Физика низких температур, 1997, т. 23, № 2, с. 190–196

Формирование и рост кристаллической фазы в кластерах инертных газов

С. И. Коваленко, Д. Д. Солнышкин, Е. А. Бондаренко, Э. Т. Верховцева

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: sktb@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 24 июня 1996 г.

Проведено электронографическое исследование структуры кластеров, сформировавшихся в сверхзвуковых струях тяжелых инертных газов. Установлено, что в агрегациях, состоящих из $N \geq 2 \cdot 10^3$ атомов/кластер, реализуется кристаллическая ГЦК структура с дефектами упаковки (ДУ) «деформационного» типа. Плотность ДУ является линейной функцией $N^{-1/3}$. Число «дефектных» плоскостей не зависит от размера кластера и во всех случаях равно четырем. Такое количество пересекающихся ДУ приводит к появлению на всех ограняющих кубооктаэдр плотноупакованных плоскостях незарастающих атомных ступеней, обеспечивающих быстрый и в дальнейшем бездефектный рост кластера. Полученные результаты экспериментально подтверждают важную роль кинетического фактора в формировании атомной структуры кластера.

Проведено електронографічне дослідження структури кластерів, зформованих в надзвукових струменях важких інертних газів. Встановлено, що в агрегаціях, які складаються з $N \geq 2 \cdot 10^3$ атомів/кластер, реалізується кристалічна ГЦК структура з дефектами пакування (ДП) «деформаційного» типу. Густина ДП є лінійною функцією $N^{-1/3}$. Кількість «дефектних» площин не залежить від розміру кластера і в усіх випадках дорівнює чотирьом. Така кількість перетинаючихся ДП призводить до появи на всіх щильнопакованих площинах, які ограняють кубооктаедр, незарастаючих атомних сходинок, які забезпечують швидке і в подальшому бездефектне зростання кластера. Отримані результати експериментально підтверджують важливу роль кінетичного фактора в формуванні атомної структури кластера.

PACS: 61.46.+w, 81.10.Aj

Интерес фундаментальной науки к структуре и физическим свойствам кластеров обусловлен их промежуточным положением между одиночными атомами (молекулами) и макроскопической системой — твердым телом или жидкостью. Кроме того, данные о свойствах кластеров важны для решения проблем физики фазовых переходов, поверхности и поверхностных процессов. Значительный интерес вызывают механизмы формирования структуры кластеров, кинетика их роста и установление этапов, на которых завершается формирование того или иного свойства твердого тела.

В последние годы широкое распространение получили исследования, выполненные на свободных от подложки кластерах, сформировавшихся в результате гомогенного зародышеобразования в изоэнтропийно расширяющейся газовой струе. На заключительном этапе роста такие кластеры имеют достаточно высокую температуру, что способствует быстрому протеканию релаксационных процессов и достижению равновесного состояния.

До недавнего времени основным критерием при выборе оптимальной структурной модели кластера являлась максимизация энергии связи образующих его частиц. На основании анализа обширного теоретического материала, полученного в рамках указанного подхода, в работе [1] была построена диаграмма зависимости структуры от размера кластера N, состоящего из частиц Ленард-Джонса. Согласно этой диаграмме, для $N \leq 1{,}5 \cdot 10^3$ атомов/кластер энергетически наиболее выгодным является икосаэдр, а при бóльших N — декаэдр. Минимальный размер стабильного кубооктаэдрического ГЦК кластера должен превышать 10^5 атомов/кластер. Однако электронографические исследования [2–4] подтвердили возникновение ГЦК структуры уже в области $N \sim 10^3$ атомов/кластер. В работе [1] было высказано предположение о существенном влиянии на формирование структуры такого кинетического процесса, как рост агрегации, и теоретически показано, что реализация в кластерах аргона энергетически менее выгодной ГЦК структуры возможна при наличии дефектов упа-

© С. И. Коваленко, Д. Д. Солнышкин, Е. А. Бондаренко, Э. Т. Верховцева, 1997

ковки (ДУ), способствующих быстрому и в дальнейшем бездефектному росту агрегации. Предварительные экспериментальные данные, подтверждающие это предположение, были нами изложены на примере кластеров криптона в кратком сообщении [5]. Настоящая работа представляет собой детальное электронографическое исследование кластеров аргона, криптона и ксенона с целью обнаружения, идентификации и определения количества ДУ в малых кристаллических агрегациях тяжелых инертных газов. В публикацию также включено подробное описание некоторых методических аспектов проводившихся исследований.

