

# СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И НЕОДНОРОДНЫЕ СОСТОЯНИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ВОДОРОДЕ И ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ С ПРИТЯЖЕНИЕМ

М. Ю. Каган<sup>a,b\*</sup>, Р. Ш. Ихсанов<sup>a,c</sup>, И. А. Ковалев<sup>a</sup>, А. В. Красавин<sup>d</sup>, Е. А. Мазур<sup>d,e</sup>

<sup>a</sup> Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
101000, Москва, Россия

<sup>b</sup> Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук  
119334 Москва, Россия

<sup>c</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия

<sup>d</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
115409, Москва, Россия

<sup>e</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 февраля 2024 г.,  
после переработки 12 марта 2024 г.  
Принята к публикации 13 марта 2024 г.

Рассмотрена сверхпроводимость и неоднородные состояния в металлическом водороде и ряде электронных систем с притяжением, описываемых неоднородной (пространственно-разделенной) ферми-бозе-смесью со сверхпроводящими кластерами или каплями параметра порядка в матрице неспаренных нормальных состояний. Пространственно-разделенная ферми-бозе-смесь реализуется в сверхпроводящих оксидах висмута ВаКВіО<sub>3</sub>. Капли параметра порядка могут возникать в тонких пленках «грязного» (с большим количеством примесей) металла, описываемых двумерной моделью Хаббарда малой электронной плотности с сильным притяжением и сильным диагональным беспорядком. В металлическом водороде и гидридах металла капли и большие перколяционные кластеры могут формироваться в экспериментах с ударными волнами вблизи границы фазового перехода первого рода между жидкими (некристаллическими) металлической и диэлектрической фазами. Для однородной сверхпроводимости в металлическом водороде и гидридах металлов в рамках обобщенной системы уравнений Элиашберга получены новые результаты, демонстрирующие отрицательный знак производной  $dT_c/dP < 0$ , для интервала давлений от 60 до 100 ГПа в тройном гидриде LaBH<sub>8</sub>. С точки зрения необычных физических свойств, как в нормальном, так и возможно в сверхтекучем («суперсолидном») состоянии подчеркнуты важные аналогии между металлическим водородом и квантовыми кристаллами.

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 130-летию П. Л. Капицы*

DOI: 10.31857/S0044451024070095

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В статье [1] была впервые сформулирована идея пространственно-разделенной ферми-бозе-смеси локальных бозонных кластеров или комплексов (со-

держащих компактные электронные или дырочные пары) в матрице неспаренных (ферми-жидкостных) состояний для объяснения механизма сверхпроводимости и природы электронного транспорта в нормальном состоянии в оксидах висмута ВаКВіО<sub>3</sub>.

На рис. 1 приведена схема локальной кристаллической структуры в плоскости ViO<sub>2</sub> исходного соединения ВаViO<sub>3</sub>, являющегося CDW-изолятором с шахматной структурой распределения октаэд-

\* E-mail: kagan@kapitza.ras.ru

ров  $\text{BiL}_2\text{O}_6$  и  $\text{BiO}_6$  (левый рисунок), и локальной кристаллической структуры  $\text{Ba}_{0.5}\text{K}_{0.5}\text{BiO}_3$  с диагональными цепочками комплексов  $\text{BiO}_6$ , внедренных в большой перколяционный кластер октаэдров  $\text{BiL}_2\text{O}_6$  (правый рисунок) [2].

Отметим, что возникновение дальнего порядка и макроскопической волновой функции сверхпроводящего состояния в  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  обусловлено туннелированием локальных электронных пар из одного бозонного кластера  $\text{BiO}_6$  в соседний  $\text{BiO}_6$  кластер через туннельный барьер, образованный нормальными фермионными кластерами. Компоненты ферми-бозе-смеси в интервале металлических концентраций  $0.37 < x < 0.5$  разделены в реальном пространстве, но не разделены в энергетическом пространстве (см. более детальное описание в [1, 2]).

Отметим также, что формирование металлических ферромагнитных наноразмерных капель в немагнитных (парамагнитных, антиферромагнитных и зарядово-упорядоченных) диэлектрических матрицах в магнитных оксидах было подробно рассмотрено в [3].

В данном мини-обзоре мы развиваем идеи, впервые сформулированные в работах [1–3] для оксидов висмута и манганитов, и обобщаем их на сверхпроводящие капли (капли параметра порядка), возникающие в тонких пленках «грязного» металла, описываемых двумерной моделью Хаббарда малой электронной плотности с сильным притяжением в присутствии сильного случайного потенциала.

В этой системе интересным также представляется перколяционный характер фазового перехода изолятор-сверхпроводник при формировании большого кластера из разветвленных капельных структур (имеющих форму «деревьев») при приближении к критической электронной концентрации.

Во второй части мини-обзора мы анализируем различные возможности усиления сверхпроводимости и уменьшения давления (поиска долгоживущих метастабильных фаз) в металлическом водороде и металло-гидридах, связанные, в частности, с более сложным характером (химическим составом) соединений.

Основным новым результатом здесь является демонстрация отрицательного знака производной критической температуры от давления,  $dT_c/dP < 0$ , для интервала давлений от 60 до 100 ГПа в тройном гидриде  $\text{LaBH}_8$ .

