Физика низких температур, 1995, т. 21, № 5, с. 546–552 УДК 537.6

Влияние одноосного давления на магнитную восприимчивость интерметаллического соединения $CeAl_2$

В. А. Десненко, А. С. Панфилов, А. И. Смирнов

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

Статья поступила в редакцию 19 декабря 1994 г., после переработки 11 января 1995 г.

Описана методика, использующая СКВИД-магнитометр для изучения влияния одноосного сжатия на магнитный момент твердых тел в диапазоне давлений до 1–2 кбар и температур 4,2–300 К. Проведенное с ее помощью исследование магнитной восприимчивости монокристаллического образца $CeAl_2$ в парамагнитной области обнаруживает большую величину эффекта одноосного давления и его сильную анизотропию для разных ориентаций магнитного поля по отношению к механическому напряжению.

Описано методику, що використовує СКВІД-магнітометр для вивчення впливу одновісного стиску на магнітний момент твердих тіл в діапазоні тиску до 1–2 кбар та температур 4,2–300 К. Здійснене за її допомогою дослідження магнітної сприйнятливості монокристалічного зразка $CeAl_2$ в парамагнітному стані виявляє значну величину ефекту одновісного тиску та його суттєву анізотропію для різних орієнтацій магнітного поля відносно механічного напруження.

Введение

Магнетизм металлических соединений церия в той или иной мере определяется дальнодействующим косвенным обменным взаимодействием РККИ-типа между $4f$-моментами ионов церия; взаимодействием Кондо-типа между $4f$-моментами и спинами электронов проводимости, которое стремится сформировать синглетное состояние, и расщеплением ионных уровней кристаллическим полем. В соединении $CeAl_2$ все эти механизмы в силу ряда причин играют существенную роль и обусловливают сложный магнитный характер этой системы.

При высокой температуре $CeAl_2$ является парамагнетиком (см., например, [1]), магнитная восприимчивость которого при $T \geq 30$ К описывается законом Кюри—Вейсса

$$\chi(T) = C/(T - \Theta) , \qquad (1)$$

где $\Theta = -32$ К — парамагнитная температура Кюри. Определенное из константы Кюри C значение эффективного магнитного момента $\mu_{\text{eff}} = 2{,}52\,\mu_B$ /атом Ce соответствует его значению для свободного иона Ce^{3+}. В области низких температур при $T \leq T_N = 3{,}9$ К в $CeAl_2$ с помощью дифракции нейтронов установлена синусоидальная несоразмерная с решеткой антиферромагнитная структура [2]. Это выделяет $CeAl_2$ в ряду изоструктурных ($MgCu_2$-типа) соединений RAl_2, которые упорядочиваются ферромагнитно [3].

Наличие магнитного перехода существенно проявляется в температурной зависимости электронных свойств $CeAl_2$ вблизи T_N: теплоемкости [1,4], магнитной восприимчивости [1], электропроводности [1,5]. Отмечается большая чувствительность этих свойств к величине (и направлению) магнитного поля и внешнего давления. По данным исследования электропроводности [5,6], изменение температуры Нееля под давлением составляет $d \ln T_N / dP = -(30-40)$ Мбар$^{-1}$. Близкое по порядку величины значение $d \ln T_N / dP \approx$ ≈ -12 Мбар$^{-1}$ найдено при исследовании влияния давления на магнитную восприимчивость [7,8]. С другой стороны, из измерений теплоемкости под давлением [9] получен противоположный по знаку результат: $d \ln T_N / dP \approx +30$ Мбар$^{-1}$, который, в свою очередь, качественно совпадает с поведением парамагнитной температуры Кюри, $d \ln \Theta / dP \cong +11{,}5$ Мбар$^{-1}$, определенным по данным высокотемпературных измерений магнитной восприимчивости $CeAl_2$ под давлением [10].

В работе [11] на основании прецизионных исследований температурной зависимости теплового расширения и теплоемкости показано, что наблюдаемое расхождение по знаку величины эффекта давления на T_N обусловлено сосуществованием двух антиферромагнитных фазовых переходов с

© В. А. Десненко, А. С. Панфилов, А. И. Смирнов, 1995

близкими критическими температурами. Им соответствуют несоразмерная структура волн спиновой плотности с $d \ln T_N / dP < 0$ и простая соразмерная структура с $d \ln T_N / dP > 0$ [11]. Как видно из сказанного, магнитная диаграмма соединения $CeAl_2$ очень сложна, и ее природа в настоящее время до конца не понятна. Согласно [11,12], на характер сосуществования «соразмерной» и «несоразмерной» структур сильно влияет образование дефектов решетки в процессе термоциклирования либо отклонение давления от условий гидростатичности. На наш взгляд, это связано с нарушением кубической симметрии решетки и дополнительным снятием вырождения уровней иона церия, что проявляется как в величине эффектов Кондо, так и в РККИ-взаимодействии. Можно полагать, что изучение электронных свойств $CeAl_2$ в условиях одноосных давлений даст важную информацию о магнитных взаимодействиях в этом соединении и их относительной роли в наблюдаемых особенностях магнитной фазовой диаграммы. Ниже представлены результаты исследования влияния одноосного сжатия на магнитную восприимчивость монокристаллического образца $CeAl_2$ в парамагнитном состоянии, выполненные с помощью СКВИД-магнитометра.

