

Еще один интересный мир откроется в блоховском пределе, т.е. в пределе, когда площадь первого уровня Ландау сравняется с площадью единичной кристаллографической ячейки. Что там происходит? По предсказаниям Хофстадтера при таком поле электронная зонная структура редуцирована; его представления об этой структуре отражены на рис. 17 [42]. Вызванная сильными полями зонная редуция — это один из интересных эффектов в области сильных полей. Другими вероятными следствиями перехода к указанному пределу станут серьезные изменения в представлениях о структуре атомного и молекулярного водорода. Форма атома водорода в основном состоянии является сферической, но в присутствии магнитного поля она вытянется вдоль его направления. Более того, в нейтронных звездах вследствие сильного сжатия атом будет иметь форму иглы. Основное состояние молекулы водорода в области химической катастрофы будет триплетным, так как синглетное состояние нестабильно.

Итак, конечная цель исследований сильных магнитных полей весьма и весьма далека, за толщей веков.

Список литературы

1. Starling S G *Electricity and Magnetism* (Longmans, 1925) p 285
2. Kapitza P L *Proc. Roy. Soc. A* **105** 691 (1924)
3. Biter F *Rev. Sci. Instr.* **10** 373 (1939)
4. Fowler C M, Garn W B, Caird R S *J. Appl. Phys.* **31** 588 (1960)
5. Miura N, Gotto T, Nijiri H in *Proc. 6-th Int. Conf. on Megagauss Field* (Gen. Albuquerque 1992) to be published
6. Date M *J. Phys. Soc. Jap.* **39** 892 (1975)
7. Yamagishi A, Date M *Physica B* **155** 91 (1989)
8. Date M *IEEE Trans. on Mag.* **MAG-12** 1024 (1976)
9. Motokawa M, Kuroda S, Date M *J. Appl. Phys.* **50** 7762 (1979)
10. Date M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **15–18** 1559 (1980)
11. Date M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **31–34** 140 (1983)
12. Date M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **54–57** 627 (1986)
13. Date M *Physica B* **155** 119 (1989)
14. Date M *J. Magn. Magn. Mater.* **90–91** 1 (1990)
15. Date M *Physica B* **164** 108 (1990)
16. Date M *J. Magn. Magn. Mater.* **104–107** 2105 (1992)
17. Date M et al. *J. Appl. Phys. Series 8* **195** (1993)
18. King A R et al. *Phys. Rev.* **47** 117 (1981)
19. Date M., Sakakibara T, Sugiyama K *High Field Magnetism* (Amsterdam, North-Holland, 1983) p. 41
20. Haseda T et al. *Physica B* **108** 841 (1981)
21. Date M *High Field Magnetism* (Amsterdam, North-Holland, 1989)
22. Katsumata K et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 86 (1989)
23. Date M, Kindo K *Phys. Rev. Lett.* **65** 1659 (1990)
24. Date M, Motokawa M *Phys. Rev. Lett.* **16** 1111 (1966)
25. Morin D et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **81** 247 (1989)
26. Yamagishi A et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **90–91** 51 (1990)
27. Kuroda T et al. *Physica B* **186–188** 396 (1993)
28. De Visser A et al. *Solid State Commun.* **64** 527 (1987)
29. Sugiyama K et al. *J. Phys. Soc. Jap.* **59** 3331 (1990)
30. Sugiyama K et al. *J. Phys. Soc. Jap.* **57** 3946 (1988)
31. Tajima Y et al. *Phys. Rev. B* **37** 7956 (1988)
32. Katsui A, Hidaka Y, Ohtuku H *Jap. J. Appl. Phys.* **26** L 1521 (1987)
33. Hidaka Y et al. *J. Phys. Soc. Jap.* **60** 1185 (1991)
34. Hidaka Y et al. *J. Phys. Soc. Jap.* **60** 1185 (1991)
35. Kakeshia T et al. *Trans. Jap. Inst. Metals* **24** 748 (1983)
36. Hashimoto Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 1922 (1994)
37. Uyeda C, Yamagishi A, Date M *J. Phys. Soc. Jap.* **57** 3954 (1988)
38. Langevin P Le Radium **7** 249 (1910)
39. Yamagishi A, Nagao E, Date M *J. Phys. Soc. Jap.* **53** 928 (1984)
40. Yamagishi A et al. *J. Phys. Soc. Jap.* **58** 2280 (1989)
41. Date M *Physica B* to be published
42. Hofstadter D R *Phys. Rev. B* **14** 2239 (1976)

