

# ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ УПРУГИХ СВОЙСТВ ЦЕЗИЯ ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ ПОД ДАВЛЕНИЕМ ДО 5 ГПа

**Ф. Ф. Воронов**, *О. В. Стальгорова, Е. Л. Громницкая\**

*Институт физики высоких давлений им Л. Ф. Верещагина Российской академии наук  
142190, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 26 декабря 2001 г.

Импульсным ультразвуковым методом проведено исследование поликристаллического цезия под давлением до 5 ГПа. Определены упругие характеристики и сжатие цезия, выявлены аномалии в упругих свойствах цезия при фазовых переходах CsI–CsII–CsIII–CsIV. Установлено, что электронно-структурному превращению CsII–CsIII предшествует аномальная сжимаемость ГЦК-фазы цезия и смягчение продольных и поперечных акустических мод фононного спектра цезия.

PACS: 62.50.+p, 64.70.Kb, 62.20.Dc, 64.30.+t

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Тяжелый щелочной металл цезий отличается от других щелочных металлов тем, что в доступной для исследователей области давлений  $p$  и температур  $T$  претерпевает ряд фазовых превращений, связанных с изменениями его кристаллической и электронной структур. При этом в поведении макроскопических характеристик цезия возникает целый ряд аномалий. При давлении  $p \sim 2.3$  ГПа происходит структурное превращение из ОЦК-фазы (CsI) в ГЦК-фазу (CsII) со скачкообразным уменьшением объема  $\Delta V/V_0 = 0.7\%$ . Но особый интерес вызывают два близкорасположенных фазовых превращения в цезии, сжатом на 50%: CsII–CsIII ( $p = 4.21$  ГПа) и CsIII–CsIV ( $p = 4.33$  ГПа) [1–3]. До недавнего времени интерпретация CsII–CsIII-превращения, при котором объем коллапсирует примерно на 9.1%, как электронного  $6s$ – $5d$ -перехода, вызывающего изоморфное фазовое ГЦК–ГЦК-превращение [4, 5], считалась общепринятой. Однако в исследованиях [6, 7] ставится под сомнение возможность изоструктурного превращения в цезии при указанных условиях. Кроме того, в работе [8] из оценок величин уменьшения атомного радиуса цезия, 2% и 10% соответственно при превращениях CsII–CsIII и CsIII–CsIV, было сделано заключение, что основная часть лавинно-

го  $6s$ – $5d$ -перехода происходит при превращении CsIII–CsIV. При  $p \sim 4.33$  ГПа происходит преобразование структуры CsIII в тетрагональную структуру CsIV [8] с уменьшением объема на 4.3%.

Особенности в изменении физических свойств цезия проявляются уже в ОЦК-фазе. Так, например, согласно оптическим исследованиям, в цезии с ОЦК-структурой наблюдалось сильное возрастание поглощения в области давлений 1.8 ГПа, которое непосредственно связывают с изменением  $d$ -характера электронов проводимости [9]. В наших исследованиях ультразвуковым методом были отмечены аномалии в поведении упругих характеристик ОЦК-цезия при давлениях  $p > 1.4$  ГПа. Именно с этого момента зависимость сжимаемости ОЦК-цезия от приведенного давления  $p/K_t$  отклоняется в сторону больших значений по сравнению с другими щелочными металлами [10].

Особый интерес у исследователей вызывает ГЦК-фаза цезия. Нейтронографическими исследованиями было установлено, что CsII обладает аномально мягкой изотермой сжатия [11], а в наших ранних исследованиях ультразвуковым методом [12] было отмечено очень малое изменение величины скорости продольных ультразвуковых волн  $v_l(p)$  в ГЦК-цезии, т.е. при изменении давления от 2.28 ГПа до 4.21 ГПа. Более того, после максимума ( $p \sim 3.8$  ГПа) наблюдалось убывание  $v_l(p)$  при приближении к переходу CsII–CsIII. Известно, что

\*E-mail: grom@ns.hppi.troitsk.ru

кривая плавления цезия после максимума при 3.5 ГПа имеет отрицательный наклон. Указанные аномалии легко объясняются как следствие непрерывного изменения электронной структуры цезия под давлением [8, 13, 14].