Методика эксперимента

Исследования проводились на установке, состоявшей из генератора сверхзвукового кластерного пучка и электронографа ЭМР-100М. Подробное описание установки дано в [4]. Для создания сверхзвуковой струи газа использовалось коническое сопло с диаметром критического сечения 0,34 мм, углом раствора конуса 8,6° и отношением площадей входного сечения к критическому 36,7. Коллимирование газового потока осуществлялось с помощью конусной диафрагмы диаметром 1,09 мм. Расстояние между торцом сопла и диафрагмой составляло 5 мм. Точка пересечения кластерного пучка с электронным удалена от среза сопла на 110 мм. Распределение кластеров по размерам, а следовательно, и средний размер $\overline{N}$ задавались давлением газа P_0 на входе в сопло при постоянной температуре $T_0 = 200$ К. Величина P_0 изменялась от 0,027 до 0,6 мПа. Конструкция электронографа позволяла осуществлять регистрацию дифракционных картин как электрометрическим, так и фотографическим способом. В первом случае с помощью противополя можно было устранять значительную часть некогерентно рассеянных электронов, что существенно повышало точность определения формы дифракционных пиков. Фотографическая регистрация применялась для прецизионных замеров диаметров дифракционных колец. Типичная дифрактограмма от крупных кристаллических кластеров инертных газов представлена на рис. 1. Дифрактограмма получена от кластерного пучка аргона, сформированного при $P_0 = 0{,}6$ мПа и $T_0 = 150$ К. Положения и относительные интенсивности дифракционных максимумов соответствуют ГЦК структуре агрегаций. Для надежного обнаружения, идентификации и вычисления плотности дефектов упаковки, а также установления характеристических размеров кристаллитов требуется

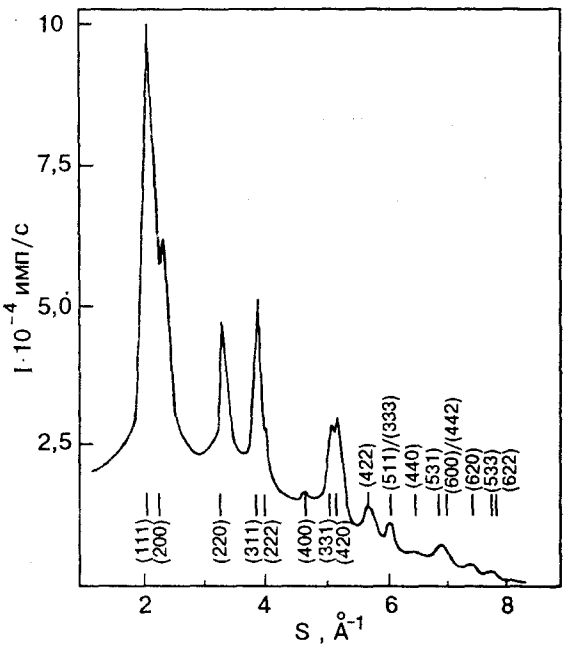

Рис. 1. Дифрактограмма от кластерного пучка аргона; $\overline{N} \approx \approx 2{,}5 \cdot 10^4$ атомов/кластер, $s = 4\pi \sin\theta/\lambda$, где θ — брэгговский угол.