Перевел А.В. Субботин

Научные консультации по переводу А.Н. Бажан

PACS numbers: 43.35.Lq

Акустические свойства стекол и поликристаллов при сверхнизких температурах

Ф. Побелл

Свойства разных по своей природе диэлектриков в аморфном состоянии имеют универсальный характер при низких температурах. Они существенно отличаются от свойств диэлектриков в кристаллическом состоянии. Во-первых, это теплоемкость и ее температурная зависимость в этих двух состояниях ($c \propto T$ (рис. 1), в отличие от кристаллического, где $c \propto T^3$). Во-вторых, это температурная зависимость скорости и затухания звука.

Сильное возрастание теплоемкости в аморфных диэлектриках по сравнению с кристаллическим состоянием является следствием дополнительных возбуждений, которые также вносят вклад в рассеяние фононов. Это является причиной существенно меньшей теплопроводности в стекольном состоянии и иной зависимости скорости звука и его затухания.

Низкотемпературные свойства объясняются в терминах двухуровневых моделей с туннелированием, в которых предполагается, что атом или группа атомов имеет более одного узла в разупорядоченной решетке и эти узлы разделены энергетическим барьером (рис. 2). Простейший вариант такой модели учитывает только туннелирование между основными состояниями в системе с двумя потенциальными ямами, разделенными потенциальным барьером. Из-за наличия беспорядка в системе предполагается существование широкой энергетической зоны в энергии туннелирования, что приводит к постоянной плотности туннелирующих состояний и очень широкому интервалу значений времени релаксации. Заметим, что экспериментально наблюдались времена релаксации в интервале от 10^{-9} до 10^6 с.

Как было уже отмечено в ставших классическими работах [1, 2], главный вклад в теплоемкость дают состояния, разница в энергии которых не больше T . При этом, в предположении независимости плотности состояний от энергии, получается линейная температурная зависимость теплоемкости. Это и наблюдается в эксперименте.

Посмотрим, что говорит эта модель о свойствах акустических волн в стеклах (рис. 3). Температурная зависимость скорости звука должна иметь пик и логарифмический спад вблизи него, причем наклон температурной кривой справа от максимума составляет величину $\sim 1/2$ от наклона слева. Кроме этого, в рамках туннельной модели можно показать, что ширина плато температурной кривой затухания звука связана с аналогичной кривой для скорости звука. Эти свойства являются следствиями широкой энергетической зоны в туннелирующих состояниях. Предсказания на основе модели хорошо согласуются с экспериментом. По наклону кривой можно сделать также вывод о плотности состояний.

Ситуация в поликристаллических веществах не столь очевидна, как в диэлектрических стеклах. Дело в том, что низкоэнергетические возбуждения, связанные с дефектами и примесями, как ожидалось, должны иметь

