

## Ускорение Ферми как возможный механизм быстрой диффузии кластеров золота на поверхности графита

А. К. Краснова<sup>a</sup>, О. А. Чичигина<sup>b</sup>

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: <sup>a</sup> sasha\_krasnova@yahoo.com, <sup>b</sup> chichigina@ilc.edu.ru

Статья поступила 14.06.2011, подписана в печать 18.11.2011

Рассмотрена диффузия нанокластеров золота на графитовой подложке. Предложено решение противоречия между крайне высоким значением коэффициента диффузии и его аррениусовской зависимостью от температуры. Показана принципиальная возможность применения модели ускорения Ферми к данной задаче.

*Ключевые слова:* поверхностная диффузия, ускорение Ферми, нанокластеры, закон Аррениуса.

УДК: 536.12, 539.23. PACS: 05.40.Jc, 68.35.Md, 68.43.Jk, 36.40.Sx.

### Введение

Производство тонких пленок с заданной структурой является основой современных нанотехнологий. При помещении на поверхность одиночных атомов рост наноструктур происходит за счет диффузии и соединения отдельных атомов, что детально зависит от вида взаимодействия между атомами поверхности и адатомами. Чаще всего эта зависимость очень сложная и на нее невозможно влиять, добиваясь роста необходимой структуры. Напротив, при помещении кластеров на поверхность атомы соединяются в кластеры еще до попадания на подложку. Далее кластеры начинают диффундировать на поверхности и соединяться друг с другом, образуя островки. Такой подход дает большую гибкость в создании наноструктур для конкретных приложений. Мы исследуем кластеры золота, которые образуют различные ветвящиеся структуры (рис. 1) [1] или, в случае заранее заготовленных дефектов, квантовые точки [2]. В данной области исследований кластерами принято называть только те кластеры, которые сформированы при лазерном испарении до осаждения. А соединения этих монокластеров на поверхности называются островками, или мультикластерами.

Принцип работы источника кластеров основан на лазерном испарении. Под действием импульсного YAG-ла-

зера (его второй гармоники — 532 нм), который работает с частотой повторения 30 Гц, атомы золота испаряются с поверхности мишени. Синхронно с лазерным импульсом в источник импульсно подается гелий под высоким давлением, чтобы образовались кластеры, которые окончательно формируются и стабилизируются при сверхзвуковом расширении, происходящем на выходе из источника в вакуумной камере ( $10^{-6}$  торр). Низкая частота повторения (30 Гц) позволяет вводить газ с высоким давлением и избежать при этом конденсации золота обратно на мишень. Возникают кластеры с необычной структурой. В общем, различные условия в источнике (тип лазера, интенсивность импульса, давление в газовом импульсе, геометрия выпускного отверстия) позволяют хорошо контролировать процесс производства кластеров. Затем нейтральные кластеры осаждаются на графитовую подложку почти без дополнительной энергии. Далее кластеры начинают диффундировать на поверхности [1, 2].

На протяжении уже почти 20 лет остается нерешенной проблема аномально быстрой диффузии больших кластеров на графите. Отчасти это связано с невозможностью непосредственного наблюдения движения кластеров современными методами именно из-за большой скорости диффузии. Но о значении коэффициента

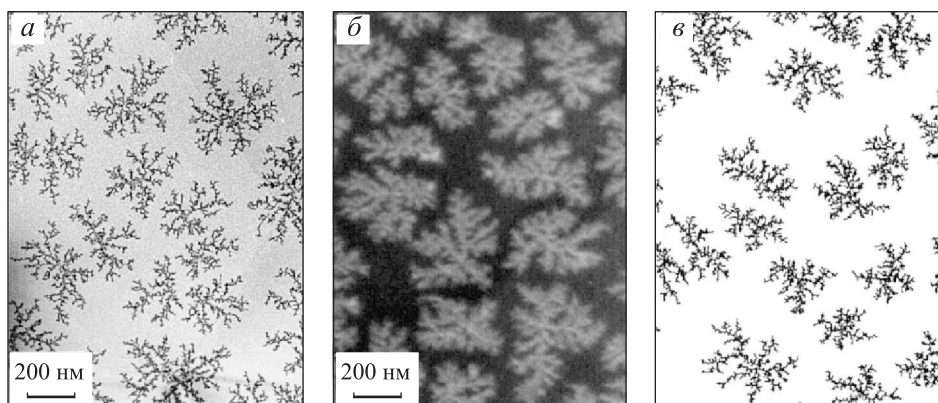


Рис. 1. Типичная структура островков, полученная экспериментально (а, б) и из модели осаждение–диффузия–объединение (в) [1]

диффузии можно с достаточной точностью судить по скорости роста структур на поверхности, зная скорость посадки кластеров на эту поверхность.