прецизионное определение инструментальной ширины электронного пучка b_0 и константы прибора $L_{\text{eff}}\lambda$, где L_{eff} — эффективное расстояние от образца до коллектора электронов; λ — длина электронной волны. Для нахождения указанных величин использовался эталон — островковая пленка хлорида таллия, напыленная на прозрачную для электронов подложку. Измерение b_0 и $L_{\text{eff}}\lambda$ осуществлялось до истечения газовой струи в вакуум, при этом эталон устанавливался в области пересечения кластерного и электронного пучков. Величину b_0 определяли по полуширине дифракционных максимумов эталона. Корректность такого способа определения b_0 обоснована достаточно большим размером областей когерентного рассеяния (ОКР) хлорида таллия. Согласно электронномикроскопическим наблюдениям [6], этот размер составляет 400–500 Å. Значение $L_{\text{eff}}\lambda$ находилось по методике, подробно описанной в [7].

Специфика рассматриваемых в настоящей работе вопросов требует не только прецизионного определения положений центров тяжестей дифракционных максимумов, но и анализа их формы, что позволит исключить влияние на ширину и профиль пиков таких факторов, как ширина щелевой диафрагмы H, относительно которой сканируется дифракционная картина, а также интенсивность электронного пучка I_0, формирующего дифрак-

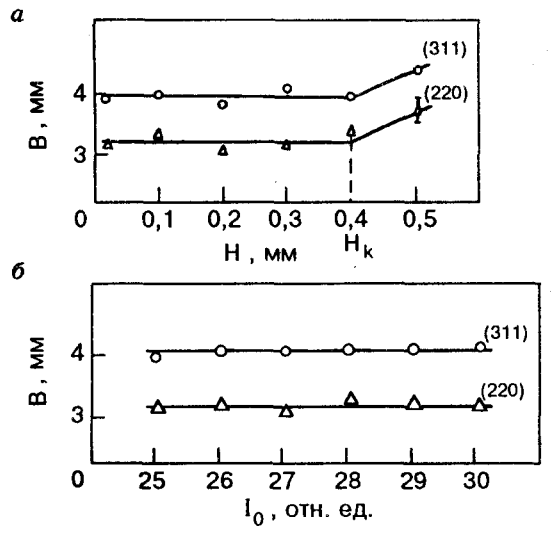

Рис. 2. Зависимости полуширины дифракционных максимумов (220) и (311) на дифрактограммах кластерного пучка аргона ($\overline{N} \approx 2 \cdot 10^4$ атомов/кластер) от ширины щели сканирования (*а*) и от интенсивности первичного пучка электронов I_0 (*б*).

ционную картину. Для определения значения $H = H_k$, ниже которого изменение ширины щели входной диафрагмы не влияет на форму пика, снималась зависимость полуширины дифракционных максимумов B_{hkl} от H. Ширина щели изменялась от 0,02 до 0,5 мм. Результаты представлены на рис. 2,*а*. Здесь по оси абсцисс отложена ширина щели, а по оси ординат — полуширина пиков (220) и (311) на дифрактограмме от кластерного пучка аргона с $\overline{N} \approx 2 \cdot 10^4$ атомов/кластер. Из графика видно, что для $H < H_k = 0{,}4$ мм значения B_{hkl} практически не зависят от H. С увеличением размытия дифракционных пиков H_k смещалось в область бóльших значений и наоборот. В случае наиболее острых максимумов, как это имело место на дифрактограммах от эталона TlCl, $H_k = 0{,}3$ мм. Поэтому в дальнейших экспериментах ширина щели устанавливалась не больше 0,25 мм. На рис. 2,*б* по оси абсцисс отложена интенсивность первичного электронного пучка, а по оси ординат — полуширина пиков (220) и (311) Ar_N. Минимальное значение I_0 удовлетворяло требованиям надежной регистрации дифракционных максимумов средней интенсивности. Как видно из графика, в пределах разумных значений I_0 полуширины дифракционных максимумов практически не зависят от интенсивности первичного пучка.

