ловлен техническими особенностями схемы фазочувствительного делителя частоты. А_{0 мии} является минимальной амплитудой, обеспечивающей стабильный запуск электронной схемы для оптимальной подкачки энергии в систему.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Карасев М. Д. Нелинейно-параметрическое деление частоты в большое число раз.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1974, 15, № 3, с. 365—368. [2] Белов А. А., Карасев М. Д., Медведев В. И. и др. Исследование нелинейнопараметрической колебательной системы для однократного деления частоты в большое число раз.— Тр. НИИЧаспрома, 1976, вып. 22, с. 29—37. [3] Карасев М. Д. Нелинейно-параметрическое деление частоты в большое число раз при фиксированном времени взаимодействия.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1977, 18, № 4, с. 109—111. [4] Балакин Л. В., Карасев М. Д., Медведев В. И. Исследование нелинейно-параметрического делителя частоты с фиксированым временем взаимодействия.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 20, № 3, с. 3—9.

Поступила в редакцию 11.06.79

ВЕСТН. ІМОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981. Т. 22, № 3

УДК 537.226.33

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРИКРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ В КРИСТАЛЛЕ ТРИГЛИЦИНСЕЛЕНАТА ДИНАМИЧЕСКИМ ТЕПЛОВЫМ МЕТОДОМ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Б. А. Струков, И. Н. Поландов, В. А. Черненко, В. К. Новик

(Б.А.С. и В.К.Н. — физический факультёт: кафедра общей физики для естественных факультетов; кафедра общей физики и волновых процессов. И. Н. П. и В.А.Ч. — химический факультет: кафедра физики и химии высоких давлений)

Введение. В литературе имеется несколько сообщений, касающихся необычного поведения кристаллов одноосного сегнетоэлектрика триглицинселената (ТГСел) при приложении гидростатического давления. Во-первых, в отличие от изоморфных ему кристаллов триглицинсульфата (ТГС) и триглицинфторбериллата (ТГФб) ТГСел на рТ-длаграмме при p=6-7 кбар имеет новую фазу [1], ограниченную линией фазовых переходов первого рода с широкой областью метастабильных состояний [2]. Во-вторых, с ростом давления от 0 до 7 кбар в $T\Gamma Cел обнаружено усиление «первородности» фазового перехода (<math>\Phi \Pi$). На это, в частности, указывают следующие факты: а) уменьшение пика диэлектрической постоянной в точке ФП (є^{max}) с ростом давления [3]; б) существование температурного гистерезиса є при ФП и наличие двойных петель гистерезиса выше T_c при p=5,28 кбар [4]; в) появление отчетливо видимого скачка величины 1/є^{тах} при *p*=4 кбар ſ5]**.** В связи с этим в работе [6] было высказано предположение, что ФП в ТГСел при давлении 4 кбар находится в непосредственной близости от трикритической точки (ТКТ). В то же время в других работах [4, 7] отмечается, что ТКТ лежит вблизи p=1 бар, где $B \simeq 0$ [4] (B — коэффициент при Р⁴ в разложении свободной энергии).

Для выяснения вопроса о существовании ТКТ в ТГСел необходимы, на наш взгляд, прецизионные исследования какого-либо термодинамического параметра именно в широкой области температур, как это было сделано, например, для кристалла *КDP* [8, 9]. К сожалению, результаты температурных измерений продольной скорости звука вдоль различных кристаллографических направлений в ТГСел при высоком давлении не прояснили вопрос о ТКТ [10]. Именно с целью ответа на этот вопрос в настоящей работе и предприняты исследования удельной теплоемкости ТГСел в интервале температур 10—80°С при различных давлениях до 7 кбар.



Рис. 1. Температурные зависимости теплоемкости ТГСел при различных давлениях: p=0 (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4), 5 (5), 6 (6) и 6,5 (7) кбар

Экспериментальная часть. Температурные измерения удельной теплоемкости ТГСел в постоянном электрическом поле $E(C_{p,E})$ при фиксированных значениях гидростатических давлений проводились динамическим методом на установке, описанной ранее [11]. Образец нагревался маломощными периодическими тепловыми импульсами частотой 0.3 Гц с помощью микропроволочного нагревателя, вклеенного между двумя идентичными пластинами ТГСел, которые были вырезаны из монокристалла перпендикулярно полярной оси и имели размеры $11 \times 6.5 \times 0.8$ мм³. На большие поверхности пластин были нанесены напыленные серебряные электроды, что позволяло закорачивать каждую из пластин во время измерений теплоемкости [12]. Амплитуда переменной составляющей температуры образца, в идеальном случае обратнопропорциональная его теплоемкости, измерялась с чувствительностью $\sim 0.5\%$ компенсационным методом с помощью четырех хромель-копелевых термопар, прикрепленных к внешним сторонам пластин. Общая температура образца измерялась калиброванной медь-константановой термопарой, введенной в камеру высокого давления без разрыва. Стабилизация температуры в камере составляла 0,01 град/ч. В качестве среды, передающей давление, служила полиэтилсилоксановая жидкость ПЭС-2.