Кроме того, в этой задаче возникает парадокс, решение которого помогло бы продвинуться в понимании общих вопросов поверхностной диффузии [3]. Высокое значение коэффициента диффузии заставляет предположить крайне малое взаимодействие кластеров с подложкой, т.е. применимость к кластерам модели двумерного идеального газа или броуновского движения, для которой коэффициент диффузии линейно зависит от температуры  $T$ . Но эта гипотеза противоречит тому, что полученная в эксперименте зависимость коэффициента диффузии от температуры подчиняется закону Аррениуса

$$D = D_0 \cdot \exp \left[ -\frac{E_a}{kT} \right],$$

где  $E_a$  — энергия активации. Выполнение этого закона предполагает, что частица в течение долгого времени остается в некоторой потенциальной яме, затем в результате тепловых флуктуаций совершает переход в другую яму. Такой механизм хорошо объясняет медленную диффузию, но совсем не соответствует числовым значениям, получаемым в экспериментах.

Важной подсказкой в разрешении этого парадокса является то, что эффект связан скорее всего со свойствами графитовой подложки, а не самих кластеров, поскольку высокая диффузия наблюдалась не только для кластеров золота, рассматриваемых в данной работе, но и для кластеров сурьмы [4] и платины [5]. Например, коэффициенты диффузии при комнатной температуре равны для кластеров золота на графите  $D_{Au_{250}} = 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/с, для сурьмы на графите  $D_{Sb_{2300}} = 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/с. А коэффициент диффузии для таких же кластеров золота на NaCl равен  $D_{Au_{250}}^{NaCl} = 10^{-15}$  см<sup>2</sup>/с, т.е. на много порядков меньше. Мы работаем с кластерами золота, потому что для них получено достаточно экспериментальных данных [6, 7] и большое количество численных исследований методами молекулярной динамики [8, 9].

Основная идея работы заключается в том, что в данной системе выполняются условия возникновения ускорения Ферми [10]. Ранее ускорение Ферми не использовалось для описания поверхностной диффузии. С ним связано множество чисто теоретических работ по бильярдам [11–14], также оно применяется для объяснения появления быстрых электронов в плазме, взаимодействующей с изменяющимся магнитным полем [15].

Задачей данной работы является доказать, что механизм ускорения Ферми позволяет разрешить указанный выше парадокс и оценить по порядку величины основные параметры этой модели для случая диффузии кластеров на графите. С помощью численных оценок показывается неприменимость существующих моделей диффузии к данной задаче. Вводится и решается полуфеноменологическое уравнение для средней скорости кластера золота с учетом ускорения Ферми. Проводятся численные оценки по порядку величины для основных параметров. Ставятся основные вопросы, решение ко-

торых позволило бы создать точную модель диффузии различных кластеров на поверхности графита.

### 1. Парадокс аномально быстрой диффузии больших кластеров

Диффузия несомненно играет центральную роль в производстве тонких пленок и самоорганизующихся структур при помещении кластеров на поверхность. В экспериментах о коэффициенте диффузии судят по косвенным данным. Например, по распределению размеров островков судят о том, с какой скоростью должны были диффундировать кластеры, чтобы достичь островка и присоединиться к нему. Экспериментально доказано, что кластеры золота и сурьмы диффундируют на поверхности графита с удивительно большой скоростью, несмотря на большой размер [1]. В результате скорость диффузии большого кластера сравнима со скоростью диффузии отдельного адатома при той же температуре. Температурная зависимость удовлетворяет закону Аррениуса, согласно экспериментальным данным. Аррениусовская зависимость логарифма коэффициента диффузии от обратной температуры представлена на рис. 2 из работы [1].