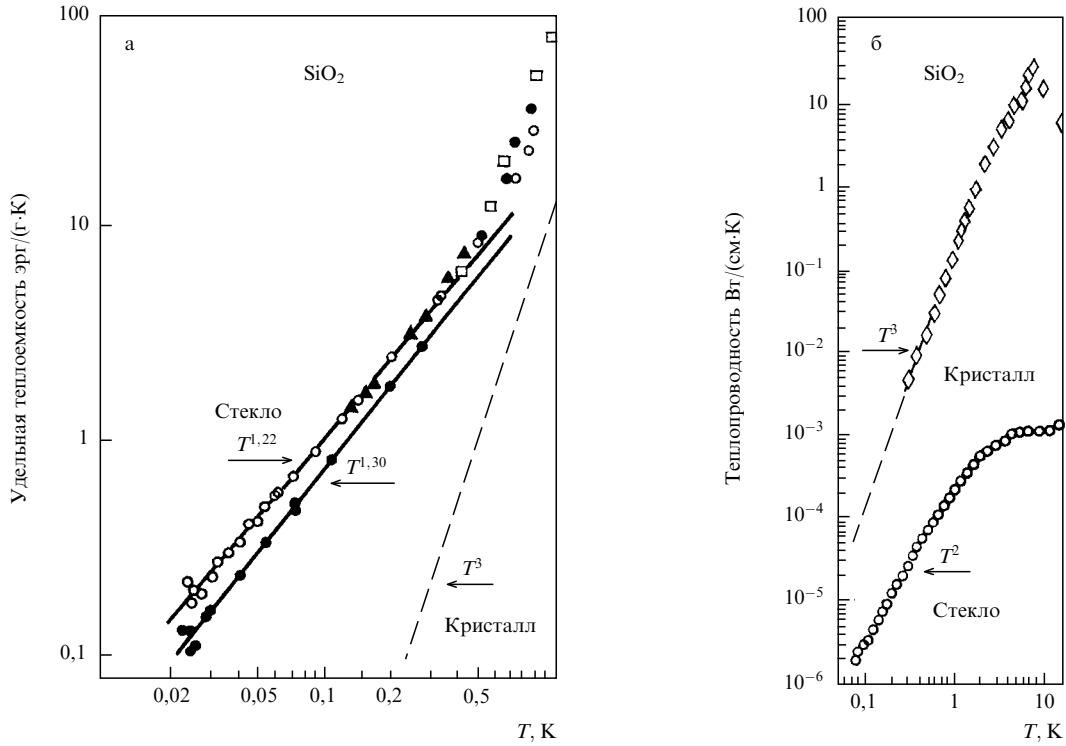


Рис. 1. Температурная зависимость теплоемкости SiO_2 при различной концентрации OH^-

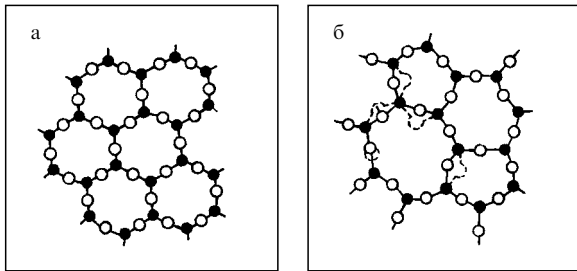


Рис. 2. Схематическое двумерное представление SiO_2

дискретный спектр энергии. А это в свою очередь должно внести изменения в логарифмический закон спада скорости звука вблизи максимума. В проводниках также возникает проблема: как будут взаимодействовать

электроны с туннелирующей системой. С целью решения этой проблемы была проведена серия экспериментов [3]. В качестве материалов для исследования брались стекло SiO_2 , поликристаллические сверхпроводники Nb, NbTi, Al и поликристаллические нормальные проводники Ag, Cu и Pt. Эксперименты проводились с помощью техники вибрирующей проволоки в диапазоне частот $100 \text{ Гц} \leq \omega/2\pi \leq 8 \text{ Гц}$ и в интервале температур $0,04 \text{ мК} \leq T \leq 1 \text{ К}$.

Результаты эксперимента представлены на рис. 4–8. Из рисунков видно, что поведение поликристаллических сверхпроводников аналогично поведению диэлектрических стекол. Даже зависимость скорости звука от амплитуды акустической волны такая же, как и в случае диэлектрических стекол, если явления нагрева пренебрежимо малы. Аналогия прослеживается и в наступлении

