

Особенности кинетики фазового разделения твердых растворов ^3He – ^4He при различных пересыщениях

© В.А Майданов

Физико-технический институт низких температур Академии наук Украины,
310164 Харьков, Украина
E-mail: maidanov@ilt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 1 февраля 1999 г.)

Изучена кинетика фазового разделения твердых растворов ^3He – ^4He при различных пересыщениях Δx с помощью прецизионных измерений давления. Установлено, что характеристические времена фазового разделения не зависят от степени пересыщения и определяются конечной температурой, до которой охлаждался кристалл. Поведение эффективного коэффициента диффузии, обеспечивающего соответствующий массоперенос, не может быть описано в рамках примесной модели подвижности атомов ^3He в кристалле ^4He .

Проведенные в последнее время экспериментальные исследования кинетики фазового разделения слабых твердых растворов ^3He – ^4He обнаружили новые особенности подвижности атомов ^3He в процессе фазового перехода [1,2]. Было показано, что зависимость характеристического времени распада τ от температуры носит немонотонный характер. При охлаждении образца в области фазового разделения небольшими ступеньками величина τ сначала уменьшается, при $T \simeq 100$ – 110 мК наблюдается минимум, а при дальнейшем понижении температуры время фазового разделения возрастает.

Такое поведение τ не следует из примесной модели, описывающей кинетику квазичастиц ^3He в твердом растворе [3]. При понижении температуры концентрация ^3He в матрице ^4He экспериментально уменьшается и в соответствии с законом $1/x$, характерным для квантовой диффузии [4], времена фазового разделения также должны уменьшаться.

Среди экспериментальных данных, приведенных в работе [1] и полученных при охлаждении раствора малыми ступеньками, на рис. 5 работы [1] показан также результат однократного охлаждения от $T_i = 230$ мК до $T_f = 110$ мК. Этот результат оказался в хорошем согласии с данными, полученными при охлаждении малой ступенькой $T_i = 125$ мК до той же температуры $T_f = 110$ мК. Данный факт является весьма неожиданным, поскольку в этих случаях фазовое разделение происходило при сильно отличающихся $\Delta T = T_i - T_f$ (соответственно 120 и 15 мК) и соответствующих пересыщениях раствора Δx (1.9 и 0.25% ^3He).

Более подробное экспериментальное изучение этого эффекта и явилось целью данной работы. В экспериментах измерялась временная зависимость давления исследуемого кристалла при постоянном объеме после понижения его температуры в области фазового разделения. Используемая экспериментальная ячейка и аппаратура подробно описаны в работе [1]. Исследовались образцы твердых растворов гелия с начальной концентрацией 2.05% ^3He и молярным объемом $20.44 \text{ cm}^3/\text{mol}$ ($P = 33.4 \text{ bar}$).

Постановка эксперимента схематично приведена на рис. 1. Образцы твердого раствора ^3He – ^4He , находящиеся в равновесном состоянии, быстро охлаждались от различных начальных температур T_i , лежащих на равновесной линии фазового расслоения, до одной и той же фиксированной температуры $T_f = 100$ мК. Во всех случаях исследовался двухфазный квантовый кристалл, т.е. в матрице разбавленной фазы располагались закритические зародыши концентрированной фазы. После стабилизации температуры T_f давление в образце изменялось в соответствии с изменением концентрации, т.е. происходила релаксация системы к своему равновесному состоянию. Полученная временная зависимость изменения давления при этом отражала кинетику фазового перехода.

Для всех исследованных случаев рост давления в образце происходил по экспоненциальному закону

$$\Delta P = \Delta P_0 e^{-t/\tau}, \quad (1)$$

где τ — характеристическое время фазового разделения; ΔP_0 — разность конечного и исходного давления.

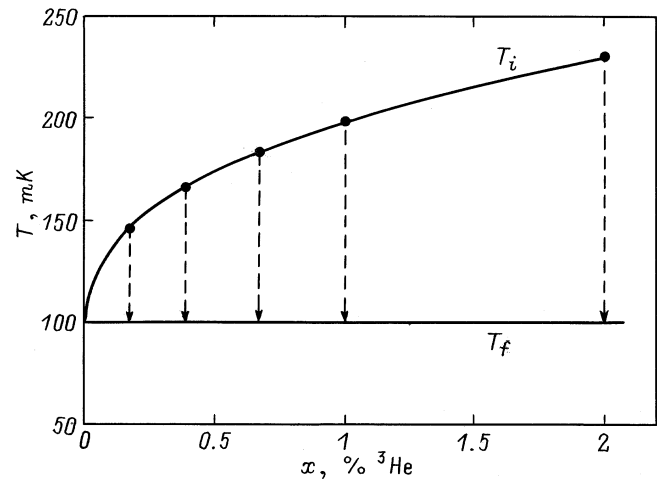


Рис. 1. Схема проведения эксперимента. Сплошная кривая — часть фазовой диаграммы расслоения для $x < 2\%$ ^3He . T_i — начальная температура; T_f — конечная температура.