Техника эксперимента

Идея использования СКВИД-магнитометра для измерения эффектов давления не нова и наиболее полно реализована в работе [13] при изучении критических точек магнитных переходов. Приводимое ниже описание методики отличается от использованной в [13] простотой конструкции системы одноосного сжатия образца, а также процедурой измерения.

Установка состоит из трех систем: криогенной, механической и магнитной.

Криогенная система смонтирована на базе металлического гелиевого криостата стандартной конструкции, к фланцу которого посредством вакуумного соединения крепится погружаемый в жидкий гелий антикриостат. Последний состоит из двух коаксиальных нержавеющих трубок, соединяющихся в его нижней части с медными, пространство между которыми вакуумируется. В дно антикриостата впаян капилляр, через который создается стационарный приток хладоагента к камере с образцом (см. ниже) с регулируемой посредством игольчатого вентиля скоростью.

Магнитная система, размещенная снаружи антикриостата у нижней его части, содержит СКВИД-магнитометр с ВЧ датчиком *13* (рис. 1) гибридного типа [14] с чувствительностью по магнитному моменту около $2 \cdot 10^{-7}$ эме. Его приемные катушки *14* диаметром 30 мм (из сверхпроводящего ниобиевого провода диаметром 0,1 мм) расположены на расстоянии 30 мм друг от друга на каркасе из алюминия высокой чистоты. Каркас жестко зафиксирован в отверстии намагничивающего соленоида *15*. Катушки включены по градиентометрической схеме, что позволяет улучшить степень защиты магнитометра от помех. Кроме того, использование алюминия, обладающего большой теплопроводностью, в качестве материала каркаса сводит к минимуму дрейф магнитометра, связанный с колебаниями температуры в антикриостате. Стабильное магнитное поле напряженностью до 300 Э создается сверхпроводящим соленоидом, работающим в режиме замороженного магнитного потока. Величина поля измеряется пленочным датчиком Холла. Для защиты магнитной системы от внешних электромагнитных полей служит сверхпроводящий свинцовый экран. С целью устранения вибрационных шумов экран, соленоид и приемные катушки жестко закреплены относительно друг друга.

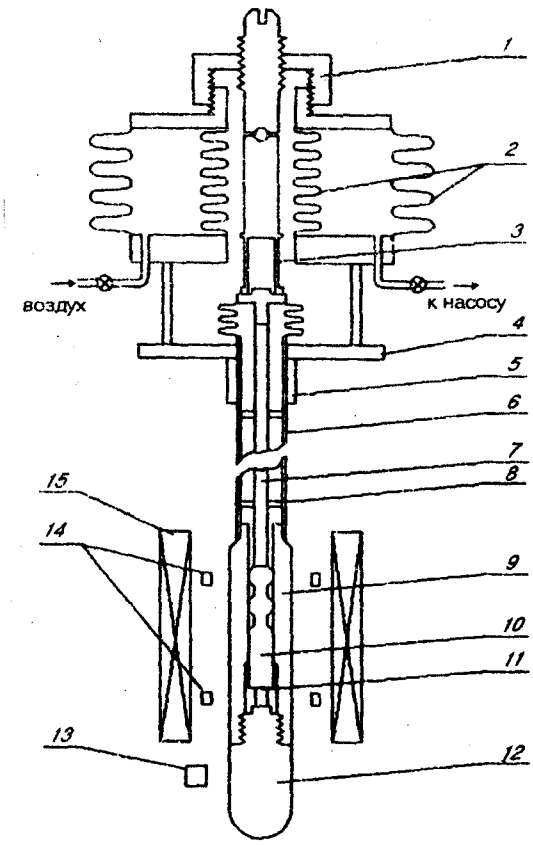

Рис. 1. Схематический вид устройства для одноосного сжатия образцов: *1* — крышка с винтом; *2* — сильфоны пневматического блока; *3* — динамометр; *4* — фланец; *5* — направляющая втулка; *6* — опорная труба; *7* — толкатель; *8* — тефлоновое кольцо; *9* — камера для образца; *10* — шток; *11* — образец; *12* — хвостовик с подпятником; *13* — датчик СКВИД-магнитометра; *14* — приемные катушки; *15* — соленоид.