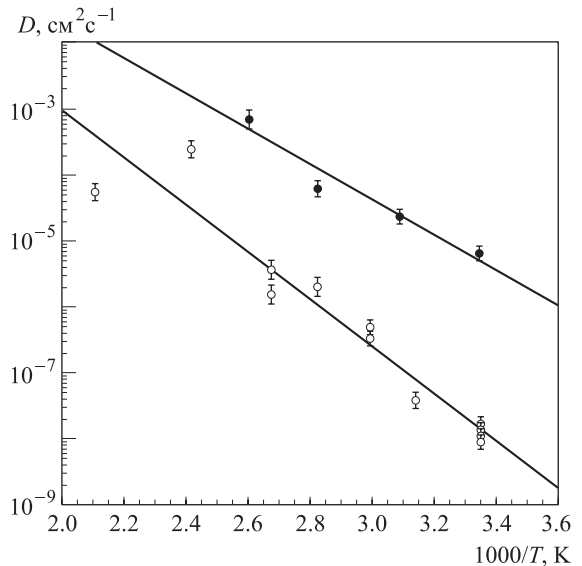


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента диффузии  $Sb_{2300}$  (○) и  $Au_{250}$  (●) на графите [1]

Компьютерные эксперименты методом молекулярной динамики [16] подтверждают отсутствие аномально длинных скачков, позволяющих применить формализм скачков Леви. Характерное изменение положения центра масс кластера со временем для различных временных масштабов получено в работе [9]. Из них видно наличие скачков на несколько десятков ячеек, что в свою очередь свидетельствует о существовании некоторого механизма ускорения движения кластера. Его нельзя объяснить остаточной энергией от адсорбции кластера.

Аномально высокая скорость диффузии кластеров золота объясняется в литературе их слабым взаимодействием с подложкой из графита. Это связано с большой разницей в характерных размерах решеток для графита:  $l_0 = 2.5 \cdot 10^{-10}$  м, а для золота  $l_{Au} = 4 \cdot 10^{-10}$  м [3]. Для кластера размер решетки может отличаться, например, в работе [17] при численном моделировании

$l_{Au} = 3 \cdot 10^{-10}$  м. Однако энергию, необходимую для движения, кластер получает также от подложки как термостата за счет взаимодействия с ним же. Так что слабое взаимодействие само по себе не объясняет высокую скорость диффузии, и требуется найти специальный механизм ускорения кластера.

Энергия активации, согласно [1],  $E_a = 0.5$  эВ =  $10^{-19}$  Дж. Предположим, что частица находится в течение какого-то времени в связанном состоянии (сидит в потенциальной яме), а затем совершает прыжок до следующего метастабильного состояния. Тогда аномально большие скорости прыжков связаны с преодолением потенциального барьера  $E_a$ . Покажем, что это предположение приводит к абсурдным выводам.

Если движение начинается в результате преодоления потенциального барьера, то кинетическая энергия будет по порядку величины равна энергии активации. Масса кластера, состоящего из 250 атомов золота,  $m = 10^{-22}$  кг. Отсюда получаем  $v_E = 50$  м/с. Эта скорость больше тепловой при заданном интервале температур, но на порядки меньше скорости  $v_{exp}$ , получающейся из результатов эксперимента, в предположении данного механизма диффузии. Эта скорость может быть оценена по прыжку величины следующим образом.

Пусть  $\tau$  — время, в течение которого кластер совершает тепловые колебания вблизи некоторого положения равновесия, и  $t_0$  — время, в течение которого кластер движется до следующего положения равновесия, т.е. время прыжка. Минимальная длина прыжка соответствует размеру ячейки графита  $l_0 = 2.5 \cdot 10^{-10}$  м. Специальных исследований для выяснения статистики длин свободного пробега кластеров золота не проводилось. Но на основе общей теории диффузионных скачков [17] при малом взаимодействии кластера с подложкой и из работы [9] можно приблизительно оценить среднюю длину пробега как  $l = 10l_0 = 2.5 \cdot 10^{-9}$  м. Тогда скорость прыжков  $v_{exp} = l/t_0$ , а характерные времена можно оценить из экспериментальных данных. Коэффициент диффузии определен как

$$D = \frac{2l^2}{\tau} = \frac{2l^2}{t_0} \exp\left[-\frac{E_a}{kT}\right] = D_0 \exp\left[-\frac{E_a}{kT}\right],$$