Представляло несомненный интерес продолжить наши исследования цезия ультразвуковым методом [10, 12] при более высоких давлениях, определить особенности изменения низкочастотной части фононного спектра цезия, получить зависимости упругих характеристик цезия от давления до 5 ГПа и найти их изменение при фазовых превращениях CsII–CsIII и CsIII–CsIV.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование зависимости скоростей распространения продольных  $v_l(p)$  и поперечных  $v_t(p)$  ультразвуковых волн в цезии под действием давления до 5.0 ГПа проводилось с использованием «ультразвукового пьезометра» (камера типа цилиндр-поршень) [10] и установки высокого давления типа «Тороид» [15]. В экспериментах использовался цезий с содержанием основного вещества 99.9%. Приготовление образцов проводилось под слоем тщательно осушенного масла, как описано в [10]. При измерении  $v_l(p)$  и  $v_t(p)$  в камере цилиндр-поршень в начальном интервале 0–1.1 ГПа удавалось удерживать вещество в камере под давлением без капсулирования образцов с применением только тонких защитных тефлоновых пленок (толщиной порядка 0.02 мм), что достигалось тщательной подгонкой размеров деталей камеры. Измерения при повышении и при снятии давления от 0 до 2.5 ГПа в пьезометре проводились на капсулированных образцах. Вырезанные из слитка образцы помещались в этом случае в алюминиевые капсулы — стаканчики с толщиной стенок равной примерно 1 мм, торцов — примерно 0.6 мм.

В основной серии экспериментов, т. е. при давлениях от 0 до 5.0 ГПа применялась разновидность твердотельной камеры высокого давления типа «Тороид», а именно — «чечевица с плоским дном» [16]. Цезий в цилиндрической капсуле диаметром 14 мм и высотой 7 мм помещался в катлинитовый контейнер. Все измерения  $v_l(p)$  и  $v_t(p)$  проводились только при повышении давления, так как при снятии давления происходила разгерметизация капсулы, вызванная необратимостью деформации контейнера из-за уменьшения объема цезия в два раза при

достижении давления  $p \sim 5$  ГПа. Зависимость давления в камере от нагрузки,  $p_c = f(p_n)$ , определялась по точкам фазовых переходов в цезии, регистрируемых по скачкам в зависимости времени прохождения ультразвукового сигнала через поршни-звукопроводы и образец. Первая точка, соответствующая моменту возникновения акустического контакта,  $p = (0.005 \pm 0.002)$  ГПа, вполне достоверно устанавливалась графически. Вторая точка соответствовала переходу CsI–CsII при  $p = (2.28 \pm 0.03)$  ГПа. Значение давления этого перехода было тщательно измерено в исследовании, которое проводилось на ультразвуковом пьезометре и подробно описано в нашей работе [10]. Для третьей ( $p = 4.21$  ГПа) и четвертой ( $p = 4.33$  ГПа) точек на калибровочной зависимости, соответствующих превращениям CsII–CsIII и CsIII–CsIV, использовались значения давлений, полученные в результате анализа сведений, представленных в [2, 3, 17] на основе существующей в настоящее время шкалы давлений [18]. Графическое изображение нашей калибровочной зависимости приведено в работе [12]. При давлениях больших чем 4.21 ГПа калибровочная зависимость  $p_c = f(p_n)$  принималась линейной с учетом уменьшения эффективности работы камеры после фазовых переходов CsII–CsIII и CsIII–CsIV, при этом уменьшение  $dp_c/dp_n$  принималось пропорциональным уменьшению объема цезия при этих переходах: 9.1% и 4.3% [3].

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Полученные нами на камере типа «Тороид» экспериментальные зависимости изменения высоты образца  $L(p)$ , а также времен пробега поперечных  $T_t(p)$  и продольных  $T_l(p)$  ультразвуковых волн, определенных модифицированным методом визуального наложения импульсов [19], были приведены к истинному давлению согласно калибровочной зависимости  $p_c = f(p_n)$  и связаны с результатами наших предыдущих исследований [10] в точке фазового превращения CsI–CsII,  $p = 2.28$  ГПа.

