Физика низких температур, 1995, т. 21, № 6, с. 583–588 УДК 536.48

Теплоемкость твердых растворов ^{3}He в ^{4}He

Т. Н. Анцыгина, В. А. Слюсарев, К. А. Чишко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

Статья поступила в редакцию 19 января 1995 г.

Выполнен теоретический расчет избыточной низкотемпературной теплоемкости твердых растворов изотопов гелия с концентрацией порядка нескольких процентов ^{3}He в матрице ^{4}He. Предполагается, что примесный вклад в термодинамику раствора обусловлен фазовым расслоением твердого раствора и формированием квазиодномерных образований второй фазы из атомов ^{3}He посредством их оседания на линиях решеточных дислокаций либо путем выстраивания фрактальных структур. Избыточная теплоемкость имеет вид пика в области температур 50–200 мК, положение которого на оси температур зависит практически только от глубины потенциальной ямы $\varepsilon_0 \simeq -1$ К, создаваемой дислокацией для примесного атома, а высота определяется прежде всего значением параметра $\xi \simeq 10^{-6}-10^{-3}$, представляющего собой долю узлов матрицы, которые могут быть заняты одномерной фазой. Влияние энергии взаимодействия примесей в объеме кристалла $V \simeq 0{,}1$ К на форму и положение пика примесной теплоемкости оказывается незначительным. Полученные теоретические результаты демонстрируют хорошее согласие с известными из литературы экспериментальными данными, полученными для раствора с $x_3 = 0{,}9\%$ при однозначном выборе подгоночных параметров $\xi = 0{,}0058$, $V = 0{,}13$ К и $\varepsilon_0 = -0{,}92$ К.

Виконано теоретичний розрахунок надмірної низькотемпературної теплоємності твердих розчинів ізотопів гелію з концентрацією порядку декількох відсотків ^{3}He в матриці ^{4}He. Припускається, що домішковий внесок у термодинаміку розчину обумовлено фазовим розшаруванням твердого розчину і виникненням квазіодновимірних формувань другої фази з атомів ^{3}He за допомогою їх осідання на лініях граткових дислокацій або шляхом будування фрактальних структур. Надмірна теплоємність має вигляд піка в області температур 50–200 мК, положення якого на вісі температур залежить практично тільки від глибини потенціальної ями $\varepsilon_0 \simeq -1$ К, створеної дислокацією для домішкового атома, а висота визначається насамперед значенням параметра $\xi \simeq 10^{-6}-10^{-3}$, що являє собою частку вузлів матриці, які можуть бути зайняті одновимірною фазою. Вплив енергії взаємодії домішок в об'ємі кристалу $V \simeq 0{,}1$ К на форму і положення піка домішкової теплоємності виявляється незначним. Одержані теоретичні результати демонструють добре узгодження з відомими з літератури експериментальними даними для розчину з $x_3 = 0{,}9\%$ при однозначному виборі добіркових параметрів $\xi = 0{,}0058$, $V = 0{,}13$ К та $\varepsilon_0 = -0{,}92$ К.

В начале 80-х годов появились экспериментальные свидетельства того, что твердые растворы изотопов гелия демонстрируют ряд свойств, присущих низкоразмерным системам [1,2]. Это заключение было основано на интерпретации результатов ЯМР измерений [2]. Было высказано предположение, что квазиодномерные эффекты в массивных кристаллах ^{3}He–^{4}He обусловлены наличием в них дислокаций и дислокационных границ. Таким образом, в большинстве моделей при исследовании этих эффектов в той или иной мере оперируют с некоторыми представлениями о дефектной структуре растворов ^{3}He–^{4}He, хотя прямое экспериментальное подтверждение существования дислокаций в этих системах фактически отсутствует.