Мы обращаем внимание также на возможное «затягивание» некоторых долгоживущих метастабильных фаз металлического водорода (таких

как нитевидная и планарная) в область малых давлений.

Наряду с описанием однородной сверхпроводимости в металлическом водороде, мы анализируем в обзоре неоднородные капельные состояния, возникающие вблизи фазовой границы перколяционного фазового перехода первого рода между жидкими (некристаллическими) металлической и диэлектрической фазами.

С нашей точки зрения, несмотря на конвенциональный характер сверхпроводимости в электронной подсистеме металлического водорода (по механизму Элиашберга), эта система обладает рядом необычных (уникальных) квантовых свойств.

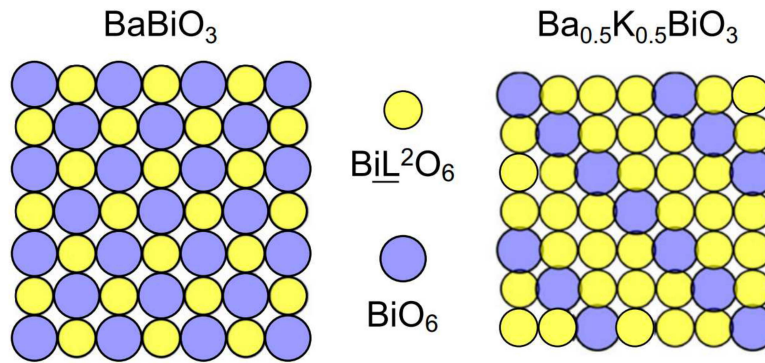
Мы обращаем внимание на аналогии между низкоразмерными фазами металлического водорода и квантовыми кристаллами как с точки зрения параметра плавления Линдемана и параметра квантовости де Бюра, так и с точки зрения возможной «суперсолидности» металлического водорода с сосуществованием бозе-конденсатов куперовских пар в электронной подсистеме и би-протонных пар (как в нейтронных звездах) в ионной подсистеме.

## 2. КАПЛИ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА В ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ С ПРИТЯЖЕНИЕМ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО СЛУЧАЙНОГО ПОТЕНЦИАЛА

В работах [4–6] нами рассчитаны свойства двумерной электронной системы с малой электронной плотностью ( $n \ll 1$ ) и сильным локальным притяжением Хаббарда на узле  $|U|/W \geq 1$  ( $W$  — ширина зоны) в присутствии сильного случайного потенциала (диагонального беспорядка)  $V$ , равномерно распределенного в диапазоне от  $-V$  до  $+V$ . Учитывались электронные прыжки только на соседние узлы квадратной решетки с шириной зоны  $W = 8t$ . Расчеты осуществлялись на решетке  $24 \times 24$  с периодическими граничными условиями.

В рамках подхода Боголюбова–де Женна наблюдалось появление неоднородных состояний пространственно-разделенной ферми-бозе-смеси куперовских пар и неспаренных электронов с образованием бозонных сверхпроводящих капель разного размера в матрице непарных нормальных электронных состояний (см. рис. 2).

Важным результатом работы является формирование большого перколяционного кластера с разветвленной капельной структурой, свидетельствующей



**Рис. 1.** Схема локальной кристаллической структуры в плоскости  $\text{BiO}_2$  исходного соединения  $\text{BaBiO}_3$ , являющегося CDW-изолятором с шахматной структурой распределения октаэдров  $\text{BiL}_2\text{O}_6$  и  $\text{BiO}_6$  (левый рисунок), и локальной кристаллической структуры  $\text{Ba}_{0.5}\text{K}_{0.5}\text{BiO}_3$  с диагональными цепочками комплексов  $\text{BiO}_6$ , внедренных в большой перколяционный кластер октаэдров  $\text{BiL}_2\text{O}_6$  (правый рисунок) [2]

щей о переходе изолятор–сверхпроводник [4–6] при электронных плотностях  $n_c \approx 0.31$ .

Этот результат интересен как для понимания природы фазовых переходов и фазовой диаграммы тонких пленок «грязного» металла [7–9], в частности сверхпроводящих полосок наноструктурированного алюминия [10], так и для экспериментальной реализации сверхпроводящих флакс-кубитов.

### 3. ОТКРЫТИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В ГИДРИДАХ МЕТАЛЛОВ

Прорыв в повышении температуры сверхпроводящего перехода на пути от высокотемпературной сверхпроводимости к сверхпроводимости при комнатной температуре датируется 2014 годом, когда исследователи из Германии, России и Китая открыли сверхпроводимость в сероводороде ( $\text{H}_2\text{S}$ ) [11–15]. При высоких давлениях  $\text{H}_2\text{S}$  вначале металлизировается, а затем при давлении  $P = 1$  Мбар переходит в сверхпроводящее состояние с  $T_c \approx 192$  К.

Причем, если высокотемпературные сверхпроводники на основе медь–кислород, по-видимому, описываются нетрадиционными механизмами сверхпроводимости, основанными на электрон-электронном взаимодействии, то сверхпроводимость в гидриде серы имеет традиционный характер и описывается теорией Элиашберга [16, 17] для сильного электрон-фононного взаимодействия.