где предэкспоненциальный множитель (префактор)  $D_0 = 10^{-1}$  м<sup>2</sup>/с. Для комнатной температуры  $T = 300$  К коэффициент диффузии определяется как  $D = 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с. Получаем

$$t_0 = \frac{2l^2}{D_0} = 10^{-16} \text{ с.}$$

Соответственно  $v_{exp} = 10^7$  м/с, что на шесть порядков больше той скорости, до которой частицу разгоняет потенциальный барьер. Но, главное, приводит к релятивистским эффектам, что для данной задачи просто абсурдно! Значит, активационный механизм относится не к движению кластера, а к движению подложки.

Из этого следует, что необходим некоторый отдельный механизм ускорения частицы. Рассмотрим подробно механизм ускорения Ферми.

## 2. Ускорение Ферми в бильярдах и супердиффузия

Бильярдная динамическая система описывает движение материальной точки в некоторой ограниченной

области многообразия с условием упругого отражения от границы по закону «угол падения равен углу отражения». Такие системы в определенном смысле являются ключом к пониманию некоторых вопросов теории динамических систем. Системы бильярдного типа служат полезными моделями в статистической физике, акустике, оптике и в некоторых других областях.

Естественным обобщением бильярдных систем являются бильярды, границы которых могут двигаться с течением времени. Когда граница бильярда осциллирует, частица сталкивается как со стенками, которые движутся в ту же сторону, так и с теми, которые движутся навстречу. Суммарный эффект этих замедляющих и ускоряющих соударений приводит к неограниченному линейному росту средней скорости частицы, называемому ускорением Ферми [10]. Этот механизм был предложен Энрико Ферми для объяснения ускорения частиц космической пыли магнитными облаками, а также успешно применяется для объяснения возникновения сверхбыстрых (до сотен и тысяч электронвольт) электронов в плазме, для которой средняя энергия электронов достигает нескольких электронвольт. Электрон набирает кинетическую энергию при соударениях с магнитными островками [15].

Бильярды широко применяются для моделирования различных процессов переноса и, в частности, диффузии. Удобной для этих задач разновидностью бильярда является периодический газ Лоренца. Это система, содержащая набор тяжелых дисков (рассеивателей) радиусом  $R$ , расположенных в ячейках периодической решетки с периодом  $a$ . Частица может свободно двигаться в пространстве между этими дисками. Например, на рис. 3 представлена траектория движения частицы в квадратной решетке. Бильярдным столом в такой конфигурации является вся плоскость, за исключением рассеивателей. Поскольку частицы не взаимодействуют между собой, то для анализа динамики такой системы достаточно рассмотреть только одну частицу. Можно рассматривать газ Лоренца, в котором границы рассеивателей движутся по какому-либо закону. Например, в работах [18, 19] рассматривается случай, когда радиус рассеивателей меняется со скоростью  $u = u_0 \cos \alpha$ , где фаза  $\alpha$  случайна и распределена равномерно.

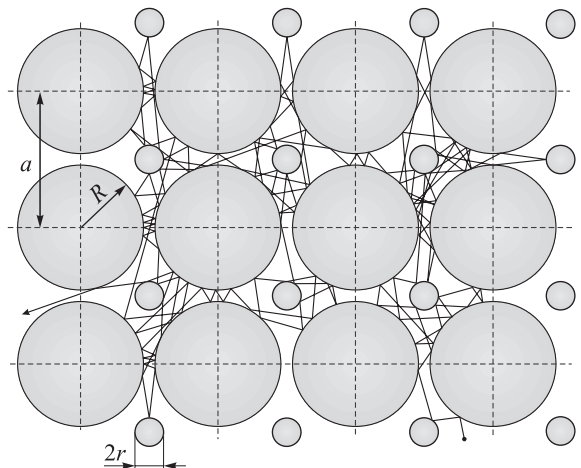


Рис. 3. Модель газа Лоренца для случая квадратной решетки с периодом  $a$  и радиусами рассеивателей  $R$  и  $r$