Одной из центральных задач физики кластерных пучков является определение среднего размера кластеров. В данной работе характеристический средний размер кристаллических кластеров $\delta \sim \overline{N}^{1/3}$, определялся с помощью соотношения Селякова—Шеррера (СШ) по данным о полном уширении дифракционных максимумов и уширении, вызванном дефектами упаковки. Корректность применения соотношения СШ для кристаллических кластеров с ГЦК структурой и средним размером $\overline{N} > 10^3$ атомов/кластер основывалась на расчетах, выполненных в [8]. Кроме того, нами проводилось сопоставление размеров ОКР, полученных двумя независимыми методами: электронографическим с привлечением уравнения СШ и электронномикроскопическим. Контрольные измерения осуществлялись на островковых пленках золота, полученных термическим испарением Au в высоком вакууме с последующим осаждением его на аморфную угольную пленку-подложку. Значения δ, полученные как одним, так и другим методом, оказались в хорошем согласии между собой. Расхождение составляло менее 10%, т.е. не превышало погрешности определения δ электронографическим методом.

В соответствии с теорией рассеяния рентгеновских лучей [9] характеристический размер кластеров вычислялся по формуле

$$1/\delta = 1/\delta^* - 1/\delta_s, \qquad (1)$$

где δ^* — эффективный размер, определенный по полному уширению дифракционного максимума с помощью соотношения СШ; $1/\delta_s$ — уширение, обусловленное ДУ. Согласно теории,

$$\delta_s = \frac{d_{111}}{1{,}5\alpha + \beta} \frac{1}{j \cos \varphi}, \qquad (2)$$

где d_{111} — расстояние между плотноупакованными слоями; $j \cos \varphi$ — параметр, характерный для данного семейства плоскостей; α — плотность ДУ «деформационного» типа; β — плотность двойниковых (ростовых) ДУ.

Критерием присутствия дефектов упаковки «деформационного» типа в ГЦК кластерах является определенная закономерность в смещении дифракционных максимумов относительно их положения в бездефектном кристалле [9]. Кроме того, размытие и значительное смещение навстречу друг другу определенных близлежащих пиков приводит к их плохому разрешению. К таким пикам относятся, например, (111) и (200), а также (331) и (420). Наличие двойниковых ДУ не вызывает смещения дифракционных максимумов, а лишь приводит к некоторому их асимметричному уширению. Анализ полученных дифрактограмм не обнаружил асимметрии пиков, что позволило сделать вывод о малой плотности двойниковых ДУ.

Величину β определяли следующим образом. В случае изомерного кластера (предположение вполне оправданное для агрегации, сформировавшейся в расширяющейся газовой струе) разность полных уширений двух дифракционных максимумов (hkl) и $(h'k'l')$, как следует из соотношений (1) и (2), равна $C(1{,}5\alpha + \beta)$, где

$$c = L_{\text{eff}}\lambda\left[(j\cos\varphi)_{hkl} - (j\cos\varphi)_{h'k'l'}\right]/d_{111} .$$

Поскольку величина α находится из независимых измерений положения дифракционных максимумов, указанная разность однозначно определяет величину β. Как показали наши эксперименты, во всех рассмотренных случаях плотность ДУ «двойникового» типа в пределах погрешности измерений равнялась нулю. Величина α вычислялась по смещению центров тяжести дифракционных максимумов относительно их положения в бездефектном кристалле. Для нахождения последнего использовался эталон — дифракционное кольцо (311) исследовавшегося объекта, диаметр которого не изменялся в присутствии ДУ. Значения α рассчитывались по формулам Патерсона [10], которые в случае дифракции быстрых электронов из-за малости брэгговских углов можно преобразовать к виду [11]

$$\Delta D_{SP}/D = Gj\alpha^*/2 , \qquad (3)$$

где $\Delta D_{SP}/D$ — относительное изменение диаметра дифракционного кольца под влиянием ДУ; G — постоянная величина для данного семейства плоскостей $\{hkl\}$, усредненная по всем группам плоскостей (hkl) с одинаковым смещением; j — доля плоскостей семейства $\{hkl\}$, на которые влияют ДУ; α^* — параметр, связанный с плотностью ДУ соотношением

$$\alpha^* = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}}\left[\frac{1}{2} - \frac{3}{2\pi}\operatorname{arctg}\sqrt{3}\,(1-2\alpha)\right] . \qquad (4)$$

Для нахождения α с помощью прецизионного компаратора ИЗА-2 измерялись диаметры дифракционных колец (111) и (220). Относительно высокая интенсивность и четкость выбранных максимумов обеспечили вполне приемлемую точность измерений. В большинстве случаев относительная погрешность определения α не превышала 20%.