Отметим, что такие высокие давления в диапазоне от одного до нескольких мегабар могут быть созданы в специальных очень тяжелых (многотонных) алмазных наковальнях. Такие алмазные наковальни

имеются в институтах Франции, США и некоторых других стран. В нашей стране такие давления могут быть созданы в Институте физики высоких давлений РАН в Троицке [11].

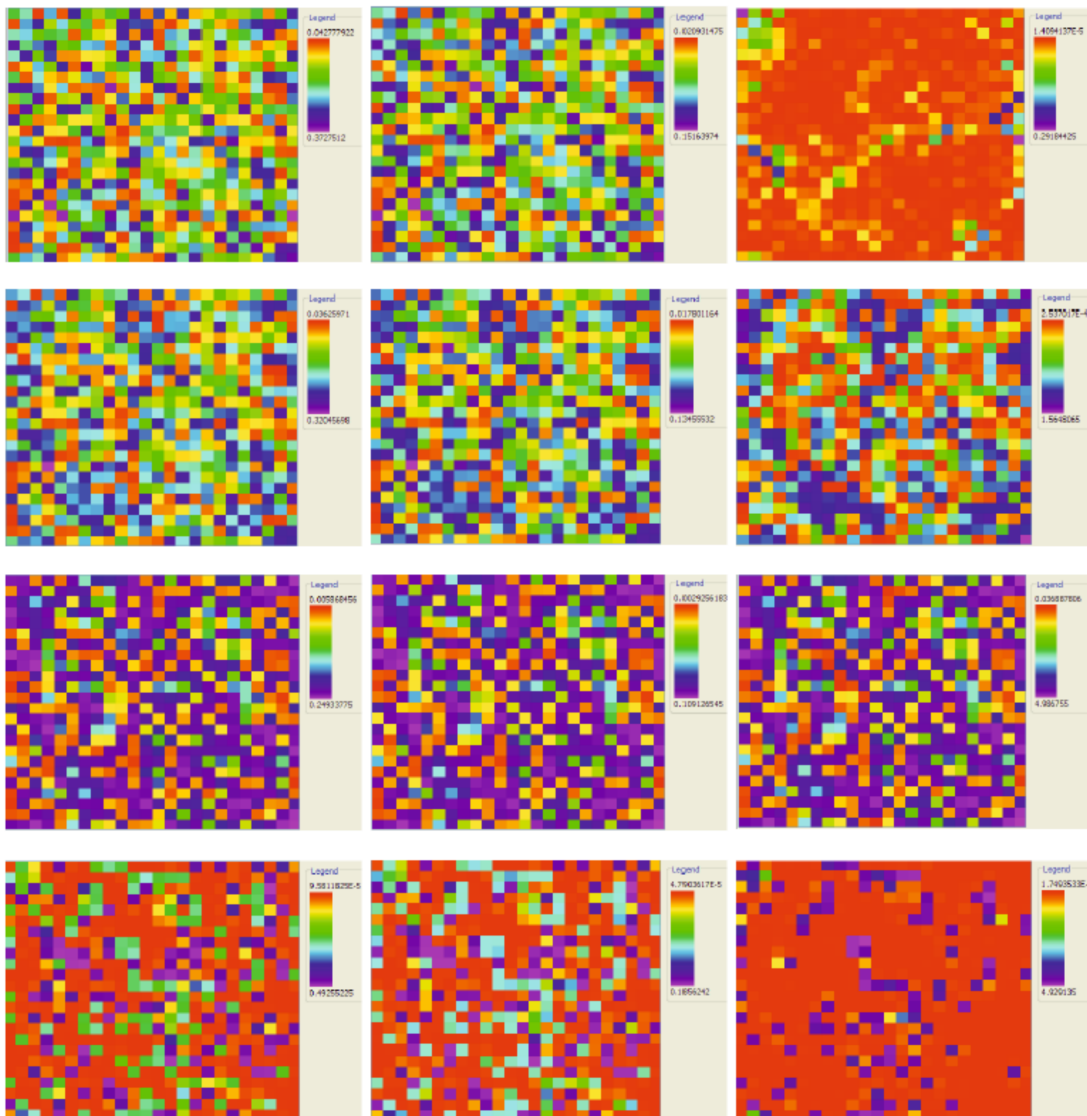
Далее последовало открытие сверхпроводимости при высоких давлениях в  $\text{H}_2\text{S}$  при температуре  $T_c = 203$  К, совпадающей с температурой на поверхности Антарктиды, и сверхпроводимость в гидридах лантана  $\text{LaH}_{10}$  с  $T_c = 250 - 260$  К.

Наконец, в 2020 г. была открыта сверхпроводимость с рекордной на сегодняшний день температурой  $T_c = 288$  К ( $+15^\circ\text{C}$ ) в тройном гидриде  $\text{H-C-S}$  с доминированием водорода при давлении  $P = 2.6$  Мбар [18]. Впрочем, этот результат не нашел независимого подтверждения.

Примерно в то же время на синхротронном источнике во Франции были проведены первые убедительные эксперименты, надежно свидетельствующие о переходе чистого атомарного водорода в металлическое состояние [19–21] при высоких давлениях порядка 425 ГПа [22].