В зависимости от соотношения радиуса рассеивателей и периода решетки можно выделить три типа газа Лоренца: с ограниченным горизонтом, когда частица находится в одной ячейке и не может перейти в соседнюю; с открытым горизонтом, когда такой переход возможен, но исключены бесконечно длинные пробеги частицы; и с бесконечным горизонтом, когда такие пробеги возможны, в этом случае средняя длина свободного пробега не определена. Для бильярдов с открытым и с ограниченным горизонтом средняя длина свободного пробега частицы определяется как  $\lambda = \pi\Omega/P$ , где  $\Omega$  — это пространство движения частицы, т. е. пространство, не занятое рассеивателями,  $P$  — это периметр рассеивателей. Очевидно, что данную формулу можно применять к одной ячейке периодической решетки.

Для газа Лоренца с ограниченным горизонтом доказаны хаотические свойства движения частицы (перемешивание, распад корреляций и т. д.). Это достаточное условие для возникновения ускорения Ферми при движении рассеивателей [12, 13]

$$a_F = \frac{d}{dt}\langle v \rangle = \frac{u_0^2}{3\lambda} = \frac{2\langle u^2 \rangle}{3\lambda}. \quad (1)$$

В работе [20] представлена термодинамическая интерпретация ускорения Ферми в бильярдах с хаотически движущимися рассеивателями как результата взаимодействия с термостатом, состоящим из рассеивателей. Причем температура этого термостата оказывается бесконечной ввиду того, что масса рассеивателей бесконечна и соответственно бесконечна кинетическая энергия их движения. Описан механизм теплопередачи от рассеивателей к частице. Термодинамическое описание не зависит от формы и расположения рассеивателей, что позволяет обобщить результаты, полученные для периодического газа Лоренца на другие бильярды.

В работе [21] предложен метод описания диффузии частицы как набора дискретных переходов из одной ячейки в другую при условии выполнения приближения Махта–Цванцига [22], в котором время корреляции начальных координат  $t_{\text{cor}}$  (т. е. время релаксации к квазиравновесному распределению внутри ячейки) считается малой величиной по сравнению со средним временем выхода  $\tau$ , т. е. в случае медленной диффузии. Хотя вероятность переходов  $p$  зависит от времени в силу ускорения Ферми, однако связь его с коэффициентом диффузии  $D$  вдоль оси  $X$  остается прежней

$$D = \frac{\langle l_x^2 \rangle p}{2}, \quad (2)$$

где  $\langle l_x^2 \rangle \sim a^2$  — средний квадрат смещения вдоль оси  $X$ , зависящий от типа геометрической структуры решетки. Вероятность переходов  $p$  зависит от  $v = a_F t$ , согласно (1), получаем коэффициент диффузии, пропорциональный  $t$ . В результате получается, что диффузия вдоль оси  $X$  будет также ускоряться:

$$\langle x^2 \rangle = 2D_x t \sim t^2.$$

Видно, что квадрат смещения  $\langle \Delta x^2 \rangle$  пропорционален  $t^2$ , это — супердиффузия. Механизм возникновения аномальной диффузии отличен от классического, основанного на скачках Леви, и объясняется согласно

термодинамической интерпретации ускорения Ферми как повышение эффективной температуры частицы. Эта температура определяется как средняя кинетическая энергия частицы, которая, как известно, движется хаотически.

Очевидно, что такая качественная зависимость коэффициента диффузии от времени будет иметь место не только при выполнении приближения Махта–Цванцига, необходимого для получения точной аналитической формулы. К задаче о движении кластеров золота на графите применима только общая идея влияния ускорения Ферми на диффузию.