Результаты и их обсуждение

Как уже отмечалось, стоявшая перед нами задача заключалась в обнаружении и определении плотности ДУ в кристаллических кластерах инертных газов. Первоочередным этапом в ее решении являлось определение области давлений P_0, при которых кластерные пучки преимущественно состоят из кристаллических агрегаций. Для этого мы воспользовались следующим аргументом. Согласно расчетам [8], подтвержденным результатами электронографических наблюдений [3,4], переход от ГЦК структуры к икосаэдрической вызывает резкое уширение дифракционных максимумов с последующим изменением характера зависимости полуширины пиков от размера рассеивающих агрегаций. На рис. 3 представлена построенная на основании анализа полученных дифрактограмм зависимость эффективного радиуса кластеров $\delta^*/2$ от давления P_0 для кластеров трех исследованных газов. Значения обеих величин приведены в логарифмическом масштабе. Напомним, что δ^* определялось с помощью соотношения СШ по полуширине дифракционных пиков ($\delta^* \sim B_{hkl}^{-1}$). Как видно из рисунка, для кластеров Ar_N, Kr_N и Xe_N существует область давлений, выше которой экспериментальные точки хорошо укладываются на прямую, соответствующую зависимости $\delta^* \sim P_0^{0,61}$. При меньших P_0 наблюдается более быстрое падение δ^* (более быстрое размытие пиков), что в соответствии с данными [4] свидетельствует о преобладании в кластерном пучке икосаэдрических агрегаций. В дальнейшем исследования проводились для давлений P_0, при которых преимущественно формировались кристаллические кластеры.

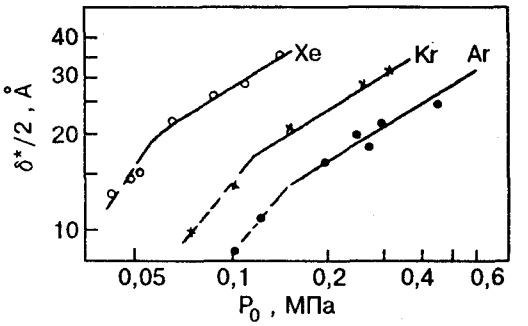

Рис. 3. Зависимость эффективного радиуса кластеров $\delta^*/2$ от давления на входе сопла (T_0 = 200 K): Ar_N (●); Kr_N (×); Xe_N (○).

На рис. 4,*а,б,в* приведены дифрактограммы кластерных пучков аргона, криптона и ксенона соответственно. Для всех трех типов кластерных пучков экспериментально наблюдавшиеся дифракционные картины обнаруживают особенности, типичные для ГЦК структуры с «деформационными» дефектами упаковки: смещение пиков (111) и (220) в сторону больших углов дифракции; плохое разделение максимумов (111) и (200), а также