### 4. ОБРАЗОВАНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КАПЕЛЬ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА МЕЖДУ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ И МОЛЕКУЛЯРНЫМ ВОДОРОДОМ В ЖИДКОМ (НЕКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ) СОСТОЯНИИ

Рассмотрим теперь возможность образования капель в металлическом водороде. На рис. 3 приведена  $T - P$ -фазовая диаграмма молекулярного диэлектрического и атомарного (металлического) водорода при высоких давлениях. Фазовая диаграмма



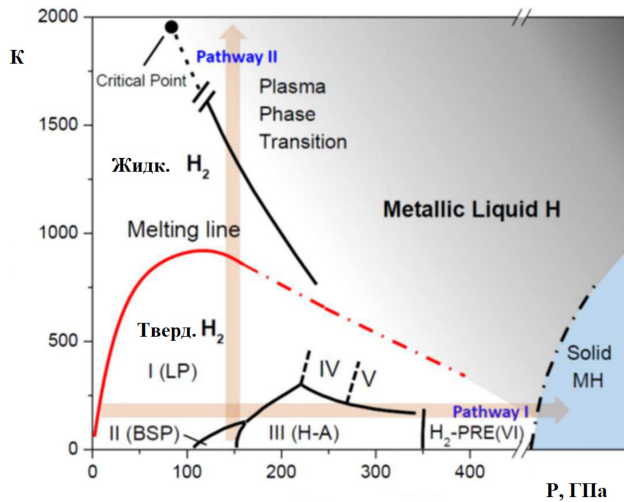
**Рис. 2.** Двумерное распределение электронной плотности (левый столбец), электронно-дырочного перемешивания (средний столбец), и параметра порядка (правый столбец) при  $n = 0.15$  на  $24 \times 24$  решетке с амплитудой беспорядка  $V/t = 10.0$  [4–6]

содержит 4 интересные для нашего анализа фазы молекулярного и металлического водорода, а именно 2 фазы твердого (кристаллического) молекулярного и металлического водорода при высоких давлениях и низких температурах и две фазы жидкого молекулярного и металлического водорода при высоких давлениях и высоких температурах [11, 23].

Интересно, что при повышении температуры фазовый переход из кристаллической в жидкую фазу как для атомарного металлического водорода, так и для молекулярного (диэлектрического) водорода является фазовым переходом первого рода с обра-

зованием и ростом зародышей одной фазы внутри другой. Отметим, что образование жидких капель и маленьких «льдинок» вокруг положительных и отрицательных ионов хорошо известно в физике жидкого и твердого гелия.

Также фазовым переходом первого рода является при высоких температурах переход из диэлектрической жидкой фазы в металлическую жидкую фазу [11]. Этот переход имеет, по-видимому, перколяционный характер с образованием сложной структуры (большого кластера) металлических капель внутри диэлектрической матрицы. Эксперименталь-



**Рис. 3.**  $T - P$ -фазовая диаграмма молекулярного и атомарного металлического водорода при высоких давлениях. Фазовая диаграмма содержит 4 фазы молекулярного и металлического водорода, а именно: 2 фазы твердого (кристаллического) молекулярного и металлического водорода и 2 фазы жидкого молекулярного и металлического водорода при высоких давлениях [6, 11, 23]

ным подтверждением перколяционного характера фазового перехода и возникновения проводящих металлических капель являются эксперименты с ударными волнами для дейтериевых систем [21, 24–27].

## 5. БАЗОВЫЙ МЕХАНИЗМ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ВОДОРОДЕ И ГИДРИДАХ МЕТАЛЛОВ

Фононный механизм сверхпроводимости, усиленный за счет легкости ядра (малой массы протона) в атоме водорода, по-видимому, имеет место в металлическом водороде и в большинстве двойных и тройных гидридов металлов, таких как  $H_2S$ ,  $H_3S$ ,  $LaH_{10}$ ,  $H-C-S$  и др.

В то же время, в высокотемпературных сверхпроводниках на базе медь-кислород и в ряде сверхпроводящих систем малой электронной плотности доминирующими механизмами сверхпроводимости являются нетрадиционные нефононные механизмы, основанные не на электрон-ионном, а на электрон-электронном взаимодействии.

К нефононным механизмам относятся, в частности, механизм, основанный на АФМ-взаимодействии между спинами электронов меди в знаменитой  $t - J$ -модели [28, 29] и плазмонный механизм Фрелиха

[30–32], основанный на обмене акустическими плазмонами, предсказанными Нозьером и Пайнсом [33].

Еще одним базовым механизмом нетрадиционной сверхпроводимости является механизм Кона – Латтинжера [34–36], основанный на наличии коновской особенности [37] (фриделевских осцилляций [38]) в эффективном взаимодействии двух электронов через поляризацию фермиевского фона.

Для металлического водорода базовый механизм сверхпроводимости описывается теорией сильного электрон-фононного взаимодействия в рамках теории Элиашберга [39–44]. Расчеты по теории Элиашберга группы Мазура, Ихсанова и Кагана [5, 6], а также других групп [45–48] предсказывают сверхпроводимость для гексагональной фазы металлического водорода при давлении  $P = 5$  Мбар с критической температурой в интервале 215 – 217 К. Эти расчеты находятся в соответствии с более ранними идеями, высказанными Ашкрофтом в Соединенных Штатах еще в 1968 г. [49] о том, что металлический водород за счет легкой массы ядра (протона) и большой дебаевской частоты является очень перспективным кандидатом на реализацию в нем сверхпроводимости при комнатной температуре.

