 635—641.
- [19] Tosatti E. Sol. St. Commun., 1978, vol. 25, № 9, p. 637—640.
- [20] Rowe J. E., Cristman S. B., Ibach H. Phys. Rev. Lett., 1975, vol. 34, № 14, p. 874—877.

- [21] *Louis E., Yndurain F.* Sol. St. Commun., 1977, vol. 22, № 2, p. 147—151.
[22] *Suliga E., Henzler M. J.* Phys., 1983, vol. C16, № 1, p. 1543—1554.
[23] *Борзяк П. Г., Дадыхин А. А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, № 7, с. 269—270.
[24] *Backes U., Ibach H.* Sol. St. Commun., 1981, vol. 40, № 5, p. 575—577.
[25] *Binnig G., Rohrer H., Gerber Ch., Weibel E.* Phys. Rev. Lett., 1983, vol. 50, № 2, p. 120—123.
[26] *Aono M., Souda R., Oshima C., Ishizawa Y.* Phys. Rev. Lett., 1983, vol. 51, № 9, p. 801—804.
[27] *Nakamura K., Ohtomi K., Sugano S. J.* Phys., 1984, vol. C17, № 31, p. 5645—5655.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
22 июля 1985 г.