Механическая система представляет собой устройство для сжатия образца. Его основой (рис. 1) является вертикальная опорная труба *6* из нержавеющей стали 12Х18Н9Т внешним диаметром 8 мм, толщиной стенки 0,3 мм и длиной 640 мм с фланцем *4* для крепления пневматического блока, создающего усилие на образце. К опорной трубе снизу припаяна камера для образца *9* внешним диаметром 11 мм, внутренним — 7,5 мм, длиной 170 мм, в которую ввинчивается массивный хвостовик *12* длиной 90 мм с подпятником для образца в виде круглой возвышающейся площадки диаметром 5 мм. Внутри камеры двигается притертый к ней шток *10* диаметром 5,5 мм с кольцевыми проточками, с помощью которого создается осевое сжатие образца *11*. Все эти элементы устройства, расположенные в зоне чувствительности магнитометра, изготовлены из немагнитной бериллиевой бронзы БрБ2.

Пневматический блок состоит из двух коаксиально расположенных сильфонов *2* диаметром 20 и 75 мм из нержавеющей стали. Путем откачки воздуха из образуемой ими полости создается усилие, которое передается образцу с помощью крышки с винтом *1*, корпуса динамометра *3*, толкателя *7* и штока. Измерение силы, действующей на образец, осуществляется при помощи тензодатчиков, расположенных на рабочей поверхности трубчатого динамометра *3*, с погрешностью $\approx 3\%$. Максимальное усилие составляет ~ 300 Н.

Описанная выше механическая система помещается в антикриостат со скользящей герметичной посадкой, образованной направляющей втулкой *5* и тефлоновым уплотнением в горловине антикриостата. Это позволяет с помощью микролифта (на схеме опущен) перемещать ее как целое в вертикальном направлении для установки начального положения образца в центре одной из измерительных катушек магнитометра (в данном случае нижней).

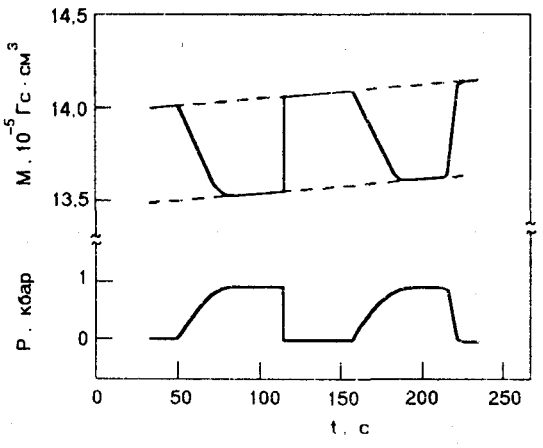

Рис. 2. Пример записи измерений для образца $CeAl_2$ при циклическом нагружении вдоль кубической оси *a* (масса 17,9 мг, $T = 25$ К, $H = 100$ Э ($\parallel a$)). Для иллюстрации относительной величины эффекта давления изменения магнитного момента приведены на шкале полного момента, определяемого при заданных условиях эксперимента по известному значению восприимчивости.

Тепловой режим камеры с образцом регулировался путем дозированной подачи хладоагента, позволяющей устанавливать скорость охлаждения в пределах (0,1–0,5) К/мин. Для нагрева камеры и долговременной стабилизации температуры в интервале 4,2–300 К использовался нагреватель мощностью ≈ 10 Вт из нихромовой проволоки диаметром 0,2 мм, намотанной бифилярно в верхней части камеры на расстоянии ≈ 120 мм от верхней измерительной катушки магнитометра. Температура измерялась дифференциальной термопарой медь — константан, один из спаев которой крепился клеем к наружной поверхности камеры на расстоянии ≈ 10 мм от образца.

Образцы для исследования и процедура измерения

Измерения эффектов одноосного сжатия проводились на монокристаллическом образце $CeAl_2$, вырезанном электроискровым способом из слитка материала, использованного ранее в работе [10]. Образец был приготовлен в форме прямоугольного параллелепипеда размерами 1,3×1,3×2,1 мм, ребра которого совпадали с направлениями кубических осей кристалла. Его грани тщательно шлифовались с помощью мелкодисперсной абразивной пасты до получения гладких плоскопараллельных поверхностей.