Отметим, что основной задачей физиков, химиков и материаловедов на сегодняшний день является не столько задача повышения критической температуры, сколько задача понижения давления и нахождения долгоживущих (пусть даже метастабильных) фаз металлического водорода и гидридов металлов, сверхпроводящих при нормальном атмосферном давлении.

Здесь очень перспективными являются предсказания Кагана, Бровмана и Холаса [50, 51], высказанные еще в 70-ые годы прошлого века, о том, что некоторые низкоразмерные фазы металлического водорода, в частности, квазиодномерная нитевидная фаза (протонные цепочки, погруженные в ферми-жидкость электронов) может быть стабилизирована не только при высоких давлениях порядка нескольких мегабар, но и реализована в эксперименте как долгоживущая метастабильная фаза при более низких давлениях и даже при атмосферном давлении.

Теоретические оценки Бурмистрова и Дубовского [52] в развитие идей Кагана, Бровмана и Холаса показывают, в частности, что для нитевидной фазы область долгоживущих метастабильных состояний затягивается, по крайней мере, до давлений  $P \approx 0.1$  Мбар.

Отметим, что низкоразмерные фазы металлического водорода, в первую очередь нитевидная и пла-

нарная, имеют много общих черт с квантовыми кристаллами. В частности, с физикой супер-солидности квантовых кристаллов гелия и идеями классической работы Андреева–Лифшица [53] их роднят характерные значения параметра квантовости де Бура и параметра квантового плавления Линдемана.

В развитие идей Ашкрофта [54], одним из соавторов (М. Ю. К.) [55, 56] была высказана идея о возможности нетривиального сверхтекучего состояния в металлическом водороде при высоких давлениях, напоминающего сверхтекучесть нейтронных звезд.

В этом состоянии возможно сосуществование двух бозе-конденсатов — конденсата куперовских пар в электронной подсистеме и конденсата бипротонных пар на одной (или соседних) цепочках (плоскостях) в ионной подсистеме.

Отметим также, что дополнительные возможности для понижения давления в гидридах металлов на пути к техническим применениям комнатно-температурной сверхпроводимости открываются перед химиками.

Оказывается, что усложнение состава гидридов металла, и, в частности переход от двойных к тройным гидридам [28], способствует эффективному понижению давления при сохранении высоких критических температур.

Недавно (летом 2023 г.) южнокорейские технологи объявили о синтезировании металло-гидрида с комнатной критической температурой при атмосферном давлении. К сожалению, однако, их результаты не были подтверждены другими группами.

## 6. НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО МЕТАЛЛИЧЕСКОМУ ВОДОРОДУ И ГИДРИДАМ МЕТАЛЛОВ

В этом разделе мы кратко анонсируем наши последние результаты, связанные с возможностью понижения давления в сложных гидридах металлов на примере  $\text{LaVH}_8$  [28]. В частности, мы демонстрируем кривую зависимости критической температуры от давления с отрицательной производной (т. е.  $dT_c/dP < 0$ ) для интервала давлений от 60 до 100 ГПа в тройном гидриде  $\text{LaVH}_8$ .

Для расчетов  $T_c$  мы использовали систему уравнений Элиашберга [39–44] с поправкой к химическому потенциалу электронов [57, 58], которая позволяет описать эффект повышения  $T_c$  при приближении пика плотности состояний к энергии Ферми [58–60].

Независимой переменной в этой системе является частота  $\omega$ , измеряемая в энергетических еди-

ницах (эВ). Зависимые переменные образуют набор  $\{\varphi(\omega), Z(\omega), \chi(\omega)\}$ , где  $\varphi$  — параметр порядка,  $Z$  — функция перенормировки массы электрона,  $\chi$  — сдвиг химического потенциала.  $[\varphi] = [\chi] = \text{эВ}$ ,  $Z$  — величина безразмерная. Числовые параметры системы образуют набор  $\{T, \mu^*, \mu, \omega_c\}$ , где  $T$  — температура,  $[T] = K$ ;  $\mu^*$  — экранированный кулоновский потенциал,  $[\mu^*] = 1$ ;  $\mu$  — химический потенциал электронов (принимаяем его равным энергии Ферми  $E_F$ ),  $[\mu] = \text{эВ}$ ;  $\omega_c$  — энергетический диапазон эффективности кулоновского взаимодействия (обычно принимаем  $\sim 3\omega_D$ , где  $\omega_D$  — частота Дебая). Функциональные параметры:  $\{\alpha^2 F(\omega), N_0(E)\}$ , где  $\alpha^2 F(\omega)$  — функция Элиашберга;  $N_0(E) = N(E)/N(0)$  — приведенная электронная плотность состояний, где  $N(E)$  — плотность состояний,  $N(0)$  — плотность состояний на уровне Ферми. Функции  $\alpha^2 F(\omega)$  и  $N_0(E)$  задаются в табулированном виде и рассчитывались заранее с помощью теории функционала плотности, реализованной в пакете Quantum Espresso [61]. В данной работе использовались псевдопотенциалы типа Optimized Norm-conserving Vanderbilt Pseudopotentials (ONCVSP) версии 0.4.1 [62] и обменно-корреляционный функционал PBE. Для расчета спектральной функции Элиашберга использовалась программа EPW для интерполяции электрон-фононной матрицы с помощью функций Ванье [63].