Скорости распространения ультразвуковых волн  $v_i(p)$  в цезии определялись из соотношений

$$v_i(p) = \frac{L(p) + \Delta L(p)}{\{[L(2.28 \text{ ГПа}) + \Delta L(2.28 \text{ ГПа})] \times v_i^{-1}(2.28 \text{ ГПа}) - T_i(2.28 \text{ ГПа}) - T_i(p) - \Delta T_i(p)\}},$$

где  $i = l$  либо  $t$ , а  $\Delta L(p)$  и  $\Delta T_i(p)$  — поправки на деформацию пуансонов и изменение време-

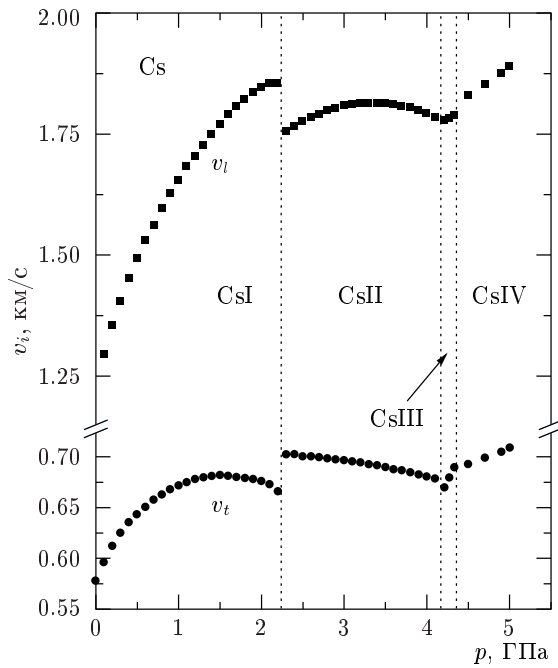


Рис. 1. Барические зависимости скоростей распространения продольных  $v_l$  и поперечных  $v_t$  ультразвуковых волн в цезии

ни прохождения ультразвуковым сигналом пуансонов-звукопроводов при нагружении, которые определялись в отдельных экспериментах.

Скорости распространения продольных  $v_l(p)$  и поперечных  $v_t(p)$  ультразвуковых волн в цезии, полученные в результате обработки 24 опытов в диапазоне 2.28–5.0 ГПа, представлены на рис. 1. Там же приведены наши результаты при давлении до 2.28 ГПа [10]. Ошибка в определении скоростей распространения ультразвука не превышает 1%. Отметим, что характер изменения скоростей отличается своеобразием для каждой из четырех фаз цезия. Только при малых давлениях ( $p < 0.4$  ГПа) и для фазы CsIV зависимости скоростей проявляют типичное для простых металлов поведение под давлением. Далее при  $p \sim 0.5\text{--}1.0$  ГПа возникает нелинейность зависимостей  $v_l(p)$  и  $v_t(p)$ , указывающая на наличие предпереходных явлений в ОЦК-цезии. Кроме того, при приближении к фазовому переходу ОЦК–ГЦК наблюдается сильное уменьшение амплитуды ультразвуковых сигналов, вызванное, по-видимому, изменениями в фон-фононном взаимодействии вследствие проявления ангармонических эффектов. Фазовое превращение ОЦК–ГЦК в цезии происходит почти мгновенно с малым изменением объема (около 0.7%),

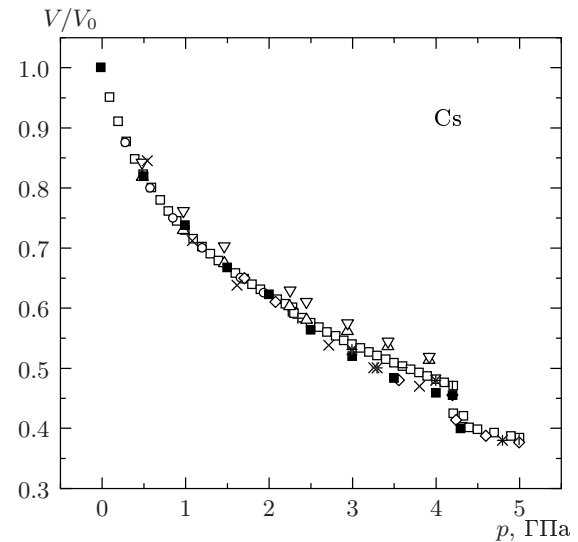


Рис. 2. Зависимость сжатия цезия от давления до 5.0 ГПа:  $\square$  — наши данные,  $\circ$  — [20],  $\triangle$  — [21],  $\nabla$  — [1],  $\diamond$  — [7],  $+$  — [22],  $\times$  — [13],  $*$  — [8],  $-$  — [23],  $|$  — [24],  $\blacksquare$  — [25]

что характерно для мартенситных превращений. С появлением ГЦК-фазы цезия амплитуда ультразвукового сигнала значительно возрастает. Переход ОЦК–ГЦК сопровождается увеличением скорости поперечных волн  $v_t(p)$  на 5.6% и уменьшением скорости продольных волн  $v_l(p)$  на 5.3%.