При заданных температуре и величине магнитного поля образец, установленный в центре нижней измерительной катушки, подвергался циклическому давлению до 1 кбар. Соответствующее изменение магнитного момента ΔM, измеряемое магнитометром, фиксировалось самописцем Н-307 в координатах $\Delta M - t$ или $\Delta M - F$, где t и F — соответственно текущее время и сжимающая сила. Наши наблюдения показали, что предпочтительной является запись цикла во времени при фиксированной амплитуде давления (рис. 2), поскольку в этом случае величину ΔM можно достоверно определить даже на фоне изменения магнитного момента, вызванного слабым дрейфом температур образца и измерительной камеры.

Анализ погрешностей измерений

Источниками погрешностей при определении величины эффекта давления могут быть: повышение температуры образца при его сжатии; смещение камеры с образцом относительно измерительной катушки вследствие деформации устройства; паразитный сигнал, связанный с изменением под давлением магнитных свойств камеры; дрейф тем-

пературы камеры с образцом; неоднородность механических напряжений в образце при сжатии. Рассмотрим каждый из факторов в отдельности.

Согласно проведенным оценкам, при адиабатическом сжатии образца до давления ≈ 1 кбар его температура может повыситься на величину 0,05–0,5 K в зависимости от температуры измерений. При учете теплообмена с окружающими образец массивными деталями камеры можно надеяться, что этот эффект существенно ниже. Прямые его измерения в условиях близких к эксперименту показывают, что повышение температуры не превосходит 0,01 K, и соответствующая относительная погрешность измерения магнитного момента под давлением не превышает 0,03%.

Смещение образца с камерой относительно плоскости измерительной катушки при максимальной нагрузке составляет около 0,3 мм. Соответствующая величина сигнала магнитометра, обусловленная главным образом перемещением образца, пропорциональна степени его исходного отклонения от плоскости катушки. Она может быть измерена нагружением механической системы при установленном вне камеры и не подвергающемся сжатию образце. Результаты таких измерений показывают, что при точности установки образца в плоскости катушки в пределах $\pm$ 0,5 мм сигнал от смещения камеры с образцом под нагрузкой не превосходит 0,05% величины магнитного момента образца. Отметим, что он включает в себя также вклад, связанный с изменением под нагрузкой магнитных характеристик камеры и, таким образом, может быть принят в качестве величины погрешности, обусловленной обоими факторами.

Погрешность, связанную с дрейфом температуры, можно сделать, как уже отмечалось выше, пренебрежимо малой, если записывать цикл в координатах реального времени (рис. 2) с последующим его повторением и усреднением результатов.

При определении величины производной от магнитного момента по давлению предполагается, что механическое напряжение в объеме образца является однородным. В действительности из-за отклонения от плоскопараллельности соприкасающихся при сжатии поверхностей и трения по торцам образца в нем возможно сложное и неоднородное напряженное состояние, которое не поддается точному расчету. Для снижения указанной неоднородности некоторые авторы помещают на торцы образца прокладки из мягкого металла, например индия [15]. При выяснении роли неоднородности напряжений нами были проведены измерения для двух случаев приложения давления — вдоль максимального и минимального размеров образца, — которым соответствуют различающиеся примерно в два раза отношения высоты образца к его сечению. Практическое совпадение полученных результатов свидетельствует, по-видимому, об относительно слабой неоднородности давления в данном эксперименте.

Таким образом, можно принять, что полная погрешность измерения магнитного момента в условиях одноосных давлений, обусловленная рассмотренными выше факторами, не превышает 0,1%. Заметим, что приведенная величина реализуется для значений магнитного момента порядка 10^{-4} эме и выше. При более низких его значениях погрешность возрастает и определяется абсолютной погрешностью измерения момента данным СКВИД-магнитометром, составляющей около $2 \cdot 10^{-7}$ эме.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

С помощью описанной выше методики исследовано влияние одноосного сжатия на магнитную восприимчивость монокристаллического образца $CeAl_2$ в интервале температур 20–85 K. На рис. 3 приведены экспериментальные значения величины эффекта, $d \ln \chi / dP_a$, в продольном магнитном поле для напряжения, приложенного вдоль кубической оси a. Для температур выше $\sim$ 30 K, где восприимчивость следует закону Кюри—Вейсса (1), влияние давления описывается полученным из (1) выражением

$$\frac{d \ln \chi}{dP_a} = \frac{d \ln C}{dP_a} + \frac{\Theta}{C} \chi \frac{d \ln \Theta}{dP_a} \qquad (2)$$

со значениями $d \ln C / dP_a \cong 22$ Мбар$^{-1}$ и $d \ln \Theta / dP_a \cong 130$ Мбар$^{-1}$. Сравнение этих вели-