Для решения этой системы на оси частот выбирается сетка положительных мацубаровских частот

$$\{\omega_n = \pi k T (2n + 1)\}_{n=0}^M,$$

где  $n \in [0, M]$ , а переменные  $\{\varphi(\omega), Z(\omega), \chi(\omega)\}$  вычисляются на этой сетке:  $\{\varphi_n, Z_n, \chi_n\}_{n=0}^M$ . Система уравнений в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_n &= \frac{\pi}{\beta} \sum_{m=0}^M \{\lambda_{nm}^{(+)} - 2\mu^* \theta(\omega_c - |\omega_m|)\} \varphi_m \cdot N_m \\ Z_n &= 1 + \frac{\pi}{\beta} \frac{1}{\omega_n} \sum_{m=0}^M \lambda_{nm}^{(-)} \omega_m Z_m \cdot N_m \\ \chi_n &= -\frac{\pi}{\beta} \sum_{m=0}^M \{\lambda_{nm}^{(+)} - 2\mu^* \theta(\omega_c - |\omega_m|)\} \cdot P_m \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\beta = 1/kT,$$

$$\lambda_{nm}^{(\pm)} = \lambda(n - m) \pm \lambda(n + m + 1),$$

$$\lambda(n) = 2 \int_0^{\omega_D} \frac{\omega \cdot \alpha^2 F(\omega)}{\omega^2 + (2\pi n k_B T)^2} d\omega,$$



$$N_m = N_m(\varphi_m, Z_m, \chi_m),$$

$$P_m = P_m(\varphi_m, Z_m, \chi_m),$$

$$N_m(\varphi, Z, \chi) =$$

$$= \pi^{-1} \int_{-\mu}^{+\infty} N_0(E) \frac{1}{(E + \chi)^2 + Z^2 \omega_m^2 + \varphi^2} dE,$$

$$P_m(\varphi, Z, \chi) =$$

$$= \pi^{-1} \int_{-\mu}^{+\infty} N_0(E) \frac{E + \chi}{(E + \chi)^2 + Z^2 \omega_m^2 + \varphi^2} dE,$$

$[N_m] = \text{эВ}^{-1}$ ,  $P_m$  — величина безразмерная.

Искомой величиной, по которой определяется температура сверхпроводящего перехода  $T_c$ , является  $\Delta_0 = \varphi(\omega_0)/Z(\omega_0)$ , с размерностью эВ ( $T_c$  определяется из условия  $\Delta_0(T) = 0$  при  $T \geq T_c$ ).

Результаты расчетов  $T_c$  тройного гидрида  $\text{LaBH}_8$ , сделанные для различных давлений, приведены на рис. 4, а приведенной плотности состояний  $N_0(E)$  — на рис. 5. Расчеты проведены в диапазоне давлений от 60 до 100 ГПа. Для меньших давлений это соединение, возможно, неустойчиво. Расчеты проводились двумя методами: решением «классической» системы уравнений Элиашберга, в которой не учитывается поправка к химическому потенциалу электронов, а электронная плотность состояний в уравнениях не присутствует (см., например, работу [64]), и решением системы (1). Расчеты проводились для  $\mu = 0.09, \omega_D = 0.25$  эВ и  $M = 18$  (т.е. было взято 19 положительных мацубаровских частот).

Снижение  $T_c$  с увеличением давления, начиная с 80 ГПа, показали оба метода. Снижение  $T_c$ , причем даже в большем диапазоне давлений, показывают и результаты работы [28] (а результат работы [65] хорошо согласуется с нашими расчетами). Учет поправки к химическому потенциалу электронов дает повышение  $T_c$  для всех давлений. Это повышение вызвано наличием размытого пика в плотности электронных состояний, локализованного на расстоянии порядка энергии Дебая от уровня Ферми (см. рис. 5). Поведение  $N_0(E)$  при энергиях, больших  $\omega_D$ , на значение  $T_c$  практически не влияет. С понижением давления наблюдается рост этого пика и, соответственно, повышение расчетного значения  $T_c$ .

### 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Надежды на реализацию комнатно-температурной сверхпроводимости и ее техни-

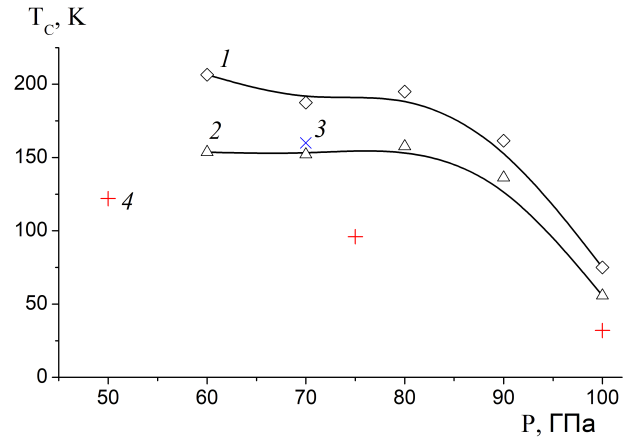


Рис. 4. Расчетная зависимость  $T_c$  от давления для  $\text{LaBH}_8$ , рассчитанная различными способами: 1 — решение системы уравнений (1); 2 — решение системы уравнений Элиашберга без поправки к химическому потенциалу электронов; 3 — результаты работы [65]; 4 — результаты работы [28]