В этой связи актуальным является поиск косвенных методов, в особенности таких, которые отличаются от традиционных магнитных измерений (например, ЯМР), для доказательства существования квазиодномерных структур типа дислокационных сеток в кристаллах гелия. В настоящей работе показано, что измерение равновесных тепловых свойств твердых растворов ^{3}He–^{4}He может дать информацию о характере возможного распределения атомов ^{3}He в расслоившейся фазе между объемом кристалла и квазиодномерными областями, возникающими при осаждении примеси ^{3}He на дислокациях в матрице ^{4}He.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$H = H_0 + H_1 \ .$$

Здесь

$$H_0 = (\varepsilon - \mu) \sum_{\mathrm{f},\sigma} n_{\mathrm{f},\sigma} \ , \qquad (1)$$

где $n_{\mathrm{f},\sigma}$ — числа заполнения примесонов со спином σ, находящихся в узле f; ε — энергия примесона ^{3}He, различная для атомов, находящихся в объе-

© Т. Н. Анцыгина, В. А. Слюсарев, К. А. Чишко, 1995

ме, и атомов на дислокациях. Ниже мы будем отсчитывать химический потенциал μ от энергии примесона, расположенного в объеме. Таким образом, в гамильтониане H_0, описывающем примеси в объеме, следует полагать $\varepsilon = 0$, а в H_0, относящемся к примесям ^{3}He на дислокациях, следует считать ε отличным от нуля и равным дополнительной энергии связи ε_0 примесона с дислокацией. Далее,

$$H_1 = -\frac{V}{2} \sum_{\mathbf{f},\sigma,\vec{\delta},\sigma'} n_{\mathbf{f},\sigma} n_{\mathbf{f}+\vec{\delta},\sigma'} , \qquad (2)$$

где $\vec{\delta}$ — вектор, соединяющий ближайших соседей. Для атомов, находящихся в объеме, координационное число $z = 12$; для атомов, расположенных на дислокациях, $z = 2$. Энергия взаимодействия примесонов ^{3}He на соседних узлах V имеет характер притяжения ($V > 0$). Будем полагать отталкивание примесонов на одном узле бесконечно большим. При вычислении статистической суммы это формально учитывается тем, что запрещается двукратное заполнение одного узла.

Статистическая сумма Z_{1d} одномерной фазы (атомов ^{3}He на дислокациях) вычисляется точно с помощью метода трансфер-матрицы, согласно которому [3,4]

$$Z_{1d} = \mathrm{Sp}\, \mathrm{T}^N .$$

Элементы матрицы T имеют значения

$$\mathrm{T}(n_1, n_2) = \exp\left(\alpha(n_1 + n_2) + K n_1 n_2\right) ,$$

где N — число узлов, $\alpha = \beta(\mu - \varepsilon_0)$; $K = \beta V$; $\beta = 1/T$ — обратная температура. Величины $n_{1,2}$ принимают значения 0, 1 ($\uparrow$), 1 ($\downarrow$), соответствующие отсутствию примесона в узле и его наличию с двумя возможными значениями спина σ. В результате

$$\mathrm{T} = \begin{pmatrix} 1 & e^{\alpha} & e^{\alpha} \\ e^{\alpha} & e^{2\alpha+K} & e^{2\alpha+K} \\ e^{\alpha} & e^{2\alpha+K} & e^{2\alpha+K} \end{pmatrix} .$$

В пределе $N \to \infty$ статистическая сумма определяется максимальным собственным значением T-матрицы $\lambda_{\max}$, которое, как нетрудно убедиться, равно

$$\lambda_{\max} = \frac{1}{2}\left[2e^{2\alpha+K} + 1 + \sqrt{(2e^{2\alpha+K} - 1)^2 + 8e^{2\alpha}}\right] .$$

Таким образом, свободная энергия одномерной подсистемы, отнесенная к одному узлу, имеет вид

$$F_{1d} = -T \ln \lambda_{\max} + x_3 \mu = T \ln 2 + x_3 \mu -$$

$$- T \ln\left[2e^{2\alpha+K} + 1 + \sqrt{(2e^{2\alpha+K} - 1)^2 + 8e^{2\alpha}}\right] ,$$

где x_3 — концентрация (на узел) атомов ^{3}He.