Исследовання относительной теплоемкости были проведены на двух образцах ТГСел. После предварительного отжига в параэлектри-

Sec. B. S. D.

66

ческой фазе образец сжимался до требуемого давления и измерялась $C_{p,E}(T)$ со ступенчатым снижением температуры. Температурный шаг вблизи ФП можно было снизить до ~0,005°. Переход к абсолютным значениям теплоемкости ТГСел производился 'по известному из литературы значению при 30°, равному 1,26 Дж/г-град [12].

Температурные зависимости теплоемкости для одного из образцов ТГСел при различных давлениях приведены на рис. 1. Аналогичные данные были получены на другом образце ТГСел. При p=7 кбар вместо λ -пика на кривой $C_{p,E}(T)$ появился скачок, соответствующий переходу в несегнетоэлектрическое состояние [1]. Образец, извлеченный из камеры, был полностью разрушен.

Характерным признаком показанного на рис. 1 семейства кривых является быстрое возрастание максимума теплоемкости при увеличении давления с одновременным сужением его по температуре. При p=6 и 6,5 кбар максимум $C_{p,E}(T)$ не поддавался количественному измерению, однако дополнительные исследования на поликристаллических образцах ТГСел выявили относительную разницу в пиках С_{р.Е}, схематически показанную на рис. 1 стрелками разной длины. Кроме того, при p=4 кбар и температуре примерно на 0,03° ниже T_c на кривой $C_{p,E}(T)$ появляется воспроизводимый минимум. При p=5 кбар он становился глубже, приближаясь к T_c примерно на 0,01°. При p=6 и 6,5 кбар минимум не был обнаружен. Вместо логарифмической аномалии С_{р.Е} в симметричной фазе в интервале T-Tc=0,2-10° [13] нами обнаружено в этом интервале постоянство значений $C_{p,E}$ в пределах погрешности эксперимента ($\sim 1\%$). Ширина пика $C_{p,E}$ от T_c в сторону симметричной фазы за счет размытия ФП составила 0,2° при давлении 1 бар и несколько сужалась с ростом давления.

Обработка результатов и их обсуждение. Полученные данные в общем подтверждают идею об изменении рода ФП в исследованном нами кристалле ТГСел от второго к первому при приложении достаточно больших давлений (~4 кбар) [5, 6]. На это непосредственно указывает поведение теплоемкости в окрестности точки перехода в зависимости от давления. Во-первых, максимум $C_{p,E}$ сильно возрастал с давлением; во-вторых, качественно изменялась зависимость $C_{p,E}(T)$ в окрестности T_c при повышении давления от 3 до 4 кбар, где λ -функция переходила, по видимому, в δ -функцию, соответствующую появлению скрытой теплоты перехода. В-третьих, при p=5 кбар наблюдался температурный гистерезис $C_{p,E}(T)$, равный 0,1°.

Для выяснения причины изменения характера фазового перехода в ТГСел проведен анализ поведения аномальной части теплоемкости в сегнетофазе $\Delta C(T)$ при различных давлениях в рамках классической термодинамической теории Ландау, а также путем определения критических индексов.

Выделение аномальной части $C_{p,E}(T)$ проводилось путем графической экстраполяции данных в диапазоне температур T_c+10° и выше. В этом диапазоне наблюдалась линейность хода регулярной части теплоемкости ТГСел с практически неизменным от давления наклоном, равным 2,6·10⁻³ Дж/г·град, что согласуется с [13].