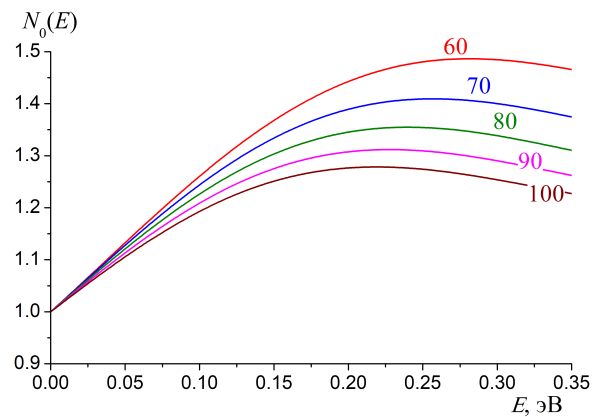


Рис. 5. Приведенная плотность состояний  $N_0(E)$  для  $\text{LaBH}_8$ , рассчитанная для различных давлений: значения давлений в ГПа указаны рядом с кривыми. Нуль энергии соответствует уровню Ферми

ческих применений требуют поиска стабильных или метастабильных фаз металлического водорода и гидридов металлов, сверхпроводящих при более низких давлениях. Понижение давления может быть связано как с усложнением химического состава гидридов металлов, так и с «затягиванием» низкоразмерных фаз чистого металлического водорода (в первую очередь нитевидной и планарной) в область метастабильных долгоживущих состояний уже при атмосферном давлении за счет требующего больших времен процессов квантового образования зародышей при туннелировании зародыша через высокий барьер в конфигурационном пространстве. В качестве первого результата на пути реализации

задачи по понижению давления в гидридах металлов мы демонстрируем отрицательный знак производной  $dT_c/dP < 0$  для интервала давлений от 60 до 100 ГПа в тройном гидриде  $\text{LaVH}_8$ .

Физика неоднородных капельных структур в перколяционных фазовых переходах между диэлектрической и проводящей фазами жидкого молекулярного и жидкого металлического водорода, как и переход диэлектрик–сверхпроводник в электронных системах малой плотности с притяжением и «грязных» металлических пленках [7–9], представляет большой интерес не только для астрофизических наблюдений [20, 25, 66] и экспериментов с ударными волнами в экстремальных состояниях вещества, но также и для сверхпроводящей наноэлектроники [10] и возможной сверхпроводящей реализации квантового компьютера.

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках программы поддержки фундаментальных исследований НИУ ВШЭ. Исследование выполнено с использованием суперкомпьютерного комплекса НИУ ВШЭ [67], ресурсов высокопроизводительного вычислительного центра НИЯУ МИФИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Menushenkov, K. V. Klementev, A. V. Kuznetsov, and M. Yu. Kagan, *ZHETP* **120**, 700 (2001).
2. A. Menushenkov, A. V. Kuznetsov, K. V. Klementiev, and M. Yu. Kagan, *J. Supercond. Nov. Magn.* **29**, 701 (2016).
3. M. Yu. Kagan, K. I. Kugel, and A. L. Rakhmanov, *Phys. Reports* **916**, 1 (2021)
4. М. Ю. Каган, Е. А. Мазур, *ЖЭТФ* **159**, 696 (2021).
5. E. A. Mazur, R. Sh. Ikhsanov, and M. Yu. Kagan, *J. Phys.: Conf. Series*, **2036**, 012019 (2021).
6. М. Ю. Каган, С. В. Аксенов, А. В. Турлапов, Р. Ш. Ихсанов, К. И. Кугель, Е. А. Мазур и др., *Письма в ЖЭТФ* **117**, 754 (2023).
7. A. M. Goldman and N. Markovic, *Phys. Today* **51**, 39 (1998).
8. D. V. Haviland, Y. Liu, and A. M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2180 (1989).
9. Э.З. Кучинский, И.А.Некрасов, М.В.Садовский, *УФН* **53**, 325 (2012).
10. N. Grunhaupt et al., *Nature Mater.* **18**, 1816 (2019).
11. А. Н. Утюж, А. Михеенков, *УФН* **187**, 953 (2017).
12. И. А. Троян, Д. В. Семенов, А. Г. Иванова, А. Г. Квавшин, Д. Джоу, А. В. Садаков, О. А. Соболевский, В. М. Пудалов, И. Любутин, А. Р. Оганов, **192**, 799 (2022).
13. М. И. Еремец, А. П. Дроздов, *УФН* **186**, 1257 (2016).
14. D. Duan et al., *Sci. Rep.* **4**, 6968 (2014).
15. A. Drozdov et al., *Nature* **525**, 73 (2015).
16. Г. М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **38**, 966 (1960).
17. М. В. Садовский, *arxiv cond-mat*. 2106.09948, 18 Jun (2021).
18. E. Snider et al., *Nature* **586**, 373 (2020).
19. E. Wigner and H. B. Huntington, *J. Chem. Phys.* **3**, 764 (1935)
20. А. А. Абрикосов, *Астрон. Ж.* **31**, 112 (1954).
21. R. Dias, I. F. Silvera, *Science* **355**, 715 (2017).
22. P. Loubyere et al., *Nature* **577**, 631 (2020).
23. M. Houtput, J. Tempere, and I. F. Silvera, *Phys. Rev. B* **100**, 134106 (2019).
24. M. D. Knudson et al., *Science* **348**, 1455 (2015).
25. V. E. Fortov et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 185001 (2007).
26. G. W. Collins et al., *Science* **281**, 1178 (1998).
27. M. Celliers et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5564 (2000).
28. S. D. Cataldo, Ch. Heil, W. von der Linden, and L. Boeri, *Phys. Rev. B* **104**, L020511 (2021).
29. M. Yu. Kagan and T. M. Rice, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 3771 (1994).
30. H. Frohlich, *J. Phys. C* **1**, 544, Letters to Editor (1968).
31. J. Ruhman and P. A. Lee, *Phys. Rev. B* **96**, 235107 (2017).
32. J. Ruhman and P. A. Lee, *arxiv cond-mat* 1605.01737, 7 June (2016).
33. D. Pines, P. Nozieres, *The Theory of Quantum Liquids*, Benjamin, New York (1966).
34. М. Ю. Каган, М. М. Коровушкин, В. А. Мицкан, *УФН* **185**, 785 (2015).
35. М.Ю. Каган, А.В. Чубуков, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 525 (1988).
36. W. Kohn and J. M. Luttinger, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 524 (1965).



