

## ОБ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОЕМОСТИ ЖИДКОГО ЦЕЗИЯ

В.Ф.Кожевников

Обсуждаются экспериментальные результаты по изохорной теплоемкости жидкого цезия. Показано, что модель свободных электронов не описывает свойства электронов проводимости расширенного цезия. Возможное усиление электронной составляющей теплоемкости не превышает 20%.

Интерес к исследованиям свойств жидкого цезия при высоких температурах и давлениях во многом связан с тем, что в этом случае имеется реальная возможность экспериментально-го изучения эволюции зонной структуры одновалентного металла в условиях непрерывного изменения межатомного расстояния от твердотельных до газовых значений.

В<sup>1</sup> на основании экспериментов по уравнению состояния и скорости звука<sup>2</sup> было получено, что температурная зависимость изохорной теплоемкости жидкого цезия мало отличается от таковой для простых диэлектрических жидкостей<sup>2</sup>, в которых изменение  $C_V$  согласуется с известными соображениями о постепенной потере сдвиговых мод колебаний атомов жидкости по мере ее расширения<sup>3</sup>. С точки зрения обычных представлений результаты по  $C_V$ <sup>1</sup> довольно неожиданны, поскольку при высоких температурах теплоемкость электронов проводимости  $C_e$ , оцененная по модели свободных электронов, составляет не малый вклад в теплоемкость металла, к тому же выходящий за пределы погрешности данных по  $C_V$ <sup>1</sup>. Письмо посвящено обсуждению этого результата.

В<sup>4</sup> впервые было обнаружено, что расширенный цезий имеет необычные электронные свойства: его магнитная восприимчивость  $\chi$  (удельная) на кривой сосуществования резко возрастает при  $T \geq 1200$  К (что соответствует плотности  $\rho \leq 3,3\rho_c$ , где  $\rho_c$  – плотность в критической точке, равная  $0,39$  г/см<sup>3</sup><sup>1</sup>), достигая максимального усиления с фактором 5 вблизи критической точки (при  $t = (T_c - T)/T_c \approx 3 \cdot 10^{-2}$ ,  $T_c = 1938$  К<sup>1</sup>). Соответствующий фактор усиления парамагнитной восприимчивости электронов проводимости близок к 3.

В<sup>5</sup> проведено подробное исследование ЯМР в жидком цезии от плавления почти до критической точки. Измерены сдвиг Найта  $K$  и время продольной релаксации ядерных спинов  $T_1$ . Построены плотностные зависимости для  $\eta = [1/T_1]/[1/T_1]_{Korr}$  и  $\xi = |\Psi(0)|_F^2/|\Psi(0)|_A^2$ , где  $[1/T_1]_{Korr} \propto K^2 T$  – скорость релаксации, вычисленная для газа свободных электронов,  $|\Psi(0)|_F^2$  и  $|\Psi(0)|_A^2$  – плотность заряда на ядре для электронов на уровне Ферми и для валентного электрона свободного атома, соответственно. Получено, что  $\eta$  возрастает, а  $\xi$  уменьшается при  $\rho \leq (3,3-3,6)\rho_c$ . Авторы<sup>5</sup> полагают, что данные<sup>4,5</sup> для расширенного цезия согласуются с моделью Бринкмана и Райса.

Эффект Холла для насыщенного жидкого цезия при температурах до 1600 К изучался в<sup>6</sup>. Для коэффициента Холла  $R_H$  получено, что  $R_H/R_H^f$  монотонно увеличивается с температурой от 1 до 1,2 (индекс  $f$  здесь и ниже соответствует модели свободных электронов).

В<sup>7</sup> был измерен структурный фактор жидкого цезия вплоть до критической точки, на основании чего была вычислена по формуле Займана плотностная зависимость электропроводности  $\sigma$  вдоль линии насыщения. Получено, что расчетная зависимость  $\sigma(\rho)$  уменьшается медленней, чем экспериментальная при  $\rho \leq 3,3\rho_c$ .