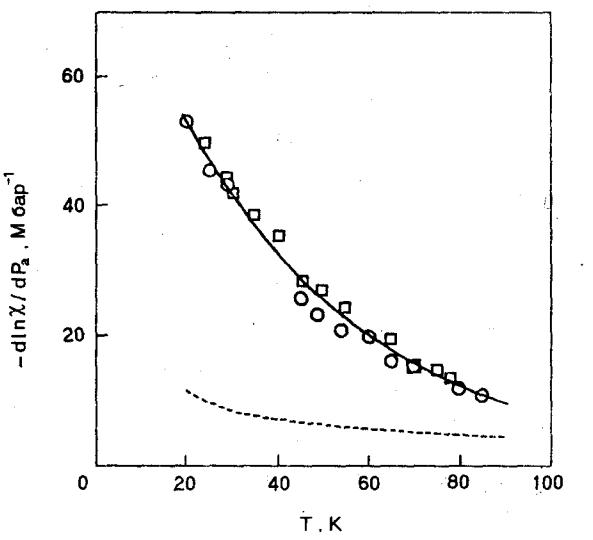

Рис. 3. Экспериментальные значения величины эффекта одноосного давления в магнитной восприимчивости $CeAl_2$ $d \ln \chi / dP_a$ как функция температуры (напряжение и поле параллельны кубической оси кристалла). Два набора точек соответствуют выбору направления оси вдоль максимального (○) и минимального (□) размеров образца. Пунктирная линия — величина эффекта всестороннего давления (см. текст).

чин с аналогичными данными при всестороннем давлении [10] $d\ln C/dP \cong -2$ Мбар$^{-1}$ и $d\ln\Theta/dP \cong 11{,}5$ Мбар$^{-1}$ (укажем на допущенную в [10] опечатку в знаке $d\ln\Theta/dP$) показывает, что они не соответствуют представлению об изотропности эффектов одноосных давлений, согласно которому их величина должна составлять одну треть величины эффекта всестороннего давления. В действительности, как будет показано ниже, наблюдается существенно различный отклик магнитной восприимчивости $CeAl_2$ на деформацию параметра решетки в зависимости от направления магнитного поля.

Представим величину эффекта одноосного давления вдоль кубической оси кристалла a при фиксированном направлении поля в виде

$$\frac{d\ln\chi}{dP_a} = \frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\parallel}\frac{d\varepsilon_\parallel}{dP_a} + 2\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\perp}\frac{d\varepsilon_\perp}{dP_a} =$$

$$= -\frac{1}{E}\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\parallel} - 2\nu\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\perp}\,. \qquad (3)$$

Здесь $\varepsilon_\parallel$ и $\varepsilon_\perp$ — соответственно величина продольной и поперечной деформации; E — модуль Юнга; ν — отношение Пуассона. Значения этих величин для рассматриваемого направления нагрузки выражаются через упругие постоянные соотношениями

$$E = \frac{(c_{11}-c_{12})(c_{11}+2c_{12})}{c_{11}+c_{12}} \quad \text{и} \quad \nu = \frac{c_{12}}{c_{11}+c_{12}}\,.$$

Зададимся целью определить магнитоупругие параметры $\partial\ln\chi/\partial\varepsilon_\perp$, предполагая $\partial\ln\chi/\partial\varepsilon_\parallel \neq \partial\ln\chi/\partial\varepsilon_\perp$. Для этого при использовании только одноосных давлений необходима совокупность измерений как в продольном, так и в поперечном магнитных полях. Отметим, что величина эффекта всестороннего давления, определяемая выражением

$$\frac{d\ln\chi}{dP} = -\frac{1}{3B}\left(\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\parallel} + 2\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\perp}\right) \qquad (4)$$

(B — модуль объемного сжатия), содержит не зависящую от направления поля комбинацию магнитоупругих параметров, которая также может быть использована для их определения.

В настоящей работе влияние одноосного давления на магнитную восприимчивость исследовалось только в продольном магнитном поле (возможность применения поперечных полей в конкретном варианте установки не предусмотрена). Для его анализа привлечена дополнительная экспериментальная информация о величине эффекта всестороннего давления в рассматриваемом интервале температур — интерполяция значений $d\ln\chi/dP$ для температур 78, 185 и 296 K из работы [10] и неопубликованного результата авторов [10] для $T = 20{,}3$ K: $d\ln\chi/dP = -11{,}5 \pm 1{,}5$ Мбар$^{-1}$. Совместное рассмотрение эффектов одноосного и всестороннего давлений в рамках (3) и (4) дает для величины магнитоупругих параметров следующие выражения:

$$\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\parallel} = -(1+\nu)^{-1}\left(E\frac{d\ln\chi}{dP_a} + 3\nu B\frac{d\ln\chi}{dP}\right)\,, \qquad (5)$$

$$2\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\perp} = (1+\nu)^{-1}\left(E\frac{d\ln\chi}{dP_a} - 3B\frac{d\ln\chi}{dP}\right)\,. \qquad (6)$$

Рассчитанные по (5) и (6) значения параметров для различных температур приведены в таблице и на рис. 4 (в качестве упругих модулей использованы значения $B = 0{,}70$ Мбар, $E = 1{,}39$ Мбар и $\nu = 0{,}168$ из работы [16]).