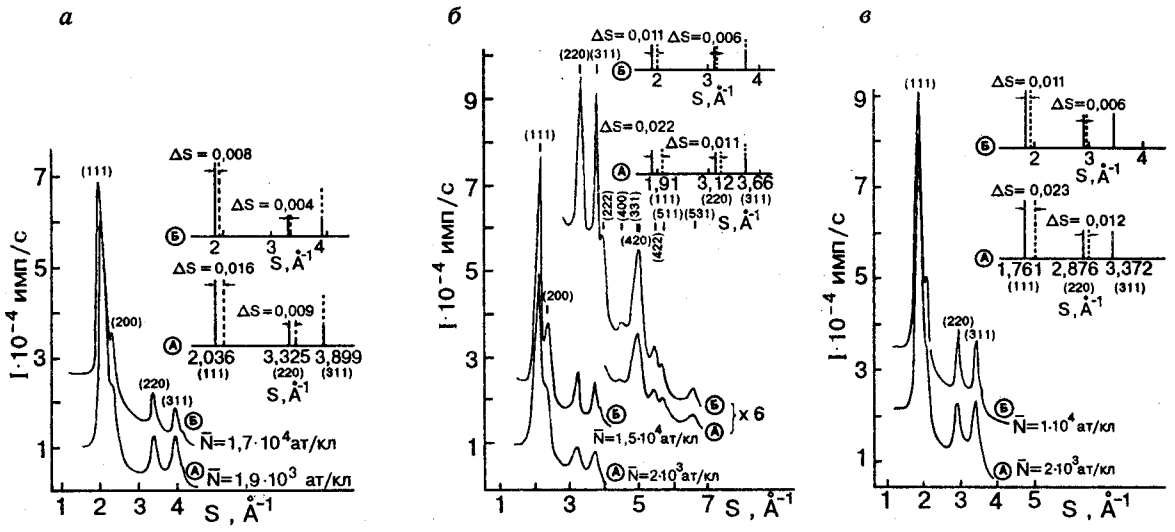

Рис. 4. Дифрактограммы кластеров: Ar_N (*а*); Kr_N (*б*); Xe_N (*в*). На вставках показаны расчетные положения дифракционных максимумов для бездефектных кластеров (———) и наблюдавшиеся в эксперименте (- - -); $s = 4\pi \sin\theta/\lambda$.

(331) и (420), обусловленное как уширением, так и смещением их навстречу друг другу. О величинах и характере смещений можно судить по вставкам на соответствующих рисунках, на которых сплошными линиями обозначены положения дифракционных максимумов для бездефектных ГЦК кластеров, пунктиром — значения, полученные из эксперимента. Как видно из рисунка, с увеличением среднего размера кластеров несоответствие между положениями рассчитанных максимумов для бездефектных агрегаций и наблюдавшимися в эксперименте уменьшается, а расщепление пиков (111) и (200) увеличивается. Заметим, что с уменьшением среднего размера кристаллических кластеров увеличивается вклад в дифракционную картину как поверхности, так и квазикристаллической структуры. Однако инициированные этими вкладами возможные изменения в распределении интенсивности дифрагированных пучков не затрагивают особенности, позволяющие обнаружить и идентифицировать ДУ. В дальнейшем результаты наблюдений были использованы для нахождения истинного (с учетом ДУ) радиуса кристаллических кластеров $\delta/2$. Данные, полученные для Ar_N, Kr_N и Xe_N, представлены на рис. 5. Здесь в логарифмическом масштабе по оси ординат отложены значения $\delta/2$, а по оси абсцисс — P_0. Шкалы давлений для разных инертных газов разнесены друг относительно друга, согласно закону «соответствующих струй» [12]. Как видно из графика, экспериментальные точки, относящиеся к кластерам Ar_N, Kr_N и Xe_N, хорошо укладываются на единую прямую с угловым коэффициентом 0,61. Такое же значение углового коэффициента было получено в [12,13] для кластеров аргона в широком диапазоне средних размеров при использовании звукового сопла и подтверждено на этом же объекте для сверхзвукового сопла [4,14]. Анализ рис. 3 и 5 показал, что в кластерных пучках со средним радиусом агрегаций большим 26–30 Å (конкретная величина зависит от сорта газа) преобладают кристаллические кластеры. Это означает, что кристаллические кластеры преобладают в пучках с $\bar{N} \geq 2 \cdot 10^3$ атомов/кластер. В связи с этим необходимо отметить, что ранее опубликованное нами [4] значение $N \approx 800$ атомов/кластер, выше которого в кластерных пучках аргона преобладают кристаллические агрегации, является заниженным из-за неучета дефектов упаковки.