### 3. Соответствие теории ускорения Ферми и экспериментальных данных

На основе имеющихся данных эксперимента мы не можем определить, является ли диффузия кластера нормальной с большим значением коэффициента диффузии или супердиффузией. Для этого необходимы измерения на больших временах. Предложенный механизм ускорения Ферми позволяет объяснить как один тип диффузии, так и другой. Модель ускорения Ферми основана на предположении того, что импульс рассеивателя (графитовой подложки) много больше импульса частицы (кластера золота). Тогда мы можем пренебречь отдачей при соударениях. По мере роста скорости частицы это условие перестает выполняться и ускорение исчезает. Таким образом, можно ввести некоторую критическую скорость кластера (частицы)  $v_c$ , при достижении которой процесс ускорения Ферми  $a_F$  прекращается. Тогда простейшее уравнение, моделирующее изменение средней скорости частицы  $v < v_c$ , можно представить в следующем виде:

$$\dot{v} = -\gamma v + a_F \left(1 - \frac{v}{v_c}\right),$$

где  $\gamma$  — коэффициент трения. Решение этого уравнения при начальном условии  $v_0 < v_c$

$$v(t) = \frac{a_F}{\gamma + a_F/v_c} + \left(v_0 - \frac{a_F}{\gamma + a_F/v_c}\right) \exp\left(-\left(\gamma + \frac{a_F}{v_c}\right)t\right).$$

Получаем на малых временах некоторый рост скорости, близкий к линейному с коэффициентом пропорциональности  $a_F$ , а на больших временах стремление к постоянному значению  $v_\infty = \frac{a_F}{\gamma + a_F/v_c}$ . Этот результат хорошо согласуется с выводами, сделанными из компьютерного моделирования диффузии кластеров золота, описанного в работе [16]. Авторы показали, что на малых временах порядка наносекунд наблюдается супердиффузия, как это получалось во всех предыдущих работах. А на больших временах порядка микросекунд наблюдается обычная диффузия с большим коэффициентом диффузии. Причем это будет диффузия броуновской частицы, происходящая без долгого пребывания в потенциальной яме.

Значит, закон Аррениуса объясняется не активацией движения самого кластера, а слоя графита как целого в результате тепловых флуктуаций. Движение слоя графита, соответствующее движению рассеивателей, происходит между несколькими метастабильными состояниями без заметных смещений. Мы не знаем пока причин возникновения этих состояний. Возможно,

они вызваны дефектами кристаллической структуры или слой графита диффундирует относительно нижнего слоя (такая задача о диффузии на диффундирующем, в свою очередь, островке рассмотрена в работе [23]). Высота потенциального барьера между этими метастабильными состояниями соответствует энергии активации  $E_a$ . Тогда приведенные выше рассуждения из неверной гипотезы о барьерной активации движения кластера оказываются верными применительно к движению слоя графита. Аррениусовская экспонента  $\exp(-E_a/kT)$  характеризует отношение времени, в течение которого слой движется с кинетической энергией, близкой к  $E_a$ , ко времени пребывания в метастабильном состоянии. Тогда кинетическая энергия слоя, усредненная по времени, определяется соотношением

$$\langle u^2 \rangle M \approx E_a \exp(-E_a/kT),$$

это позволяет оценить  $\langle u^2 \rangle$  в (1).

Другой важный параметр ускорения Ферми — длину свободного пробега  $\lambda$  — приходится определить как подгоночный параметр. В каждый момент времени молекулы кластера взаимодействуют с молекулами подложки, и никакого свободного пробега в данной задаче нет. Очевидно, что этот статистический параметр много меньше размеров ячейки  $l_0$ . Можно только предположить, что эта длина обратно пропорциональна числу молекул нижней поверхности кластера, находящиеся в непосредственном контакте с подложкой,  $\lambda \sim N_{\text{Au}}^{-2/3}$ . Это хорошо согласуется с оценками зависимости коэффициента диффузии от размеров кластера [3]. Основным результатом тут является крайне слабая зависимость от размеров кластера, что еще раз свидетельствует, что в основе диффузии лежит тепловая активация не самого кластера, а подложки. Кроме того, это можно объяснить тем, что рост ускорения Ферми с увеличением размера кластера, компенсируется ростом трения.