Как видно из рис. 2 (ввиду большой густоты изображены не все точки), в интервале температур $T_c - T = \Delta T \simeq 0.2 - 1.5^{\circ}$ при всех давлениях наблюдается согласие с классической теорией Ландау для фазовых переходов, бливких к трикритической точке [14]. В то же время в [14], по данным [13], было показано, что линейность зависимости [$\Delta C_1^{-2} = \hat{f}(T)$ при p = 1 бар выполняется в интервале $\Delta T = 12^{\circ}$. Этот же результат был получен и в настоящей работе при давлении 4 кбар, ес-

5*

ли не учитывать непосредственной близости к T_c , однако при всех остальных давлениях в широкой области температур имеется систематическое отклонение зависимости от линейной (см. рис. 2).



Рис. 2. Зависимость квадрата обратной величины избыточной теплоемкости ТГСел в сегнетофазе от температуры при различных давлениях: $p=0(\bigcirc), 2(\blacktriangle), 4(\times)$ и 6(O) кбар

С другой стороны, оказалось, что аномальная часть теплоемкости ТГСел в сегнетофазе при различных давлениях в интервале $0.2-10^{\circ}$ хорошо описывалась формулой $\Delta C \sim (\Theta - T)^{-\alpha'}$. Критический индекс α' находился согласно следующей процедуре. По экспериментальным данным, для каждого в отдельности давления с помощью машины методом наименьших квадратов строились прямые

 $4g \Delta C = f[lg(T_c - T)].$ (1)

При этом варьировались T_c и учитывалась абсолютная ошибка в определении ΔC , равная ~ 0.02 Дж/г град. Выбирался индекс а' и получающееся при этом значение точки абсолютной потери устойчивости сегнетофазы Θ для такой прямой (1), для которой было найдено наименьшее среднеквадратичное отклонение экспериментальных точек. Полученные таким методом индексы а' и значения $\Theta - T_c$ для разных давлений приведены в таблице. Ошибка определения индекса а' считалась по ширине минимума на зависимостях среднеквадратичного отклонения от ($\Theta - T_c$). На рис. 3 для примера показаны прямые (1) для двух давлений с учетом значений сдвига $\Theta - T_c$ (см. таблицу). Следует отметить, что поиск абсолютного минимума при вариации регулярной части теплоемкости приводит к снижению значений α' , однако при этом тенденция изменения α' с давлением остается прежней. Из таблицы видно, что при $p \approx 4$ кбар индекс α' имеет максимум, кроме того, его численное значение близко к 0,5, т. е. ожидаемому для трикритической точки.

Таким образом, экспериментальные данные и их обработка указывают на следующее: с одной стороны, при $p \approx 4$ кбар зависимость $C_{p,E}$ по сравнению с результатами для более низких давлений обладает

рядом особых свойств как в непосредственной близости к ФП, так и в широкой области температур и, кроме того, можно считать надежно установленным, что при p>4 кбар ФП в ТГСел является фазовым переходом первого рода, близким ко второму (аналогичный вывод сделан также в работах [4—6]). С другой стороны, полученный нами в интервале T_c —T==0,1—1,5° экстраполяцией прямолинейного уча-

Зависимости a' и $\Theta - T_c$ кристалла ТГСел от давления

<i>р</i> , кбар	a'	$\Theta = T_c$, град
0 2 3 4 5	$ \begin{array}{c} 0,35\pm0,02\\ 0,37\pm0,02\\ 0,43\pm0,02\\ 0,46\pm0,02\\ 0,40\pm0,02\\ \end{array} $	0,06 0,06 0,11 0,12 0,08

стка функций $[\Delta C(T)]^{-2}$ к оси ординат коэффициент *B* оказался не зависящим от давления, по крайней мере, он не менял знака при $p \approx 4$ кбар (согласно классической теории Ландау коэффициент *B* не зависит от температуры и вблизи ТКТ должен менять знак). Вопрос заключается в том, как же все-таки объяснить, хотя бы качественно, изменение рода ФП ТГСел при p=4 кбар, наблюдаемое в настоящей работе и в работах [5, 6].

Появление на кривых $C_{p,E}(T)$ при p=4 и 5 кбар минимума, большая нелинейность коэффициента *B* в интервале $T_c - T \ll 0,1^{\circ}$ (рис. 4) и



Рис. 3. Зависимости $\lg \Delta C = f[\lg(\theta - T)]$ при различных давлениях: p = -1 (O) и 4 (Δ) кбар



Рис. 4. Функция $[\Delta C(T)]^{-2}$ в непосредственной близости к T_c в сегнетофазе при различных давлениях: $p=0(\bigcirc), 2(\bigtriangleup), 4(\asymp), 5(\bigcirc)$ и $6(\bigtriangleup)$ кбар

нелинейность кривых $[\Delta C(T)]^{-2}$ в широкой области температур, наличие избыточной части теплоемкости в парафазе, сокращение под давлением температурного интервала существования этой избыточной части — все это наводит на мысль о влиянии дефектов на характер фазового перехода в ТГСел, близкого к ТКТ. К сожалению, до настоящего времени теоретическая сторона затронутого вопроса еще не разработана.