Статистическая сумма Z_{3d} трехмерной фазы (атомов ^{3}He, находящихся в объеме) не может быть вычислена точно. Для ее нахождения мы воспользуемся тем, что реально в эксперименте приходится иметь дело с малыми концентрациями примесонов $x_3 \simeq 0{,}5$–3%. Это позволяет пренебречь взаимодействием примесонов в объеме кристалла. Тогда, учитывая бесконечное отталкивание примесонов на одном узле, имеем в этом приближении

$$\frac{1}{N} \ln Z_{3d}^{(0)} = \frac{1}{N} \ln \mathrm{Sp}\, e^{-\beta \mathrm{H}_0} = z \ln\left(1 + 2e^{\beta\mu}\right) .$$

В действительности концентрацию порядка трех процентов уже нельзя, вообще говоря, рассматривать как малую, поскольку в выражение для свободной энергии она входит с сомножителем $z/2$, так что вероятность наблюдения пары примесей в соседних узлах равна приблизительно $1/3$. В связи с этим предыдущую формулу можно уточнить, пользуясь теорией возмущений по x_3. Следующие поправки по этому параметру можно найти, применив соотношение

$$\frac{\partial \ln Z_{3d}}{\partial \beta V} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{f},\vec{\delta}} \langle n_{\mathbf{f}} n_{\mathbf{f}+\vec{\delta}} \rangle , \qquad (3)$$

где угловые скобки обозначают термодинамическое усреднение. Чтобы вычислить среднее, входящее в правую часть (3), пренебрежем (учитывая малость концентрации) взаимодействием с остальными примесями пары, образованной частицами, занимающими узлы f и $\mathbf{f} + \vec{\delta}$. Принимая во внимание эквивалентность пар узлов, а также невозможность двойного заполнения узла, приходим после ряда преобразований к следующему выражению для свободной энергии трехмерной подсистемы (рассчитанной на один узел):

$$F_{3d} = T \ln(1 - Q) -$$

$$- \frac{zT}{2} \ln\left[1 + Q^2(e^{\beta V} - 1)\right] + x_3 \mu , \qquad (4)$$

где

$$Q = \frac{2e^{\beta\mu}}{1 + 2e^{\beta\mu}} .$$

Необходимо отметить, что формула (4) оказывается неприменимой при достаточно низких тем-

пературах ($T \ll V$), поскольку в этой ситуации, несмотря на малую концентрацию, становится достаточно вероятным образование примесонных кластеров из более чем двух частиц.

Разобьем все узлы решетки на две группы. К первой группе отнесем узлы, занимаемые примесью в объеме кристалла, ко второй — все возможные позиции, отвечающие положениям атомов ^{3}He в одномерной подсистеме, например полное число мест, которые доступны для «высаживания» примеси на линиях дислокаций (долю последних в полном числе узлов решетки мы обозначим как ξ). При этом не все одномерные позиции обязательно заняты атомами ^{3}He: распределение примесей между объемом твердого раствора и одномерной подсистемой при фиксированной температуре должно быть найдено из соответствующих условий равновесия. Плотность свободной энергии примесонов в расчете на один узел для твердого раствора в целом будет равна

$$F = \xi F_{1d} + (1 - \xi) F_{3d} .$$

Условие экстремума $\partial F/\delta\mu = 0$ задает уравнение для определения химического потенциала:

$$x_3 = \xi\left(1 + \frac{2e^{2\alpha+\beta V} - 1}{R}\right) + (1 - \xi)Q \times$$

$$\times \left[1 + \frac{z}{2} Q(1 - Q) \frac{e^{\beta V} - 1}{1 + Q^2(e^{\beta V} - 1)}\right] . \qquad (5)$$

Здесь введено обозначение

$$R = \sqrt{(2e^{2\alpha+\beta V} - 1)^2 + 8e^{2\alpha}} .$$

Средняя энергия системы примесонов имеет вид

$$\frac{E}{N} = \xi\left(1 + \frac{2e^{2\alpha+\beta V} - 1}{R}\right) \times$$

$$\times \left(\varepsilon_0 - V \frac{e^{2\alpha+\beta V}}{e^{2\alpha+\beta V} + R + 1}\right) - \frac{z}{2} V(1 - \xi) \frac{Q^2 e^{\beta V}}{1 + Q^2 e^{\beta V}} . \qquad (6)$$

Выражение для теплоемкости системы ввиду его громоздкости мы не будем здесь приводить.