Наиболее яркие аномалии в поведении скоростей отмечаются для ГЦК-фазы цезия. Во всем диапазоне существования этой фазы скорость распространения сдвиговых ультразвуковых волн уменьшается; скорость же продольных волн после пологого максимума примерно при 3.5 ГПа тоже убывает. Все изменение  $v_l(p)$  в этом диапазоне давлений очень мало и не превышает примерно 3%. Фаза CsIV характеризуется увеличением обеих скоростей, однако точную количественную оценку сделать сложно, так как калибровочная зависимость  $p_c = f(p_n)$  имеет некоторую неопределенность при  $p > 4.33$  ГПа.

При расчете упругих свойств цезия по ультразвуковым данным была получена зависимость изменения объема этого вещества от давления для всех четырех фаз цезия до 5 ГПа. Представленная на рис. 2, определенная нами кривая сжатия цезия находится в отличном согласии с данными, полученными рентгенографическими, пьезометрическими, нейтронографическими и другими методами [1, 3, 8, 13, 20–25].

На рис. 3 и 4 представлены рассчитанные из скоростей распространения ультразвука модуль объем-

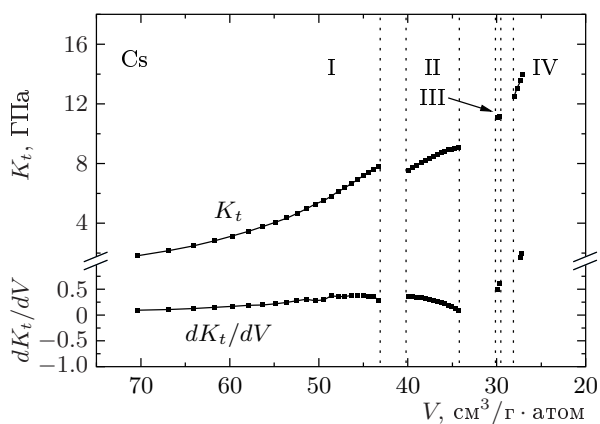


Рис. 3. Зависимость модуля объемной упругости  $K_t$  и его производной  $dK_t/dV$  от молярного объема

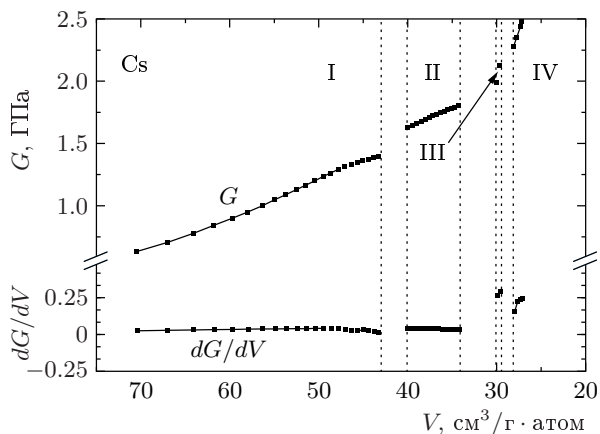


Рис. 4. Зависимость модуля сдвига  $G$  и его производной  $dG/dV$  от молярного объема

ной упругости, модуль сдвига и их производные как функции изменения атомного объема цезия в интервале давлений от 0 до 5.0 ГПа. Поскольку модуль объемной упругости является мерой жесткости кристалла, а модуль сдвига — мерой формоизменения, по характеру изменения этих характеристик можно делать выводы о том, что происходит при деформировании решетки цезия под действием давления.

Перед переходом ОЦК–ГЦК производная модуля объемной упругости по объему  $\partial K_t/\partial V$  претерпевает резкий излом и начинает уменьшаться, т. е., по-видимому, с этого момента, как уже отмечалось выше, начинает проявляться зависимость свойств цезия от заселенности  $s$ -зоны. Сдвиговые характеристики также показывают смягчение решетки вблизи структурного фазового превращения ОЦК–ГЦК,