Учитывая сказанное, будем строить объяснение на том, что уже при атмосферном давлении ФП в идеальном кристалле ТГСел является ФП первого рода, близким к ТКТ, т. е. В отрицательно и мало по абсолютной величине. Эта гипотеза подтверждается данными, других работ, в которых при p=1 бар на кристаллах, вероятно, лучшего качества было показано, что зависимость [$\Delta C(T)$]⁻² является прямолинейной функцией вплоть до T_c [14]; с другой стороны, $P_s \sim (T_c - T)^{1/4}$ [15], т. е. В~0 (см. также [4]) и С_{К-В}/С'_{К-В}≈4 [5, 12]. Можно далее сделать предположение, которое не противоречит теории [16], что DOT ФП в ТГСел при p=1 бар под влиянием дефектов изменяется от первого ко второму. Это приводит к «размытию» скачка параметра перехода ΔP_s в T_c [3] (оценка ΔP_s дала величину ~1,3 мкКул/см², **HTO** является слишком завышенным значением), к «размытию» скачка величины 1/є^{тах} [5], появлению высокотемпературного «хвоста» теплоемкости, а также «перенормировке» критического индекса α' (см. таблицу).

Следует отметить, что в литературе имеются косвенные сведения о том, что при уменьшении объема «сила» дефектов может уменьшаться [17]. Это, в свою очередь, может приводить к появлению минимума на кривой $C_{p,E}(T)$ со стороны несимметричной фазы [18]. Однако мы далеки от того, чтобы признать этот фактор определяющим при объяснении возникновения минимума в случае ТГСел при p > 4 кбар. Возможно, при этом играет определенную роль и динамический режим измерений. Кстати, похожий минимум в упорядоченной фазе вблизи T_c также наблюдался на снятой динамическим методом при p=1 бар кривой $C_p(T)$ кристалла ND₄Cl [19].

Таким образом, результаты исследования теплоемкости ТГСел, полученные в настоящей работе, а также данные других работ можно объяснить с точки зрения влияния дефектов на ФП первого рода, близкого к ТКТ. Отсутствие «идеальных» образцов ТГСел не дает возможности проверить выдвинутое нами предположение о том, что уже при p=1 бар ФП в кристалле ТГСел является ФП первого рода, близким к ТКТ. Аналогичная ситуация наблюдалась ранее для кристалла KDP [20].

Авторы выражают благодарность А. П. Леванюку за ценную дискуссию, Б. И. Островскому за помощь в работе и В. М. Варикашу за выращенный кристалл ТГСел.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Мылов В. П., Поландов И. Н., Струков Б. А. О новой линии фазовых переходов в кристалле триглицинселената при высоких давлениях.— Письма в ЖЭТФ, 1966, 4, с. 255—258. [2] Gesi K., Оzawa K. On the pressure-temperature phase diagram of ferroelectric triglycine selenate.— J. Phys. Soc. Jap., 1974, 37, p. 1053—1055. [3] Поландов И. Н., Мылов В. П., Струков Б. А., Варнкаш В. М. Исследование сегнегоэлектрических свойств триглицинселената при высоких гидростатических давлениях.— ФТТ, 1968, 10, с. 1377—1381. [4] Gesi K., Оzawa K. Change of the order of the phase transition in ferroelectric triglycine selenate at high pressure.— J. Phys. Soc. Jap., 1976, 40, p. 599—600. [5] Shuvalov L. A., Baranov A. I., Shirokov A. M., Konstantinova V. P. Effect of hydrostatic pressure and deutoriation on the phase transition in triglycine selenate.— Ferroelectrics, 1976, 14, p. 699—701. [6] Baranov A. I., Shuvalov L. A., Konstantinova V. P., Shirokov A. M. Change of the order of the phase transition in striglycine selenate. High Temp.— High Press., 1976, 8, p. 604—605. [7] Gesi K. Dielectric study on the phase transitions in triglycine selenate — deuterated triglycine selenate system.— J. Phys. Soc. Jap., 1976, 41, p. 565—569. [8] Schmidt V. H., Western A. B., Baker A. G. Tricritical point in KH₂PO₄.— Phys. Rev. Lett., 1976, 37, p. 839—842. [9] Bastie P., Vallade M., Wettier C., Zeyen C. M. F. Study of the tricritical point in KH₂PO₄.