Основная трудность при сравнении теории с экспериментом связана с оценкой параметров теории, каковыми в нашем случае являются V, ε_0 и ξ. Величина V может быть оценена по известной из эксперимента температуре расслоения раствора $T_c \simeq$ $\simeq 0{,}4$ K [4]. В рамках модели решеточного газа [5] в приближении самосогласованного поля температура расслоения определяется соотношением $T_c = Vz/4$ и, таким образом, $V \simeq 0{,}1$ K. Вопрос об оценке ε_0 более сложен. В рамках континуальной теории упругости по порядку величины эта энергия может быть представлена в виде [6]

$$\varepsilon_0 \sim Ms^2 \frac{\Delta v}{v} , \qquad (7)$$

где M — масса атома матрицы; s — скорость звука; $\Delta v/v$ — относительное изменение объема (в пересчете на один атом) при растворении. При этом коэффициент пропорциональности в (6) не зависит или, по крайней мере, слабо зависит от конкретных свойств вещества. Согласно оценке, приведенной в [6], для обычных веществ $\varepsilon_0 \simeq 0{,}1$ эВ $\simeq$ $\simeq 10^3$ K. В случае же гелия как масса, так и скорость звука на порядок меньше, и мы приходим к следующей оценке энергии взаимодействия примесонов ^{3}He с дислокациями: $\varepsilon_0 \simeq 1$ K. К этой же оценке можно прийти и с другой точки зрения. Именно, в рамках теории упругости энергия взаимодействия двух примесонов, находящихся в соседних узлах, составляет величину порядка [7]

$$V \sim Ms^2 \left(\frac{\Delta v}{v}\right)^2 \qquad (8)$$

с коэффициентом пропорциональности, приблизительно равным коэффициенту в соотношении (7). Поскольку, как мы видели ранее, $V \simeq 0{,}1$ K, это возвращает нас к значению $\varepsilon_0 \simeq 1$ K. Эксперименты же по кинетике распада слабых ГПУ растворов ^{3}He в ^{4}He [7] дают некоторые основания считать величину $\varepsilon_0 \simeq 0{,}3$ K.

Наименее определенным параметром теории является величина ξ. Результаты предельно низкотемпературных измерений коэффициента спиновой диффузии при концентрациях примесей до нескольких процентов [2] позволяют сделать вывод, что почти все примесные атомы находятся в низкоразмерной фазе, так что в реальной ситуации величина параметра ξ может быть даже сравнима с x_3. Тем не менее, как следует из проведенных расчетов, при значениях $\xi \simeq 10^{-4}$–10^{-6} (т.е. существенно меньших, чем x_3) уже наблюдается заметный специфический вклад одномерной подсистемы в теплоемкость твердого раствора. Это означает, что если возникновение одномерной фазы обусловлено «высаживанием» примесей на линиях дислокаций, то обсуждаемый эффект будет иметь наблюдаемую величину при разумных плотностях дислокаций 10^9–10^{10} см$^{-1}$.

Численный анализ показывает, что величина ξ влияет прежде всего на характер температурной зависимости примесной части ΔC полной теплоемкости $C = C_L + \Delta C$ (C_L — теплоемкость трехмерной матрицы). Уже при $\xi \simeq 10^{-6}$ на кривой теп-