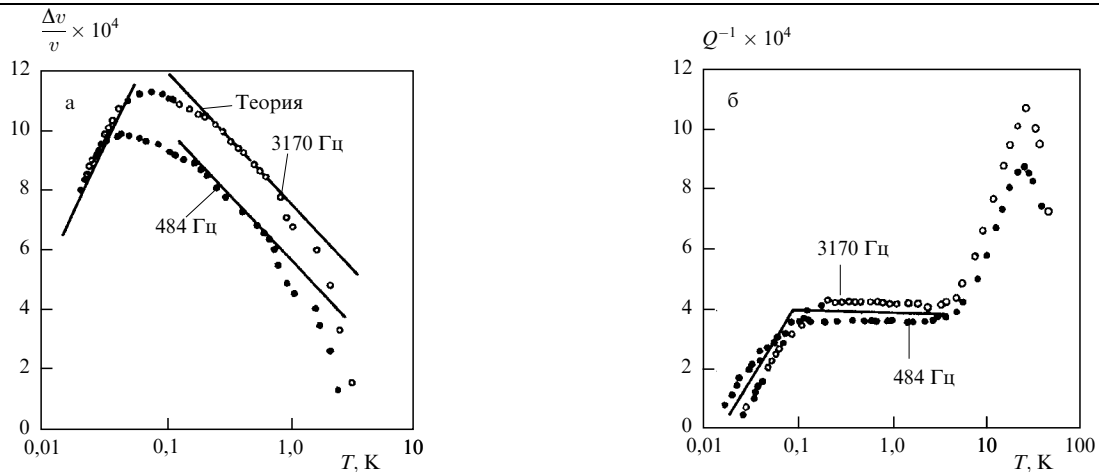


Рис. 3. Скорость звука (а) и его затухание (б) в SiO_2 для двух различных частот

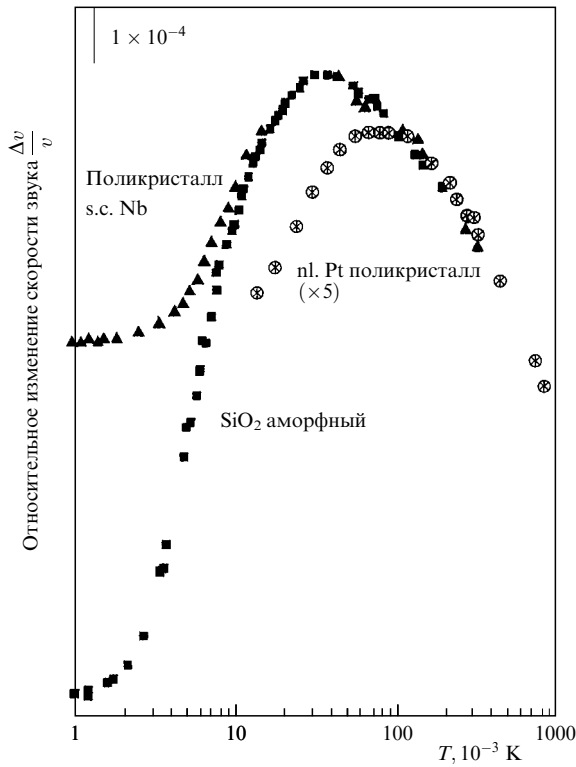


Рис. 5. Относительное изменение скорости звука в образцах SiO₂ и поликристаллов Nb и Pt

плато в температурной зависимости затухания звука. Другое очевидное экспериментальное свидетельство аналогичной зависимости энергии от времени релаксации — это закон изменения с частотой температуры выхода кривой Q^{-1} на плато. В соответствии с туннельной моделью эта температура пропорциональна $\omega^{1/3}$, что можно увидеть на рис. 8.

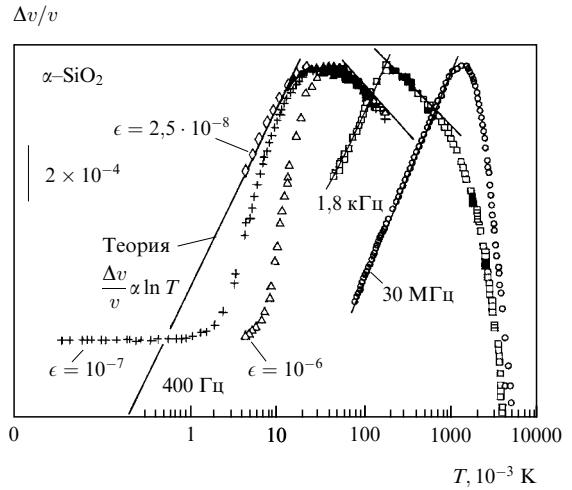


Рис. 4. Температурная зависимость относительного изменения скорости звука в SiO₂ при различных интенсивностях акустической волны