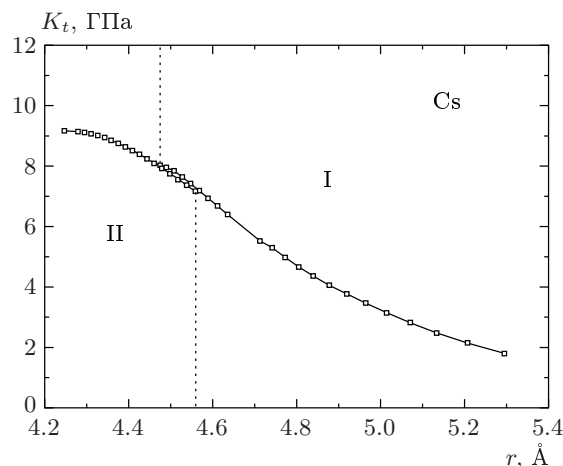


Рис. 5. Зависимость модуля объемной упругости  $K_t$  от расстояния  $r$  между ближайшими соседями в решетке

при этом значение производной  $\partial G/\partial p$  уменьшается от 0.76 при атмосферном давлении до нуля перед переходом. На появление мягкой сдвиговой, скорее всего, акустической моды  $TA_1$  в фоновом спектре ОЦК-фазы цезия указывает и отрицательное значение вблизи фазового перехода параметра Грюнайзера, рассчитанного из модуля сдвига [10].

Переход к более плотноупакованной ГЦК-структуре с увеличением координационного числа сопровождается ростом модуля сдвига (около 13%). В то же время модуль объемной упругости при этом переходе уменьшается (примерно на 14%), что, скорее всего, вызвано увеличением расстояния между ближайшими соседями. Эту особенность наглядно демонстрирует зависимость изотермического модуля объемной упругости  $K_t$  от расстояния между ближайшими соседями в решетке (рис. 5), которая не показывает скачка модуля объемной упругости при этом переходе.

Отметим, что эксперименты по непосредственному определению модуля объемной упругости цезия и его производной по давлению практически отсутствуют. Ультразвуковые исследования дают возможность проводить измерения  $K_t$  с изменением давления в непрерывном режиме и довольно точно. Эксперимент показывает (см. рис. 3), что ГЦК-фаза цезия более сжимаема, чем ОЦК-фаза, причем во всей области существования ГЦК-фазы производная модуля объемной упругости  $dK_t/dV$  уменьшается с давлением. Поскольку  $dK_t/dV$  определяет степень мягкости уравнения состояния, можно утверждать, что при приближении к фазовому превра-

щению CsII–CsIII степень сопротивления цезия объемной деформации уменьшается и в диапазоне существования ГЦК-фазы идет интенсивный переход электронов из отталкивающих  $s$ -зон в притягивающую  $d$ -зону с нарастанием при приближении к превращению. Наиболее сильные аномалии  $K_t(V)$  возникают при сжатиях  $V/V_0 \sim 0.5$ , что совпадает с расчетами [23, 26], в которых было показано, что дно  $5d$ -зоны проходит через уровень Ферми именно при сжатиях  $V/V_0 = 0.47\text{--}0.48$ .

На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости модуля сдвига и его производной от атомного объема цезия. Отметим слабый, практически линейный рост  $G(p)$  для ГЦК-фазы с уменьшением производной модуля сдвига по объему от 0.03 до 0.02 к моменту превращения CsII–CsIII. Расчеты устойчивости кристаллической решетки ГЦК-цезия показывают, что основную роль в этом структурном преобразовании играет смягчение акустической сдвиговой моды  $TA_1$ , приводящее к убыванию модуля сдвига  $c' = (1/2)(c_{11} - c_{12})$  [7, 14, 27]. Кроме того, не исключается возможность смягчения моды  $TA_2$  и, соответственно, уменьшение модуля  $c_{44}$  [14]. Модуль сдвига поликристалла ( $G = \rho v_t^2$ ) может быть представлен в приближении Фогта [28] для кристаллов с кубической сингонией через постоянные упругости монокристалла,  $G = (2/5)[(1/2)(c_{11} - c_{12})] + (3/5)c_{44}$ . Анализ наших экспериментальных зависимостей скоростей распространения сдвиговых упругих волн и модуля сдвига с учетом слабого роста модуля сдвига с давлением показывает, что в предпереходной области CsII–CsIII имеет место смягчение с давлением поперечной акустической моды  $TA_1$  в фоновом спектре ГЦК-цезия при приближении к переходу; при этом вторая поперечная мода  $TA_2$ , связанная с постоянной упругости  $c_{44}$ , не смягчается. Характер изменения зависимости скорости распространения продольных волн в цезии и модуля объемной упругости позволяют говорить о смягчении перед этим фазовым переходом также и продольной акустической моды.