Таблица

Экспериментальные значения магнитной восприимчивости χ [10], величины эффекта одноосного $d\ln\chi/dP_a$ и всестороннего $d\ln\chi/dP$ давлений и расчетные значения магнитоупругих параметров $\partial\ln\chi/\partial\varepsilon_\parallel$ и $\partial\ln\chi/\partial\varepsilon_\perp$ для $CeAl_2$ при различных температурах

T, K	χ, 10^{-2} эме/моль	$-\frac{d\ln\chi}{dP_a}$, Мбар$^{-1}$	$-\frac{d\ln\chi}{dP}$, Мбар$^{-1}$	$\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\parallel}$	$\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\perp}$
20	1,733	53,5±5	11,5±1,5	67,1±6	−21,5±4
30	1,376	42,0	8,4±1	52,5	−17,4
40	1,168	32,4	7,1±0,5	40,7	−12,9
50	1,017	25,6±3	6,3	32,4±4	−9,6±2,3
60	0,903	20,0	5,7	25,5	−6,8
70	0,811	15,6	5,2	20,1	−4,6
80	0,737	12,2±2	4,8±0,3	16,0±2	−2,9±1,5

Примечание. Механическое напряжение и магнитное поле приложены вдоль кубической оси кристалла.

Как видно из рис. 4, температурные зависимости магнитоупругих параметров для $T \geq 30$ K хорошо описываются аналогичными (2) соотношениями

$$\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\parallel} = \frac{\partial\ln C}{\partial\varepsilon_\parallel} + \chi(T)\frac{\Theta}{C}\frac{\partial\ln\Theta}{\partial\varepsilon_\parallel}\,, \qquad (7)$$

$$\frac{\partial\ln\chi}{\partial\varepsilon_\perp} = \frac{\partial\ln C}{\partial\varepsilon_\perp} + \chi(T)\frac{\Theta}{C}\frac{\partial\ln\Theta}{\partial\varepsilon_\perp} \qquad (8)$$

с постоянными значениями $\partial\ln C/\partial\varepsilon_\parallel \cong -26$, $\partial\ln\Theta/\partial\varepsilon_\parallel \cong -160$ и $\partial\ln C/\partial\varepsilon_\perp \cong +14$, $\partial\ln\Theta/\partial\varepsilon_\perp \cong +63$. При достаточно высоких температурах (малых значениях χ) оба параметра претерпевают изменение знака. В частности, при значении $\chi \cong 0{,}505\cdot10^{-2}$ эме/моль, соответствующем температуре $T \simeq 130$ K, $\partial\ln\chi/\partial\varepsilon_\parallel = \partial\ln\chi/\partial\varepsilon_\perp \cong 2{,}5$ и

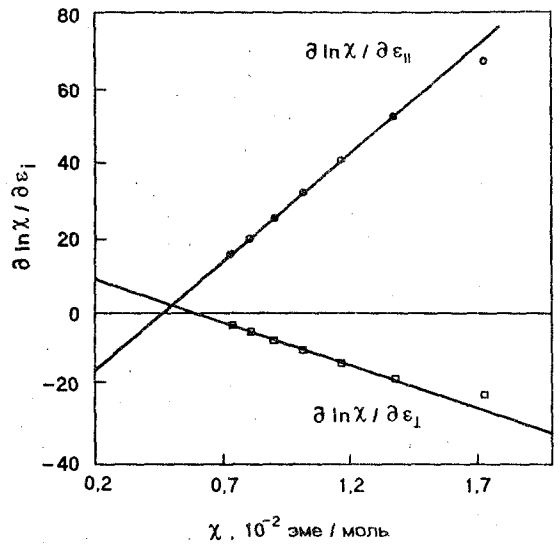

Рис. 4. Зависимость магнитоупругих параметров $\partial \ln \chi / \partial \varepsilon_i$ в продольном магнитном поле от магнитной восприимчивости.