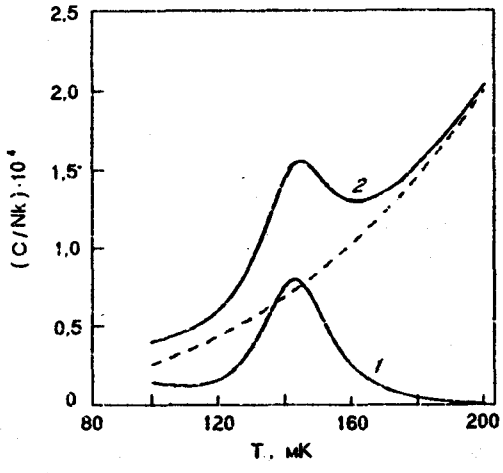

Рис. 1. Температурные зависимости избыточной теплоемкости (кривая *1*) и полной теплоемкости (кривая *2*) твердого раствора ^{3}He–^{4}He с концентрацией $x_3 = 0{,}1\%$ при $\xi = 10^{-6}$. Штриховой линией показана решеточная теплоемкость чистого ^{4}He ($\Theta = 21$ K, $\varepsilon_0 = -1$ K, $V = 0{,}1$ K).

лоемкости возникает пик, величина которого сравнима с решеточной теплоемкостью:

$$C_L = \frac{12\pi^4}{5} k \left(\frac{T}{\Theta}\right)^3 ,$$

где Θ — дебаевская температура; k — постоянная Больцмана. Это иллюстрируется рис. 1, где представлены примесная теплоемкость (кривая *1*), решеточная теплоемкость (штриховая линия) и полная теплоемкость (кривая *2*) для твердого раствора с $x_3 = 0{,}1\%$ при $\xi = 10^{-6}$. Дальнейшее увеличение ξ приводит к резкому возрастанию амплитуды пика примесной теплоемкости.

Температура максимума примесной теплоемкости чрезвычайно чувствительна к глубине потенциальной ямы ε_0 для примесного атома в одномерной фазе. На рис. 1 представлены зависимости для $\varepsilon_0 = -1$ K (это значение отвечает теоретической оценке (7)). С уменьшением глубины ямы пик резко сдвигается в область низких температур, незначительно изменяясь по амплитуде. Выбор адекватной величины параметра ε_0 представляет собой определенную проблему, поскольку из литературы известна оценка ($\varepsilon_0 = -0{,}3$ K), полученная в результате обработки некоторых экспериментальных данных [8]. Очевидное расхождение теоретических и экспериментальных результатов может быть связано с тем, что приведенное в работе [8] значение представляет собой в действительности не глубину потенциальной ямы для примеси на дислокации, а является лишь оценкой той температуры, выше которой эффекты отрыва примеси от дислокаций начинают вносить заметный вклад в наблюдаемые физические свойства. Это не противоречит тому, что при глубине потенциальной ямы порядка 1 K вероятность отрыва, пропорциональная $\exp(\varepsilon_0/T)$, оказывается достаточной для перехода значительного числа примесных атомов из одномерной фазы в матрицу.

Поведение теплоемкости, качественно подобное описанному выше, наблюдалось экспериментально в работе [9]. Представляет интерес сравнить полученные нами теоретические результаты с данными [9]. Результаты такого сравнения показаны на рис. 2, где приведены экспериментальные данные [9] (набор дискретных точек), полученные для примесного вклада в теплоемкость твердого раствора с $x_3 = 0{,}9\%$, и теоретически рассчитанная зависимость примесной теплоемкости для той же концентрации (сплошная кривая), параметры которой $\xi = 0{,}0058$, $V = 0{,}13$ K и $\varepsilon_0 = -0{,}92$ K подобраны из условий наилучшего согласия теории и эксперимента*. Несколько худшее совпадение двух зависимостей справа от максимума избыточной теплоемкости связано с малым числом экспериментальных точек и, вероятно, с большой погрешностью измерений в этой области. Сами авторы работы [9] указывают, что пик избыточной

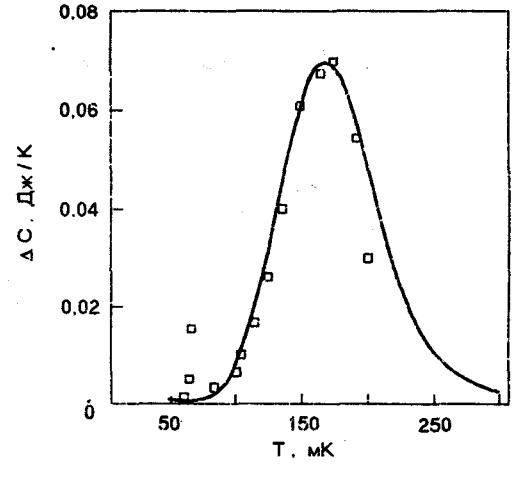

Рис. 2. Температурная зависимость примесной теплоемкости ΔC твердого раствора ^{3}He–^{4}He с $x_3 = 0{,}9\%$: теория (—) ; экспериментальные данные [9] (□).