Вычисленный из наших экспериментальных зависимостей параметр Грюнайзена  $\gamma_l(p)$  становится отрицательным, а  $\gamma_t(p)$  принимает практически нулевое значение при  $V(p)/V(0) \sim 0.48$ , т. е. при давлениях  $p > 4.0$  ГПа продольная  $LA$ - и поперечная  $TA_1$ -моды становятся мягкими, а кристаллическая решетка теряет устойчивость. Уменьшение фононных частот вблизи объемного коллапса приводит к росту амплитуды тепловых колебаний, что коррелирует с уменьшением температуры плавления

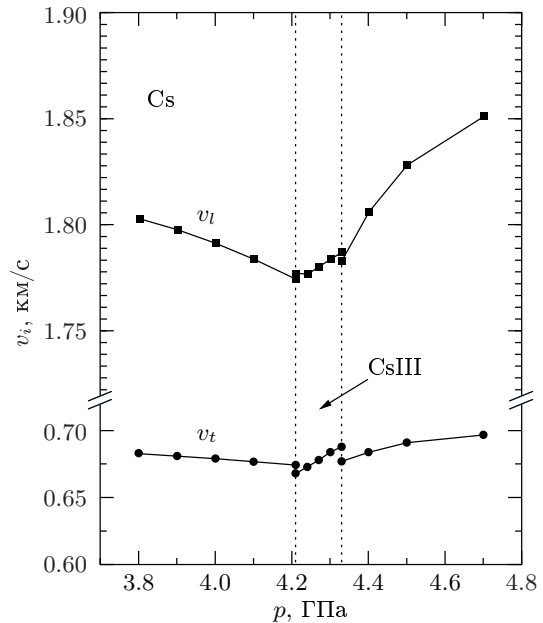


Рис. 6. Экспериментальные зависимости скоростей распространения продольных  $v_l$  и поперечных  $v_t$  ультразвуковых волн в фазе CsIII

и резким увеличением электросопротивления, которые наблюдались при этих давлениях в [1, 3].

Исследование фазы CsIII является весьма трудной задачей, поскольку область существования этой фазы очень узка, она составляет 0.14 ГПа при  $T = 461$  К, т. е. вблизи тройных точек CsII–L–CsIII и CsIII–L–CsIV и 0.12 ГПа при  $T = 298$  К [6]. В [13] предполагается, что границы фазы CsIII быстро сужаются от тройных точек к точке  $T = 288$  К,  $p = 4.3$  ГПа и ниже этой точки CsIII не существует. Действительно, исследования [2, 13] показывают, что определение области существования фазы CsIII при  $T = 273$  К затруднено, однако это может быть связано и с вялой кинетикой превращения при понижении температуры [2]. В наших исследованиях при комнатных температурах область существования CsIII была четко выявлена в ряде экспериментов при измерениях скорости поперечных волн, когда удавалось провести регистрацию измеряемых параметров в 5–8 точках для этой фазы. Отдельные измерения при температурах 291 К и 300 К показали, что область существования фазы CsIII, определенная в зависимости от усилий прессы, мало изменяется в этом интервале температур и не может исчезнуть при 288 К. Таким образом, область существования фазы CsIII в наших измерениях составляет 0.12 ГПа, что подтверждает ре-