В свете результатов работ<sup>4-7</sup> очевидно, что электронная теплоемкость расширенного цезия должна отличаться от теплоемкости свободных электронов. Столь же очевидно и то, что  $C_e$  должна стремиться к нулю при приближении к критической точке, где происходит переход металл–диэлектрик (см., например,<sup>1, 8</sup>).

Однако при промежуточных плотностях результаты перечисленных работ допускают как увеличение, так и уменьшение плотности состояний на уровне Ферми  $N(E_F)$  по сравнению с  $[N(E_F)]^f$ , а следовательно и то же и для  $C_e/C_e^f$ .

Действительно, следуя модели Бринкмана и Райса, с позиции которой трактуются данные<sup>4,5</sup>, усиление  $\chi$  пропорционально усилению эффективной массы электронов  $m_e^* = m_e / [1 - (\beta U/B)^2]$ , где  $U$  – хаббардовская энергия внутриатомного отталкивания электронов,  $B$  – ширина зоны и  $\beta$  – константа, близкая к 1<sup>9</sup>. Это в свою очередь приводит к столь же пропорциональному усилению  $N(E_F)$ , а следовательно и  $C_e \propto N(E_F)$ .

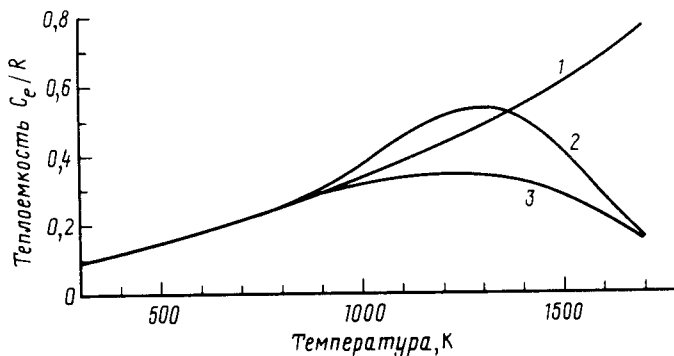


Рис. 1. Электронная теплоемкость жидкого цезия: 1 – для модели свободных электронов; 2, 3 – возможные зависимости для модели Хаббарда

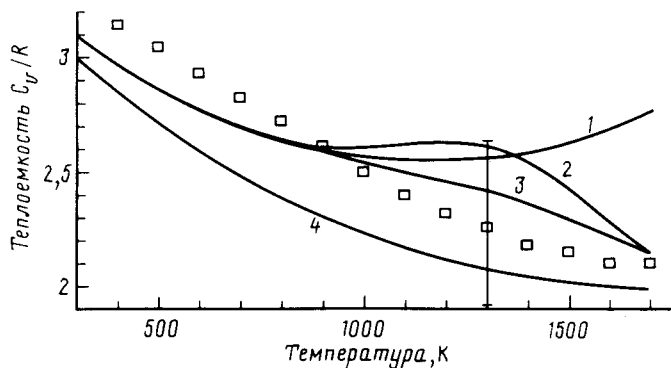


Рис. 2. Изохорная теплоемкость жидкого цезия: 1, 2, 3 – с учетом  $C_e$  в соответствии с модельными оценками приведенными на рис. 1; 4 – ионная составляющая теплоемкости;  $\square$  – эксперимент<sup>1</sup>

Однако, на основании описанных выше результатов<sup>5</sup> по  $\xi$  можно допустить обратное, т.е. уменьшение  $N(E_F)$ . В том же духе можно трактовать и данные по коэффициенту Холла<sup>6</sup>, для которого, следуя<sup>10</sup>, имеем  $R_H = R_H^f/g$ , где  $g = N(E_F)/[N(E_F)]^f$  – фактор Мотта. То же относится и к результатам<sup>7</sup>, поскольку, согласно формуле Кубо–Гринвуда для электропроводности,  $\sigma \propto N(E_F)^2$  в случае, если длина свободного пробега электрона  $L$  сравнима со средним межатомным расстоянием  $a$ <sup>9</sup>. Для цезия при  $\rho \approx 3,3\rho_c$  из данных по электропроводности<sup>8</sup> следует, что  $L/a \approx 4$ .