* Во избежание недоразумений отметим, что в [9] измерены теплоемкости всего образца. В связи с этим мы умножим полученную нами теоретически удельную теплоемкость на соответствующий объем образца [9]. В результате теплоемкость стала измеряться в нестандартных единицах Дж/К.

теплоемкости должен быть симметричен относительно точки максимума.

Следует особо подчеркнуть, что выбор подгоночных параметров теории, при котором достигается очевидное хорошее согласие с данными измерений, является однозначным, т. е. ни при какой другой комбинации значений ξ, V и ε_0 не удается достичь удовлетворительного совпадения обеих зависимостей во всей области исследованных температур. Безусловно, важно, что такой результат непосредственно свидетельствует о корректности теоретической оценки глубины потенциальной ямы ($\varepsilon_0 \simeq -1$ K). При этом, конечно, величина $\xi = 0{,}0058$ оказывается довольно значительной и сравнимой с полной концентрацией примесей ^{3}He в твердом растворе. Если последовательно придерживаться точки зрения, что одномерная фаза формируется вследствие осаждения атомов ^{3}He на дислокационных линиях, то для создания необходимого числа одномерных позиций требуется плотность дислокаций в кристалле, превышающая 10^{12} см$^{-1}$. Ясно, что специфика экспериментов с криокристаллами гелия такова, что использование каких-либо прямых методов измерения плотности дислокаций в них не представляется на сегодняшний день реально осуществимым. Вместе с тем многие наблюдаемые физические свойства твердых растворов гелия достаточно четко свидетельствуют в пользу той роли, которую играют в их формировании решеточные дислокации. Вообще говоря, учитывая значительную амплитуду нулевых колебаний атомов гелия и малость упругих модулей этих кристаллов, а также детали стандартной экспериментальной процедуры их выращивания, при которой наиболее вероятно получение поликристаллических образцов с большой плотностью дефектов решетки, можно ожидать, что плотность дислокаций будет достигать значений 10^{11}–10^{12} см$^{-1}$ и выше. При этом, конечно, следует помнить, что образцы гелия находятся под давлением, на 5–20 атмосфер превышающим давление кристаллизации, и остается вопрос, почему под действием избыточного давления дислокации не выдавливаются из сравнительно мягкой решетки кристалла. Ответ может состоять в том, что в твердых растворах ^{3}He в ^{4}He примеси ^{3}He уже в процессе кристаллизации в значительной мере оседают на вновь образующихся дислокациях, закрепляя их и стабилизируя таким образом общую дефектную структуру образца.

Во всяком случае, следует отметить, что теоретическое исследование в настоящей работе показывает, что избыточная теплоемкость, обусловленная наличием в кристаллах гелия одномерных образований из оседающих на дислокациях примесных атомов, должна иметь наблюдаемую величину уже при умеренных значениях плотности дислокаций 10^9–10^{10} см$^{-1}$. Согласие теории с конкретным экспериментом, наблюдаемое в предположении повышенной плотности дислокаций в образцах, может, конечно, служить косвенным свидетельством реального существования такой ситуации в твердых растворах ^{3}He в ^{4}He. Однако оно прямо указывает на то, что исчерпывающее понимание наблюдаемых физических явлений в этих системах в настоящее время еще не достигнуто и должны быть продолжены исследования, направленные на поиск альтернативных моделей для описания структурно-чувствительных свойств твердого гелия.