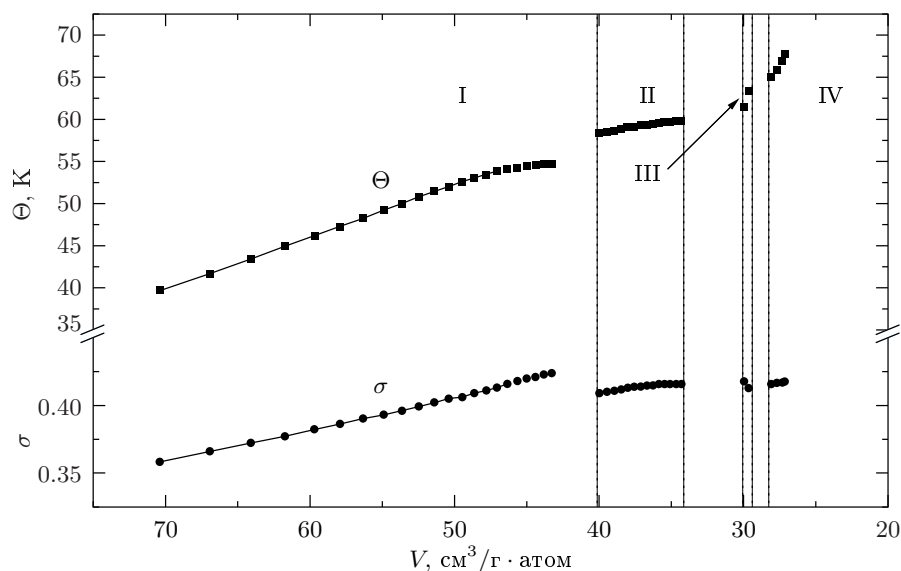


Рис. 7. Экспериментальные зависимости температуры Дебая  $\Theta$  и коэффициента Пуассона  $\sigma$  от молярного объема цезия

зультаты работы [2]. Превращение CsII–CsIII наблюдалось по небольшим скачкам в изменении высоты образца  $L(p)$  и времени прохождения поперечных  $T_t(p)$  и продольных  $T_l(p)$  ультразвуковых волн. Кроме того, область фазы CsIII отличается от соседних фаз CsII и CsIV изменением величин производных  $dT_i/dp$ . Превращение CsIII–CsIV проявляется более ярко по скачку и изменению наклона на зависимости времени пробега поперечной ультразвуковой волны  $T_t(p)$ . Слабое проявление этого превращения при измерении скорости продольных волн привело нас ранее к неверному заключению, что при комнатной температуре наблюдается лишь одно превращение CsII–CsIV [12].

Полученные нами экспериментальные зависимости  $v_l(p)$ ,  $v_t(p)$  для области фазовых превращений CsII–CsIII–CsIV отдельно представлены в увеличенном масштабе на рис. 6. Относительное увеличение модуля объемной упругости и модуля сдвига при фазовом превращении CsII–CsIII составило соответственно 9.4% и 24.5%, что свидетельствует о большей жесткости структуры CsIII по сравнению с CsII.

На рис. 7 представлены барические зависимости температуры Дебая  $\Theta(p)$  и коэффициента Пуассона  $\sigma(p)$  цезия в исследованном диапазоне. Отметим, что полученное в наших экспериментах значение  $\Theta(3.8 \text{ ГПа})/\Theta(0) = 1.5$  хорошо согласуется с нейтронографическими измерениями [13]:  $\Theta(3.8 \text{ ГПа})/\Theta(0) < 1.3 \pm 0.2$ .

Экспериментальные зависимости сжатия и деба-

евской температуры цезия были использованы для оценки температуры плавления ( $T_m$ ) по критерию Линдемана. Неплохое согласие эксперимента и расчета имеет место для ОЦК-фазы цезия, особенно при небольших давлениях, когда выполняется условие  $T_{exp}/T_m \approx 1$ , где  $T_{exp}$  — температура эксперимента. Для ГЦК-фазы условия применимости соотношения Линдемана нарушаются за исключением давлений вблизи  $p \approx 3.8$  ГПа.

Относительно фазы CsIV можно дать лишь качественную характеристику поведения упругих свойств из-за некоторой неопределенности калибровочной зависимости  $p_c = f(p_n)$  для давлений  $p > 4.33$  ГПа. Рост обеих скоростей и, соответственно, модулей упругости  $K_t(V)$  и  $G(V)$  указывает на жесткость образовавшейся фазы. В работе [11] отмечалось, что модуль упругости  $K_t(p)$  для CsIV приближается по значению к характеристикам твердых металлов, т. е. полученная нами оценка  $dK_t/dp = 4.2$  для  $p = 4.33$  ГПа достаточно достоверна.

Таким образом, экспериментальное исследование импульсным ультразвуковым методом поликристаллического цезия под воздействием давления до 5.0 ГПа и при фазовых переходах CsI–CsII, CsII–CsIII, CsIII–CsIV позволило определить поведение характеристик упругости цезия при этих условиях и выявить аномалии, связанные с фазовыми превращениями. Теоретические вычисления на основе различных моделей показывают сильную зависимость электронного строения цезия