эффект одноосного сжатия как в продольном, так и в поперечном магнитном поле имеет одинаковую величину. Отметим, что экстраполяция (7) и (8) к $T = 296$ K ($\chi = 0{,}246 \cdot 10^{-2}$ эме/моль) дает $\partial \ln \chi / \partial \varepsilon_{\parallel} = -11{,}7 \pm 1$ и $\partial \ln \chi / \partial \varepsilon_{\perp} = 8{,}4 \pm 1$. Рассчитанная с помощью этих значений и выражения (4) величина эффекта всестороннего сжатия ($d \ln \chi / dP = -2{,}4 \pm 1{,}5$ Мбар$^{-1}$) оказывается в разумном согласии с результатом прямых измерений $d \ln \chi / dP = -2{,}8 \pm 0{,}3$ Мбар$^{-1}$ [10] при этой же температуре, что подтверждает надежность полученных нами величин магнитоупругих параметров и особенностей их температурной зависимости по крайней мере для области температур $T \geq 30$ K.

При низкой температуре полученные в работе значения магнитоупругих параметров могут быть сопоставлены с величиной магнитострикции при $T = 4{,}2$ K [17] для направления магнитного поля вдоль кубической оси кристалла, которая описывается выражениями

$$\frac{\varepsilon_{\parallel}}{H^2} = \frac{\chi}{2\Omega} \frac{(c_{11} + c_{12})\, \partial \ln \chi / \partial \varepsilon_{\parallel} - 2c_{12}\, \partial \ln \chi / \partial \varepsilon_{\perp}}{c_{11}(c_{11} + c_{12}) - 2c_{12}^2}, \tag{9}$$

$$\frac{\varepsilon_{\perp}}{H^2} = \frac{\chi}{2\Omega} \frac{c_{11}\, \partial \ln \chi / \partial \varepsilon_{\perp} - c_{12}\, \partial \ln \chi / \partial \varepsilon_{\parallel}}{c_{11}(c_{11} + c_{12}) - 2c_{12}^2} \tag{10}$$

(Ω — молярный объем). Экстраполяция данных, приведенных в таблице, к $T = 4{,}2$ K дает для магнитоупругих параметров следующие оценки:

$$\partial \ln \chi / \partial \varepsilon_{\parallel} = 110 \pm 30\ , \quad \partial \ln \chi / \partial \varepsilon_{\perp} = -32 \pm 5\ . \tag{11}$$

Найденные с их помощью значения

$$\varepsilon_{\parallel} / H^2 = (515 \pm 140) \cdot 10^{-8}\, T^{-2}$$

и

$$\varepsilon_{\perp} / H^2 = -(190 \pm 40) \cdot 10^{-8}\, T^{-2}$$

качественно согласуются с результатами [17]:

$$\varepsilon_{\parallel} / H^2 = (300 \pm 30) \cdot 10^{-8}\, T^{-2}$$

и

$$\varepsilon_{\perp} / H^2 = -(50 \pm 20) \cdot 10^{-8}\, T^{-2}$$

(для величины восприимчивости при $T = 4{,}2$ K использовано значение $\chi = 4{,}7 \cdot 10^{-2}$ эме/моль [10]). Отсутствие количественного согласия обусловлено главным образом тем, что при $T = 4{,}2$ K сказывается близость антиферромагнитного упорядочения ($T_N = 3{,}9$ K), в окрестности которого величина магнитострикции претерпевает существенные изменения [17,18]. Кроме того, наличие сильной полевой зависимости восприимчивости [19] в области низких температур ($T \leq 20$ K) в диапазоне используемых полей ($H \leq 15$ Тл) нарушает квадратичную зависимость магнитострикции от поля, что затрудняет трактовку эксперимента в рамках выражений (9), (10). Тем не менее очевидно, что источником анизотропии магнитострикции является существенное различие (вплоть до знака) магнитоупругих параметров (11). Последнее должно приводить к большой чувствительности магнитообъемного эффекта в $CeAl_2$ к виду деформации, в частности при изучении эффектов всестороннего давления, к степени его гидростатичности. Этим, на наш взгляд, можно объяснить существенное различие приведенного выше результата $d \ln \chi / dP = -11{,}5 \pm 1{,}5$ Мбар$^{-1}$ при $T \approx 20$ K, полученного под давлением газообразного гелия, и соответствующего этой же температуре значения $d \ln \chi / dP \sim -28$ Мбар$^{-1}$, определенного из измерений в работе [8] при квазигидростатическом давлении.