Наконец, альтернативной возможностью объяснения существования столь высокой концентрации одномерной фазы может быть допущение о том, что фаза, обогащенная ^{3}He, формируется не только благодаря «высаживанию» атомов ^{3}He на ядрах дислокаций, но и вследствие образования квазиодномерных фрактальных структур. В пользу достаточно высокой вероятности возникновения подобных структур свидетельствует то, что упругие поля существенно понижают коэффициент диффузии примесонов, и, таким образом, присоединение новых атомов к уже образовавшейся структуре будет происходить в точке наименьшего градиента упругих полей. Действительно, согласно современным представлениям [10], квантовая диффузия «запирается», когда перепад случайного потенциала на соседних узлах превышает ширину примесонной зоны. В результате этого диффузионные перескоки могут происходить только вследствие взаимодействия примесонов с фононами. Последнее же пропорционально $(T/\Theta)^9$ [11], и в результате превращение фрактальной структуры в компактные образования происходит очень медленно. Поэтому в условиях реального эксперимента фрактальные структуры оказываются достаточно стабильными. По причинам, изложенным выше, примесные атомы будут «подходить» к указанным структурам как бы с торца, т.е. доля одномерной фазы будет увеличиваться, что эффективно отразится на величине параметра ξ.

Разумеется, для окончательного ответа на вопрос о механизмах образования квазиодномерных структур необходима постановка специальных экспериментов. В особенности важным представляется исследование поведения избыточной теплоемкости как функции предыстории образца, когда, например, посредством многократного термоциклирования варьируется дефектная структура твердого раствора. Полученная таким образом информация, несомненно, позволит прояснить ситуацию, хотя полностью исключить возможность

неоднозначной трактовки результатов все же не удастся.

Работа частично поддержана Международным научным фондом (ISF) в рамках гранта U2N000, а также Государственным комитетом Украины по вопросам науки и технологий (проект 2.2/248).

1. В. А. Михеев, В. А. Слюсарев, *ФНТ* 7, 379 (1981).
2. В. А. Михеев, В. А. Майданов, Н. П. Михин, *ФНТ* 7, 670 (1981).
3. Т. Хилл, *Статистическая механика*, Изд-во иностр. лит., Москва (1960).
4. А. Исихара, *Статистическая физика*, Мир, Москва (1973).
5. *Квантовые кристаллы*, С. В. Вонсовский (ред.) Мир, Москва (1975).
6. Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций*, Атомиздат, Москва (1972).
7. А. М. Косевич, *Теория кристаллической решетки*, Вища школа, Харьков (1988).
8. А. А. Голуб, В. А. Гончаров, В. А. Михеев, В. П. Руснак, В. А. Шварц, *ФНТ* 16, 851 (1990).
9. R. Schrenk, O. Friz, Y. Fujii, E. Siskakis, and F. Pobell, *J. Low Temp. Phys.* 84, 155 (1991).
10. А. Ф. Андреев, *УФН* 118, 251 (1976).
11. А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* 56, 2057 (1969).

Heat capacity of solid solutions of ^{3}He in ^{4}He

T. N. Antsygina, V. A. Slusarev, and K. A. Chishko

The authors have theoretically calculated the excess low temperature heat capacity of solid solutions of helium isotopes with concentrations of a few per cents ^{3}He in ^{4}He. It is assumed that the impurity contribution to thermodynamics of the solution is due to phase stratification of the solid solution and formation of quasi-one-dimensional structures of ^{3}He atoms during their deposition on lines of lattice dislocations or construction of fractal structures. Excess heat capacity represents a peak in the temperature range 50–200 mK whose position at the temperature axis depends practically only on the potential well depth $\varepsilon_0 \simeq -1$ K which is due to a dislocation for an impurity atom, the height depending primarily on the magnitude $\xi \simeq 10^{-6}$–10^{-3}, i.e. the fraction of the lattice points that can be occupied by the one-dimensional phase. The effect of the energy of interaction of impurities in the bulk crystal, $V \simeq 0.1$ K, on the shape and position of the impurity heat capacity has been found insignificant. The theoretical result of the authors are in good agreement with experimental data for the solution with $x_3 = 0.9\%$ with single-valued choice of the adjustable parameters $\xi = 0.0058$, $V = 0.3$ K and $\varepsilon_0 = -0.92$ K.