Сделаем некоторые оценки. Слой графита в подложке содержит порядка  $N = 10^8$  атомов углерода, что соответствует размерам подложки  $2.5 \cdot 10^{-6}$  м. Таким образом, его масса  $M = N \cdot 10^{-26} = 10^{-18}$  кг  $\gg m = 10^{-22}$  кг. Значит, соблюдаются условия применимости теории бильярдных. При больших временах скорость частицы равна  $v_\infty = a_F / (\gamma + a_F/v_c)$ . Если трение мало, что выполняется для движения кластеров золота на поверхности графита, то  $v_\infty \approx v_c$ . Критическую скорость можно оценить из предположения, что эффект ускорения Ферми перестает действовать, когда импульс частицы становится сравнимым с импульсом рассеивателя,  $v_c m \approx u_0 M$ . Следовательно,

$$v_c = \frac{\sqrt{E_a M}}{m} = \frac{\sqrt{10^{-19} \cdot 10^{-18}}}{10^{-22}} = 10^3 \text{ м/с.}$$

Коэффициент диффузии, в предположении что происходит диффузия идеального газа, равен  $D = lv$ . Отсюда можно оценить скорость частицы, учитывая, что  $D = 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с и  $l = 10^{-9}$  м:

$$v = \frac{D}{l} = 1 \text{ м/с} \ll v_c.$$

а это значит, что эффект ускорения Ферми все еще действует, т.е. скорость линейно растет со временем. Отсюда видно, что существует ограничение сверху на

массу кластера для применения модели ускорения Ферми. Для кластеров с массой в 100 раз больше критическая скорость окажется одного порядка с характерной. Кроме того, существует ограничение и снизу, связанное с тем, чтобы кластер можно было рассматривать как некоторое твердое тело с характерным размером решетки.

Из сказанного выше следует, что  $\langle x^2 \rangle = D \cdot t = lat \cdot t$ . Если подставить в формулу для ускорения Ферми скорость движения кластера вместо скорости рассеивателя, то получим в окончательном варианте

$$D = a_F t \cdot l = \frac{ltE_a}{\lambda M} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right).$$

В эту формулу входит как аррениусовская экспонента, так и зависимость от времени, которой можно объяснить большое значение предэкспоненциального фактора.

Эксперимент проводился на временах порядка наносекунд ( $\tau \sim 10^{-9}$  с). Подставляя это время в коэффициент диффузии, получаем ускорение, с которым должна была двигаться частица,  $a \approx 10^9$  м/с<sup>2</sup>. Подставим это значение в формулу для ускорения Ферми

$$10^9 = a_F = \frac{u_0^2}{\lambda} = \frac{E_a \cdot \exp(-E_a/kT)}{M\lambda} = \frac{10^{-9}}{\lambda}.$$

Отсюда получаем оценку для подгоночного параметра  $\lambda = 10^{-18}$  м.

## Заключение

Важно отметить, что все компьютерные эксперименты [9] дают результаты, хорошо согласующиеся с реальным экспериментом на качественном уровне, например форма растущих островков. Некоторые количественные соответствия также оказываются очень точными, например температуры плавления свободных кластеров и кластеров на подложке. Но применительно к зависимости диффузии от температуры есть большие количественные расхождения. Экспериментальное значение коэффициента диффузии при комнатной температуре, рассматриваемое в нашей работе, достигается при компьютерном моделировании только при 500 К, что, учитывая экспоненциальный характер зависимости от обратной температуры, оказывается существенной разницей. Это расхождение хорошо объясняется тем, что в компьютерных вычислениях не рассматривалось движение слоя как целого и влияние термостата проявлялось только в воздействии ближайших к кластеру атомов подложки. Только коллективными эффектами в подложке, а именно особенностью слоистого строения графита, можно объяснить эффективную передачу энергии от графита кластеру. Большая энергия взаимодействия атомов внутри слоя и малое взаимодействие между слоями позволяет рассмотреть движение слоя графита как целого с определенной энергией активации. Причем это движение можно считать аналогичным движению рассеивателя в модели газа Лоренца. Это доказывает принципиальную применимость теории бильярдных к задаче о движении кластеров золота на графите.

Для создания более точной модели диффузии кластеров на поверхности графита необходимы допол-

нительные данные о влиянии структуры и размеров графитовой подложки на тепловые флуктуации в нем. Также необходимы данные о диффузии кластеров золота на больших временах для того, чтобы иметь возможность отличить обычную диффузию от супердиффузии, а также данные о диффузии кластеров другого размера и химического состава на графите.

Авторы выражают благодарность профессору **А. Ю. Лоскутову** и профессору В. И. Емельянову за ряд ценных замечаний.