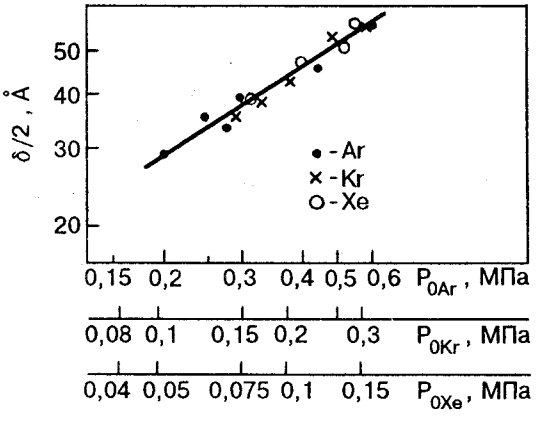

Рис. 5. Зависимость истинного радиуса кластеров $\delta/2$ от давления газа на входе в сопло P_0 при постоянной температуре $T_0 = 200$ K: Ar_N (●); Kr_N (×); Xe_N (○).

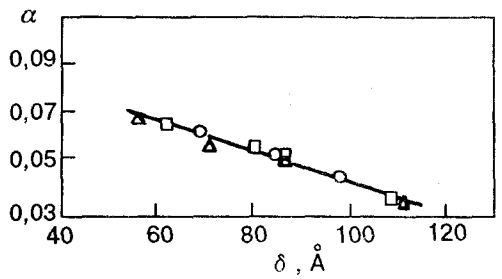

Рис. 6. Изменение плотности ДУ в зависимости от размера кластеров: Ar_N (△); Kr_N (○); Xe_N (□)

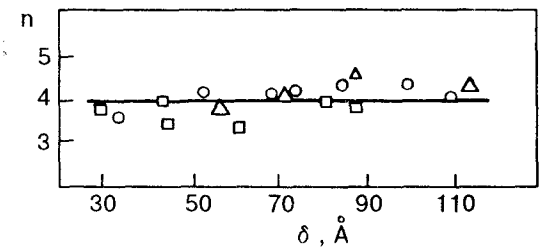

Рис. 7. Число «дефектных» плоскостей n_{SF} в кристаллических кластерах различного размера: Ar_N (△); Kr_N (○); Xe_N (□).

Плотность ДУ как функция характеристического размера кристаллических кластеров представлена на рис. 6. Из графика видно, что значения α для кластеров всех исследованных газов в пределах погрешности измерений хорошо укладываются на одну прямую и с увеличением размера кристаллической агрегации, а следовательно, и общего числа плотноупакованных плоскостей n плотность ДУ монотонно уменьшается. Если учесть, что

$$\alpha = n_{SF}/n\,, \qquad (5)$$

где n_{SF} — число дефектов упаковки, то наблюдавшаяся закономерность свидетельствует о постоянстве или незначительном изменении n_{SF} в процессе роста кластера.

Для определения n_{SF} воспользуемся соотношением (5), а также тем, что

$$n = 3\delta/d_{111}\,. \qquad (6)$$

Тогда

$$n_{SF} = 3\sqrt{3}\,\alpha\delta/a\,, \qquad (7)$$

где a — постоянная решетки кристаллического кластера соответствующего инертного газа. Результаты расчета зависимости $n_{SF}(\delta)$ по формуле (7) представлены на рис. 7. Как следует из графика, в кластерах разных размеров содержится одинаковое количество дефектов упаковки, равное четырем. Полученный результат справедлив для всех исследованных газов и свидетельствует о том, что ДУ возникают на ранних стадиях формирования ГЦК кластеров, дальнейший рост которых реализуется бездефектным способом.