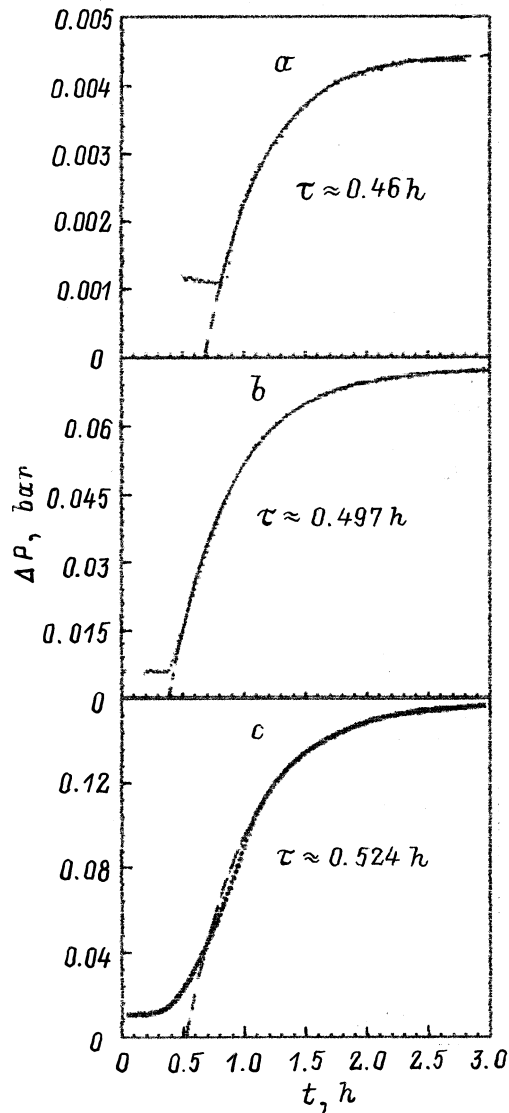


Рис. 2. Кинетика изменения давления при охлаждении образца от разных начальных температур до 100 мК: *a* — $T_i = 110$ мК; *b* — $T_i = 150$ мК; *c* — $T_i = 230$ мК.

Характерные зависимости $\Delta P(t)$ для трех различных пересыщений ΔT приведены на рис. 2.

Анализ графиков по формуле (1) показывает, что фазовое разделение во всех случаях идет с практически одинаковой скоростью, несмотря на то, что разность температур, а следовательно, и разность концентраций существенно отличаются. Зависимость τ от разности температур ΔT для всех случаев охлаждения показана на рис. 3. Приведенные результаты показывают, что времена τ не зависят от величины ΔT (Δx) и определяются фактически конечной температурой T_f охлаждения раствора.

Зная характеристическое время фазового разделения τ , размер включения новой фазы и исходную концентрацию раствора, можно рассчитать расстояние между зародышами новой фазы и значение эффективного ко-

эффициента массовой диффузии D_{eff} , обеспечивающего массоперенос в условиях фазового разделения. Решение такой задачи подробно описано в [2]. Размер включений ^3He , возникающих в результате фазового разделения, был установлен в различных экспериментах [5–8], которые проводились при достаточно низких температурах, когда процесс фазового разделения был завершен. Поэтому данные этих измерений дают максимальный размер включения ^3He . Для данного расчета, как и в [2], использовалось значение максимального радиуса включения $R_{max} = 2.25 \mu\text{m}$.

Найденные значения D_{eff} приведены на рис. 4. Для сравнения здесь же приведены штриховой линией и значения коэффициента самодиффузии примесонов $D_s(x)$, найденные в ЯМР экспериментах [4].

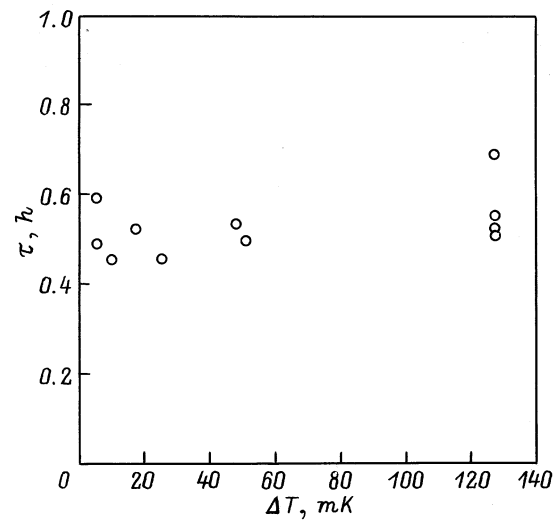


Рис. 3. Зависимость характеристического времени τ от разности температур ΔT .