В заключение отметим, что проведенное исследование влияния одноосного давления на магнитную восприимчивость $CeAl_2$ обнаруживает его сильную анизотропию в зависимости от взаимной ориентации магнитного поля и механического напряжения. Так, исходя из полученных в работе результатов тетрагональная деформация, соответствующая одноосному давлению вдоль кубической оси величиной 1 кбар, приводит к возникновению анизотропии восприимчивости для продольного и поперечного полей, $\Delta\chi/\chi = (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})/\chi$, которая составляет около -7% и $+2\%$ для $T = 20$ и 293 K соответственно с изменением знака при $T \approx 130$ K. При этих же условиях оценка анизотропии в парамагнитной температуре Кюри дает $\Delta\Theta/\Theta = (\Theta_{\parallel} - \Theta_{\perp})/\Theta \approx +19\%$. Причиной такого пове-

дения магнитных свойств в рассматриваемом соединении является, на наш взгляд, сильная чувствительность параметров кристаллического поля к межатомному расстоянию [5,10], обусловленная сравнительно большой пространственной протяженностью и анизотропностью $4f^1$-орбиталей. Можно надеяться, что полученные результаты и развитие аналогичного рода исследовний помогут понять роль эффектов кристаллического поля в магнетизме $CeAl_2$ и подобных ему соединений.

Авторы благодарят prof. G. Crabtree и E. Fawcett за предоставление образца $CeAl_2$, И. В. Свечкарева за обсуждение результатов, а также Ю. Я. Пушкаря за участие в измерениях и Н. В. Савченко за помощь в оформлении рисунков.

Настоящая работа частично поддержана грантом фонда Сороса, присужденным Американским физическим обществом.

1. I. Zoric, J. Markovics, L. Kupferberg, M. Croft and R. D. Parks, in. : *Valence Instabilities and Related Narrow-Band Phenomena*, R. D. Parks (ed.), Plenum, New York (1977).
2. B. Barbara, J. X. Boucherle, J. L. Buevoz, M. F. Rossignol, and J. Schweizer, *Solid State Commun.* **24**, 481 (1977).
3. W. M. Swift and W. E. Wallace, *J. Phys. Chem. Solids* **29**, 2053 (1968).
4. C. D. Bredl, F. Steglich, and K. D. Schotte, *Z. Phys.* **B29**, 327 (1978).
5. M. Nicolas-Francillon, A. Percheron, J. C. Achard, O. Gorochov, B. Cornut, D. Jerome, and B. Coqblin, *Solid State Commun.* **11**, 845 (1972).
6. C. Probst and J. Wittig, *J. Magn. Magn. Mater.* **9**, L62 (1978).
7. B. Barbara, M. Cyrot, C. Lacroix-Lyon-Caen, and M. F. Rossignol, *J. Phys. (Paris)* **40–C5**, 340 (1979).
8. M. C. Croft, R. P. Guertin, L. C. Kupferberg, and R. D. Parks, *Phys. Rev.* **B20**, 2073 (1979).
9. A. Berton, J. Chaussy, G. Chouteau, B. Cornut, J. Flouquet, J. Odin, J. Palleau, J. Peyrard, and R. Tournier, *J. Phys. (Paris)* **40–C5**, 326 (1979).
10. A. S. Panfilov, I. V. Svechkarev, and E. Fawcett, in: *Proc. of Int. Conf. on Physics of Transition Metals*, Darmstadt, Germany, (1992), vol. 2, p. 703.
11. R. Schefzyk, W. Lieke, and F. Steglich, *Solid State Commun.* **54**, 525 (1985).
12. B. Barbara, M. F. Rossignol, J. X. Boucherle, and C. Vettier, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 938 (1980).
13. D. P. Osterman and S. J. Williamson, *Rev. Sci. Instrum.* **56**, 125 (1985).
14. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применения*, Мир, Москва (1984).
15. H. Bartholin, J. Beille, D. Bloch, P. Boutron, and J. L. Feron, *J. Appl. Phys.* **42**, 1769 (1971); H. Bartholin and D. Bloch, *Phys. Rev.* **188**, 845 (1969).
16. T. Penney, B. Barbara, T. S. Plaskett, H. E. King, Jr., and S. J. LaPlaca, *Solid State Commun.* **44**, 1199 (1982).
17. E. Fawcett, V. Pluzhnikov, and H. Klimker, *Phys. Rev.* **B43**, 8531 (1991).
18. M. C. Croft, I. Zoric and R. D. Parks, *Phys. Rev.* **B18**, 5065 (1978).
19. B. Barbara, M. F. Rossignol, H. G. Purwins, and E. Walker, *Solid State Commun.* **17**, 1525 (1975).

Effect of uniaxial pressure on magnetic susceptibility of intermetallic compound $CeAl_2$

V. A. Desnenko, A. S. Panfilov, and A. I. Smirnov

A SQUID magnetometer-based method is proposed to measure the effects of uniaxial pressure (up to 1–2 kbar) on the magnetic moment of solids in the temperature range 4.2–300 K. The method was used to study the magnetic susceptibility of the single crystal $CeAl_2$ in the paramagnetic state. The results obtained show a strong uniaxial pressure effect and its high anisotropy for various magnetic field directions with respect to the stress.