Таким образом, анализ полученных результатов свидетельствует о том, что в кластерах тяжелых инертных газов, размер которых $N \geq 2\cdot 10^3$ атомов/кластер ($\delta/2 \geq 26$–30 Å), реализуется ГЦК структура с дефектами упаковки «деформационного» типа. Последние можно рассматривать как малые области ГПУ фазы, внедренные в ГЦК структуру. Возникновение ГПУ фазы облегчено, по-видимому, исчезающе малым энергетическим различием ГПУ и ГЦК упаковок в случае атомов инертных газов. Более того, как известно [15], расчет, учитывающий лишь парное взаимодействие частиц, предсказывал для отвердевших инертных газов большую стабильность ГПУ структуры. Согласно теоретическому рассмотрению [16], источником пересекающихся ДУ могут служить локальные области кластера, обладающие симметрией пятого порядка. Как показали результаты исследований, количество дефектов упаковки не зависит от размера атомного комплекса и во всех случаях равно четырем. Такое количество проходящих через весь кластер пересекающихся дефектов упаковки приводит к появлению на всех ограняющих кубооктаэдр плотноупакованных плоскостях незарастающих ступеней такого же типа, как и при выходе на поверхность винтовой дислокации. Дальнейший рост кластера не требует возникновения на плотноупакованных гранях новых зародышей, так как реализуется за счет захвата вновь поступающих атомов образовавшимися ступенями. При этом не нарушается регулярность в укладке атомов, что исключает появление новых дефектов упаковки. Последнее обстоятельство приводит к тому, что плотность ДУ по мере роста агрегации уменьшается. Таким образом, результаты наших наблюдений указывают на значительную роль кинетического фактора в формировании структуры кластера и являются достаточно убедительным экспериментальным подтверждением гипотезы, высказанной автором работы [1]. Полученные экспериментальные данные указывают на важную роль дефектов упаковки в формировании кристаллической структуры кластера. Реализация в отвердевших тяжелых инертных газах ГЦК фазы, по-видимому, в значительной мере обусловлена присутствием пересекающихся ДУ, которые только в ГЦК решетке (но не ГПУ) могут обеспечить весьма быстрый и бездефектный в дальнейшем рост кристалла.

1. B. W. van de Waal, *J. Chem. Phys.* 98, 4909 (1993).
2. J. Farges, M. F. de Feraudy, B. Raoult, and G. Torchet, *Adv. Chem. Phys.* 70, 45 (1988).
3. J. W. Lee and G. D. Stein, *Surface Sci.* 156, 112 (1985).
4. С. И. Коваленко, Д. Д. Солнышкин, Э. Т. Верховцева, В. В. Еременко, *ФНТ* 20, 961 (1994).
5. S. I. Kovalenko, D. D. Solnyshkin, E. T. Verkhovtseva, and V. V. Eremenko, *Chem. Phys. Lett.* 250, 309 (1996).
6. С. И. Коваленко, П. Е. Торяник, *Кристаллография* 35, 1303 (1990).
7. Б. К. Вайнштейн, *Структурная электронография*, Изд-во АН СССР, Москва (1956).
8. J. W. Lee and G. D. Stein, *J. Chem. Phys.* 91, 2450 (1987).
9. В. И. Иверонова, Г. П. Ревкевич, *Теория рассеяния рентгеновских лучей*, Изд-во МГУ, Москва (1972).
10. M. S. Patterson, *J. Appl. Phys.* 23, 805 (1952).
11. Ю. Ф. Комник, *ФТТ* 6, 873 (1964).
12. O. F. Hagena and W. Obert, *J. Chem. Phys.* 56, 1793 (1972).
13. J. Farges, M. F. de Feraudy, B. Raoult, and G. Torchet, *J. Chem. Phys.* 84, 3491 (1986).
14. R. Karnbach, M. Joppien, J. Stapelfeldt, J. Wörmer, and T. Möller, *Rev. Sci. Instrument* 64, 2838 (1993).
15. T. H. K. Barron and C. Domb, *Proc. Roy. Soc.* A227, 447 (1955).
16. B. W. van de Waal, *J. Cryst. Growth* 158, 153 (1996).

Crystal phase generation and growth in rare-gas clusters

S. I. Kovalenko, D. D. Solnyshkin, E. A. Bondarenko, and E. T. Verkhovtseva

Electron-diffraction study of the structure of clusters generated in supersonic jets of heavy rare gases is carried out. It is found that aggregations consisting of $N \geq 2 \cdot 10^3$ atoms/cluster reveal a crystal fcc structure with stacking faults (SF) of a «deformation» type. The SF density is a linear function of $N^{-1/3}$. The number of «defect» planes is independent of the size of an atomic complex and in each case is equal to four. This number of intercrossing SFs gives rise to nonvenishing atomic steps in all close-packed planes faces the cubic octahedron. The steps provide rapid and defectless growth of a cluster. The results obtained are the experimental evidence of an importance of the kinetic factor in the cluster stricture formation.