Зависимость  $\chi(\rho)$  в жидком цезии<sup>4</sup> напоминает аналогичную картину для магнетиков на начальном этапе приближении к упорядоченному состоянию<sup>11</sup>, с той разницей, что роль температуры здесь играет плотность. Появление при этом спиновых флуктуаций не находит своего завершения в виде ферро- или антиферромагнитного упорядочения, вследствие изменения топологии электронного спектра жидкого цезия при переходе в состояние парамагнитного диэлектрика, подчиняющегося закону Кюри<sup>5</sup>.

Ввиду этого, данные по  $\chi$  и  $K$  очевидно не позволяют судить о типе упорядочивания, к которому стремится электронная подсистема цезия; к антиферромагнитному, описываемому моделью Бринкмана и Райса или к ферромагнитному, который следует из модели Стонера. Наблюдаемый знак нарушения соотношения Корринги<sup>5</sup> так же не может служить уверенным ориентиром в поиске ответа на этот вопрос: увеличение  $\eta$  имеет место у ферро- и антиферромагнетиков около перехода из-за нарастания спин-флуктуационных эффектов<sup>12</sup>. В то же время, обсуждаемые результаты по  $C_v$  служат препятствием интерпретации данных<sup>4,5</sup> с помощью модели Бринкмана и Райса.

По нашему мнению совокупность результатов по магнитным свойствам расширенного цезия предпочтительнее трактовать с позиций модели Стонера с учетом спиновых флуктуаций. В этой модели усиление парамагнитной восприимчивости происходит не только за счет фермионских электронов и не сопровождается значительным ростом  $C_e$  <sup>9</sup>.

Усиление  $U/B$ , происходящее с уменьшением  $\rho$ , согласно модели Хаббарда, должно приводить к постепенному перераспределению плотности состояний наполовину заполненной зоны проводимости моновалентного металла: уменьшению  $N(E)$  в середине и увеличению по краям <sup>9</sup>. Теплоемкость  $C_e$  при этом будет определяться положением уровня Ферми.

Из изложенного следует, что температурная зависимость  $C_e$  вдоль кривой сосуществования жидкого цезия может быть примерно такой, как показано на рис. 1 (кривые 2 и 3).

На рис. 2 приведены возможные зависимости изохорной теплоемкости жидкого цезия, построенные с учетом кривых  $C_e(T)$  из рис. 1. Зависимость ионной составляющей теплоемкости  $C_i(T)$  построена на основании соображений, приведенных выше.

Как видно из рис. 2, данные по изохорной теплоемкости <sup>1</sup> подтверждают результаты <sup>4-7</sup> о несоответствии модели свободных электронов реальным свойствам расширенного жидкого цезия. Возможное усиление электронной теплоемкости, которое мы не можем исключить ввиду погрешностей данных <sup>1</sup>, — невелико и составляет по нашим оценкам не более 20%.

Автор благодарит В.В.Тугушева за проявленный интерес и ценные замечания.

#### Литература

1. Кожевников В.Ф. ЖЭТФ, 1990, 97, 541.
2. Gladun C., Manzel F. Criogenics, 1970, 10, 210.
3. Faber T.E. Introduction to the Theory of Liquid Metals. L.: Cambridge University Press, 1972.
4. Freyland W. Phys. Rev. B, 1979, 20, 5104.
5. Warren W.W.Jr. et al. Phys. Rev. B, 1989, 39, 4038.
6. Even U., Freyland W. J. Phys. F., 1975, 5, L104.
7. Winter R. et al. Ber. Bunsenges. Phys. Chem., 1987, 91, 1327.
8. Hensel F. Proc. 8th Symp. Thermophys. Properties v. II, 1981, N.Y., p. 151.
9. Мотт Н.Ф. Переходы металл–диэлектрик, М.: Наука, 1979.
10. Fridman L. J. Non-Cryst. Solids, 1971, 6, 329.
11. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. М.: Мир, 1979.
12. Мория Т. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. М.: Мир, 1988.

Московский авиационный институт  
им. С.Орджоникидзе

Поступила в редакцию  
12 апреля 1990 г.