### Список литературы

1. *Perez A., Melinon P., Dupuis V. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys.* 1997. **30**. P. 709.
2. *Perez A., Bardotti L., Prevel B. et al. // New J. Phys.* 2002. **4**. P. 76.1.
3. *Jensen P. // Rev. Mod. Phys.* 1999. **71**, N 5. P. 1695.
4. *Bardotti L., Jensen P., Hoareau A. et al. // Phys. Rev. Lett.* 1995. **74**, N 23. P. 4694.
5. *Bardotti L., Tournus F., Mrelinon P. et al. // Phys. Rev. B.* 2011. **83**. P. 035425.
6. *Bardotti L., Prerovel B., Treilleux M. et al. // Applied Surface Sci.* 2000. **164**. P. 52.
7. *Perez A., Melinon P., Dupuis V. et al. // Intern. J. Nanotechnol.* 2010. **7**, N 4–8. P. 523.
8. *Deltour P., Barrat J.L., Jensen P. // Phys. Rev. Lett.* 1997. **78**. P. 4597.
9. *Lewis L.J., Jensen P., Combe N., Barrat J.-L. // Phys. Rev. B.* 2000. **61**. P. 16084.
10. *Fermi E. // Phys. Rev.* 1949. **75**. P. 1169.
11. *Ulam S.M. // Proc. 4<sup>th</sup> Berkeley Symp. on Math. Stat. and Probability.* 1961. **3**. P. 315.
12. *Loskutov A., Ryabov A.B., Akinshin L.G. // J. Phys. A.* 2000. **33**, N 44. P. 7973.
13. *Акиншин Л.Г., Лоскутов А.Ю., Рябов А.Б. // ЖЭТФ.* 1999. **116**. С. 1781.
14. *Лоскутов А.Ю. // Успехи физ. наук.* 2007. **177**. С. 989.
15. *Chen L.J., Bessho N., LeFebvre B. et al. // Phys. of plasmas.* 2009. **16**. P. 056501.
16. *Maruyama Yu., Murakami Ju. // Phys. Rev. B.* 2003. **67**. P. 085406.
17. *Ferron J., Miranda R., de Miguel J.J. // Phys. Rev. B.* 2009. **79**. P. 245407.
18. *Лоскутов А.Ю., Краснова А.К., Чичигина О.А. // Актуальные проблемы стат. радиофиз.* 2008. **7**. С. 3.
19. *Лоскутов А.Ю., Рябов А.Б., Краснова А.К., Чичигина О.А. // Нелинейная динамика.* 2010. **7**. С. 1.
20. *Loskutov A., Chichigina O., Ryabov A. // IJBC.* 2008. **18**, N 9. P. 2863.
21. *Chichigina O.A., Schimansky-Geier L., Romanovsky Yu.M. // IJBC.* 2008. **18**, N 9. P. 2769.
22. *Machta J., Zwanzig R. // Phys. Rev. Lett.* 1983. **50**. P. 1959.
23. *Булушова Л.С., Чичигина О.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2010. № 2. С. 31.

### Fermi acceleration as a possible mechanism of quick golden clusters diffusion on graphite

**A. K. Krasnova<sup>a</sup>, O. A. Chichigina<sup>b</sup>**

*Department of General Physics and Wave Processes, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

*E-mail: <sup>a</sup>sasha\_krasnova@yahoo.com, <sup>b</sup>chichigina@ilc.edu.ru.*

Gold nanoclusters diffusion on upper layer of graphite is examined. The solution of contradiction between extremely large diffusion coefficient and its dependance on temperature according to Arrhenius law is presented. Cluster motion is modeled according to the billiards theory. The possibility of Fermi acceleration as the result of interactions with graphite is considered.

*Keywords:* Surface diffusion, Fermi acceleration, nanoclusters, Arrhenius law.

*PACS:* 05.40.Jc, 68.35.Md, 68.43.Jk, 36.40.Sx.

*Received 14 June 2011.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2012).

### Сведения об авторах

1. Краснова Александра Кирилловна — студентка; тел.: (495) 939-26-12, e-mail: sasha\_krasnova@yahoo.com.
2. Чичигина Ольга Александровна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-26-12, e-mail: chichigina@ilc.edu.ru.