от давления и наличие лавинообразного электронного  $s$ - $d$ -перехода при сжатиях  $V/V_0 \sim 0.48$ . Были сделаны предположения [23, 27] об уменьшении при сжатии ГЦК-цезия частот колебаний решетки вблизи этого перехода. Мы в своем исследовании наблюдали, что упругие свойства ГЦК-цезия аномальны во всей области существования этой фазы и выявляют интенсивный процесс изменения заселенности  $s$ -зоны с давлением, начавшийся еще в ОЦК-цезии при  $V(p)/V_0 \approx 0.68$ . Установлено, что электронно-структурному превращению CsII–CsIII предшествует смягчение и продольных, и поперечных мод акустической части фононного спектра цезия. Особенности в изменении модуля объемной упругости и модуля сдвига цезия от давления свидетельствуют о том, что основной лавинный  $s$ - $d$ -переход, по-видимому, происходит на границе фазового превращения CsII–CsIII, а не CsIII–CsIV, как предполагалось в [8]. В дальнейшем представляется интересным исследовать цезий под давлением при различных температурах с целью уточнения структуры и области существования фазы CsIII, границ фазовых переходов CsII–CsIII–CsIV, а также тенденций в изменении упругих характеристик цезия при понижении и повышении температуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 01-02-16557, 02-02-16298), программы «Ведущие научные школы» (проект 00-15-96593), гранта президента РФ «Молодые доктора» (00-15-99308) и гранта ИНТАС (00-807).

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Bridgman, Proc. Amer. Acad. Arts Sci. **76**, 55 (1948).
2. A. Jayaraman, R. C. Newton, and J. M. McDonough, Phys. Rev. **159**, 527 (1967).
3. H. T. Hall, L. Merrill, and J. D. Barnett, Science **146**, 1297 (1964).
4. R. L. Sterngeimer, Phys. Rev. **78**, 235 (1950).
5. Е. С. Алексеев, Р. Г. Архипов, ФТТ **4**, 1077 (1962).
6. U. Schwarz, K. Takemura, M. Hanfland, and K. Syassen, Phys. Rev. Lett. **81**, 2711 (1998).
7. N. E. Christensen, D. J. Boers, J. L. van Velsen, and D. L. Novikov, Phys. Rev. B **61**, 3764 (2000).
8. K. Takemura, S. Minomura, and O. Shimomura, Phys. Rev. Lett. **49**, 1772 (1982).
9. H. Tups, K. Takemura, and K. Syassen, Phys. Rev. Lett. **49**, 1776 (1982).
10. Ф. Ф. Воронов, О. В. Стальгорова, Е. Л. Громницкая, ЖЭТФ **105**, 1456 (1994).
11. D. B. McWhan, G. Parisot, and D. Bloch, J. Phys. F **4**, L69 (1994).
12. F. F. Voronov, O. V. Stalgorova, and E. L. Gromnitskaya, High Press. Res. **6**, 213 (1991).
13. D. B. McWhan and A. L. Stevens, Sol. St. Comm. **7**, 301 (1969).
14. V. G. Vaks, M. T. Katsnelson, A. I. Likhtenstein, G. V. Peschanskikh, and A. V. Trefilov, J. Phys.: Condens. Matter **3**, 1409 (1991).
15. L. G. Khvostantsev, L. F. Vereshchagin, and A. P. Novikov, High Temp.–High Press. **9**, 637 (1977).
16. Ф. Ф. Воронов, С. Б. Григорьев, Измерительная техника **7**, 47 (1977).
17. G. C. Kennedy and P. N. LaMori, J. Geophys. Res. **67**, 851 (1962).
18. D. L. Decker, W. A. Basset, L. Merrill, H. T. Hall, and I. D. Barnett, J. Phys. Chem. Ref. Data **1**, 773 (1972).
19. E. P. Papadakis, Rev. Sci. Instr. **47**, 805 (1976).
20. M. S. Anderson and C. A. Swenson, Phys. Rev. **31**, 668 (1985).
21. P. W. Bridgman, Proc. Amer. Acad. Arts Sci. **72**, 207 (1938).
22. C. E. Weir, G. J. Piermarini, and S. Bloch, J. Chem. Phys. **54**, 2768 (1971).
23. D. Glötzel and A. K. McMahan, Phys. Rev. B **20**, 3210 (1979).
24. K. Takemura and K. Syassen, Phys. Rev. B **23**, 2213 (1985).
25. R. Böehler, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **22**, 21 (1984).
26. I. Yamashita and S. Asano, J. Phys. Soc. Jap. **29**, 264 (1970).
27. J. Xie, S. P. Chen, J. Tse et al., Phys. Rev. B **62**, 3624 (2000).
28. У. Мэзон, *Пьезокерамические кристаллы и их применение в ультразвуке*, Изд-во иностр. лит. Москва (1952).