37. W. Kohn, Phys. Rev. Lett. **2**, 393 (1959).
38. H. Friedel, Adv. Phys. **3**, 446 (1954).
39. O. V. Dolgov, R. K. Kremer, J. Kortus et al., Phys. Rev. B **72**, 024504 (2005).
40. Z. Zhang, T. Cui, M.J. Hutcheon et al., Phys. Rev. Lett. **128**, 047001 (2022).
41. P. B. Allen and R. C. A. Dynes, Tech. Rev. **7**, TCM4 (1974).
42. P. B. Allen and R. C. A. Dynes Phys. Rev. B **12**, 905 (1975).
43. F. Marsiglio and J. Carbotte, Physica C: Superconductivity **1**, 73 (2008).
44. J. Carbotte, Rev. Mod. Phys. **62**, 1027 (1990).
45. R. Szczesniak, Acta Physica Polonica A **109**, 179 (2006).
46. A. Durajski, Sci. Reports **6**, 38570 (2016).
47. Н. А. Кудряшов, А. А. Кутуков, Е. А. Мазур, Письма в ЖЭТФ **104**, 488 (2016).
48. I. A. Kruglov, D. Semenov, H. Song et al., Phys. Rev. B **101**, 024508 (2020).
49. N. W. Ashcroft, Phys. Rev. Lett. **21**, 1748 (1968).
50. Е. Г. Бровман, Ю. М. Каган, А. Холас, ЖЭТФ **61**, 2429 (1972).
51. Е. Г. Бровман, Ю. М. Каган, А. Холас, В. В. Пушкарёв, Письма в ЖЭТФ **18**, 269 (1973).
52. S. N. Barmistrov and L. B. Dubovskii, arxiv cond-mat 1611.02593, 8 November (2016).
53. А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **56**, 2057 (1969) [A. F. Andreev and I. M. Lifshitz, JETP **29**, 1107 (1969)].
54. N. W. Ashcroft, J. Phys. A **36**, 6137 (2003).
55. М. Ю. Каган, Письма в ЖЭТФ **103**, 822 (2016).
56. M. Yu. Kagan and A. Bianconi, Condens. Matter **4**, 51 (2019).
57. W. E. Pickett, Phys. Rev. B **26**, 1186 (1982).
58. В. Н. Гребенев, Е. А. Мазур, Физика низких температур **13**, 479 (1987).
59. А. С. Александров, В. Ф. Елесин, М. П. Казеко, Физика твердого тела **21**, 2062 (1979).
60. Н. А. Кудряшов, А. А. Кутуков, Е. А. Мазур, Письма в ЖЭТФ **104**, 488 (2016).
61. P. Giannozzi, S. Baroni, N. Bonini et al., J. Phys.: Condens. Matter **21**, 395502 (2009).
62. D. R. Hamann, Phys. Rev. B **88**, 085117 (2013).
63. S. Ponce, E.R. Margine, C. Verdi, and F. Giustino, Comput. Phys. Comm. **209**, 116 (2016).
64. Р. Ш. Ихсанов, Е. А. Мазур, М. Ю. Каган, Известия Уфимского научного центра РАН № 1, 49 (2023).
65. Z. Zhang, T. Cui, and M. J. Hutcheon et al., Phys. Rev. Lett. **128**, 047001 (2022).
66. В.С. Филинов, В.Е. Фортков, М. Бониц, П.Р. Левашинов, Письма в ЖЭТФ **74**, 422 (2001).
67. S. Kostenetskiy, R. A. Chulkevich, V. I. Kozyrev, J. Phys.: Conf. Ser. **1740**, 012050 (2021).