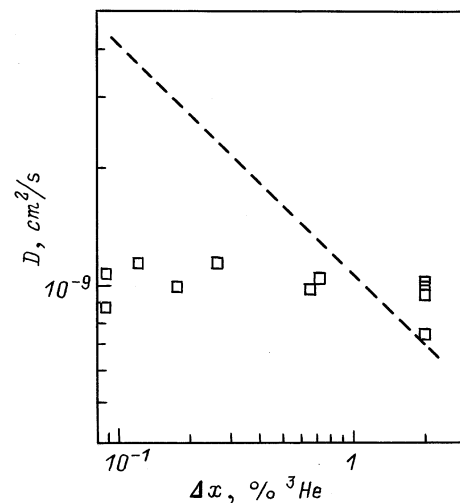


Рис. 4. Зависимость эффективного коэффициента диффузии от величины пересыщения. Штриховая линия — оценка коэффициента самодиффузии примесонов по формуле (2).

Для каждого интервала концентраций Δx значение коэффициента самодиффузии усреднялось по формуле

$$D = \frac{1}{x_i - x_f} \int_{x_i}^{x_f} D_s(x) dx. \quad (2)$$

Сильная зависимость D_s от плотности учитывалась следующим образом [9]:

$$D_s = \frac{D_0}{x} \left(1 - \frac{x}{x_c}\right)^{1.7}, \quad (3)$$

где D_0 , x_c — величины, зависящие от плотности. Как видно из рис. 4, поведение D_{eff} сильно отличается от концентрационной зависимости самодиффузии примесей.

В процессе фазового разделения растут включения новой фазы, содержащие практически чистый ${}^3\text{He}$ и имеющие больший молярный объем по сравнению с исходным раствором. Это может приводить к возникновению упругих полей вблизи границы кластера. В этих условиях диффузионный поток может быть записан в виде [2]

$$j = -\frac{Dx}{w} \left(\frac{\nabla x}{x} + \frac{\nabla U}{kT} \right), \quad (4)$$

где w — атомный объем; ∇x — градиент концентрации; ∇U — градиент потенциала, характеризующий неоднородное поле напряжений.

Как следует из результатов работы, изменение в широких пределах Δx не вызывает заметного изменения массопереноса, и, возможно, связь между D , ∇x , x , ∇U носит более сложный характер, чем в (4).

Таким образом, массоперенос атомов ${}^3\text{He}$ в условиях фазового разделения при различных пересыщениях носит совершенно иной характер, чем в однородном растворе, и для объяснения имеющихся фактов необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

Автор глубоко признателен Э.Я. Рудаковскому, В.Н. Григорьеву, А.С. Рыбалко, Н.Ф. Омелаенко, А.Н. Ганьшину и А.А. Пензеву за полезное обсуждение результатов работы и помощь в измерениях.

Список литературы

- [1] А.Н. Ганьшин, В.А. Майданов, Н.Ф. Омелаенко, А.А. Пензев, Э.Я. Рудаковский, А.С. Рыбалко, ФНТ **24**, 9, 815 (1998).
- [2] А.Н. Ганьшин, В.Н. Григорьев, В.А. Майданов, Н.Ф. Омелаенко, А.А. Пензев, Э.Я. Рудаковский, А.С. Рыбалко. ФНТ **25**, 4, 356 (1999).
- [3] А.Ф. Андреев, И.М. Лифшиц. ЖЭТФ **56**, 6, 2057 (1969).
- [4] Б.Н. Есельсон, В.А. Михеев, В.Н. Григорьев, Н.П. Михин. ЖЭТФ **74**, 6, 2311 (1978).
- [5] S.C.J. Kingsley, V. Maidanov, J. Saunders, B. Cowan. J. Low Temp. Phys. **113**, 5/6, 1017 (1998).
- [6] A.E. Burgess, M.J. Crooks. Phys. Let. **A39**, 183 (1972).

- [7] A.S. Greenberg, W.C. Thomlinson, R.C. Richardson. J. Low Temp. Phys. **8**, 1, 3 (1972).
- [8] А.В. Михеев, В.А. Майданов, Н.П. Михин, С.Е. Кальной, Н.Ф. Омелаенко. ФНТ **14**, 6, 563 (1988).
- [9] В.Н. Григорьев. ФНТ **23**, 1, 5 (1997).