70

by γ-ray and neutron diffractometry.— Phys. Rev. Lett., 1978, 40, р. 337-340. [10] Yamashita H., Todo I., Tatsuzaki I. Anomaly of the sound velocity near the ferroelectric phase transition of TGSe at high pressure.— J. Phys. Soc. Jap., 1978, 44, р. 1261-1265. [11] Черненко В. А., Поландов И. Н., Новик В. К. Установка для неследования теплоемкости сегнетоэлектриков динамическим методом при высоких гидростатических давлениях.— ПТЭ, 1979, № 1, с. 222-225. [12] Струков Б. А., Тараскин С. А., Варикаш В. М. Тепловые и электрические свойства сегнетоэлектрического триглицинселената в окрестностях точки Кюри.— ФТТ, 1968, 10, с. 1836—1842. [13] Ета К., Натапо К., Китіhava К., Наtta I. A.c. calorimetric investigation of specific heat anomaly in ferroelectric TGSe.— J. Phys. Soc. Jap., 1977, 43, р. 1954—1964. [14] Александров К. С., Фаеров К. Н. Области применимости термодинамической теории для структурных фазовых переходов, близких к трикритической точке.— Препринт ИФСО-82 Ф. Красноярск, 1978. [15] Наtапо J., Suda F., Futama H. Orientation of the ferroelectric domain walls in triglycine sulfate crystals.— J. Phys. Soc. Jap., 1976, 41, р. 188—193. [16] Коротких А. М., Набутовский В. М. Критическая точка фазовых переходов первого рода, близких ко второму. — Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, с. 208—211. [17] Дейген М. Ф., Глинчук М. Д. Параэлектрический резонанс нецентральных ионов.— УФН, 1974, 114, с. 185—210. [18] Леванюк А. П., Осипов В. В., Сигов А. С., Собянин А. А. Изменение структуры дефектов и обусловленные ими аномалии свойств веществ вблизи точек фазовых переходов.— ЖЭТФ, 1979, 76, с. 345—368. [19] Garland С. W., Baloga J. D. Неаt сарасity of NH4Cl and ND4Sl single crystals at high pressure.— Phys. Rev., 1977, B16, р. 331—339. [20] Гарбер С. Р., Смоленко Л. А. Дилатометрическое исследование сегнетоэлектрического перехода в КН₂РО4.— ЖЭТФ, 1968, 55, с. 2031—2046.

Поступила в редакцию 18.06.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. З. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 3

УДК 551.511.6:532.516

О СТРУКТУРЕ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА ПЛОХО ОБТЕКАЕМЫМ ТЕЛОМ

Е. П. Анисимова, А. А. Сперанская, С. Г. Шапхаев

(кафедра физики моря и вод суши)

Работа проводилась в аэродинамической трубе А-6, представляющей собой одноканальную аэродинамическую трубу замкнутого типа с открытой рабочей частью эллиптического сечения. Длина рабочей части трубы 4 м. Модель в виде единичной шероховатости в форме полуцилиндра устанавливалась в рабочей части трубы на горизонтальной поверхности стола таким образом, чтобы ось полуцилиндра была ориентирована перпендикулярно набегающему потоку. Степень входной турбулентности потока в рабочей части трубы составляла $\varepsilon = 0.2\%$. Число Рейнольдса $Re = Ud/v = 2,1 \cdot 10^5$, где U — скорость невозмущенного потока, d = 0.24 м — днаметр полуцилиндра, $v = 1.51 \cdot 10^{-5}$ м²/с — кинематическая вязкость воздуха при температуре 20°С.

Измерения поля скорости потока, обтекавшего гладкий полуцилиндр, выполнялись с помощью специально сконструированного анемометра на механотронах*. Измерение скорости воздушного потока этим прибором основано на регистрации силового воздействия потока воздуха на чувствительный элемент механотрона, в качестве которого использовался тонкий круглый диск диаметром 1 см.

В применявшемся анемометре два механотрона устанавливались во взаимно перпендикулярных плоскостях так, что центры чувствительных пластин их располагались на одном уровне. Это позволило одно-

Механотроны для измерения скорости водных и воздушных потоков, по-видимому, впервые применил Ю. С. Анохин [1].