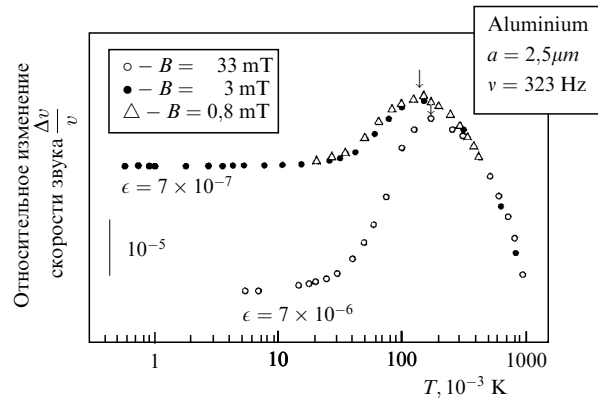


Рис. 6. Зависимость скорости звука от интенсивности акустической волны ε в Al ($a = 2,5 \mu\text{м}$, $v = 323 \text{ Гц}$)

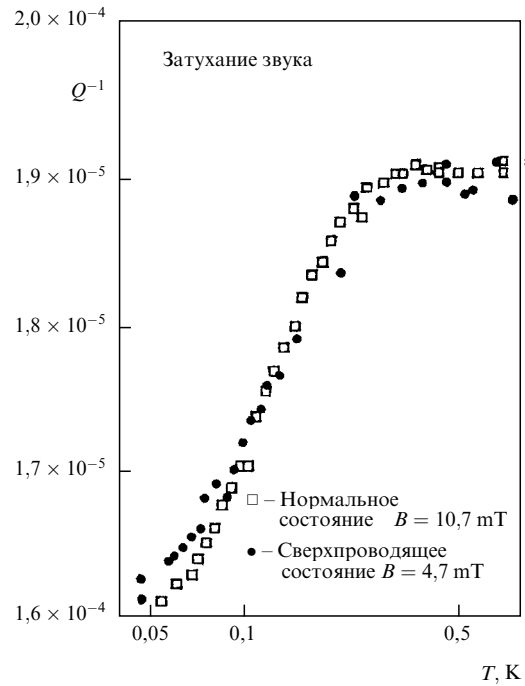
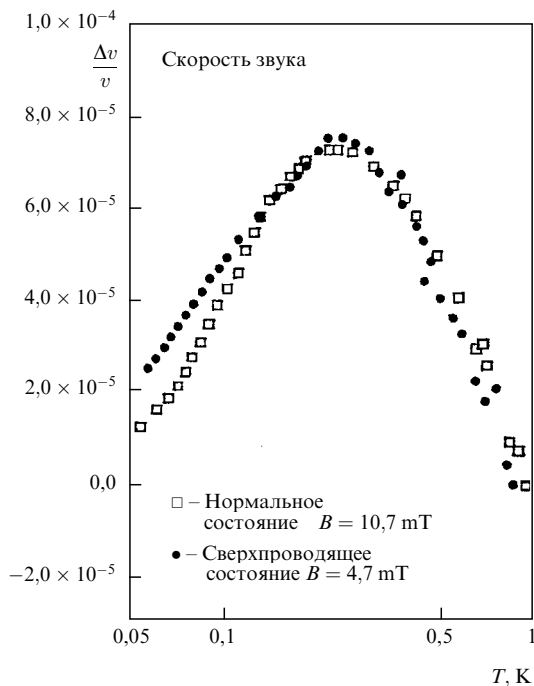


Рис. 7. Al в двух состояниях: ● — сверхпроводящее, □ — нормальное состояния

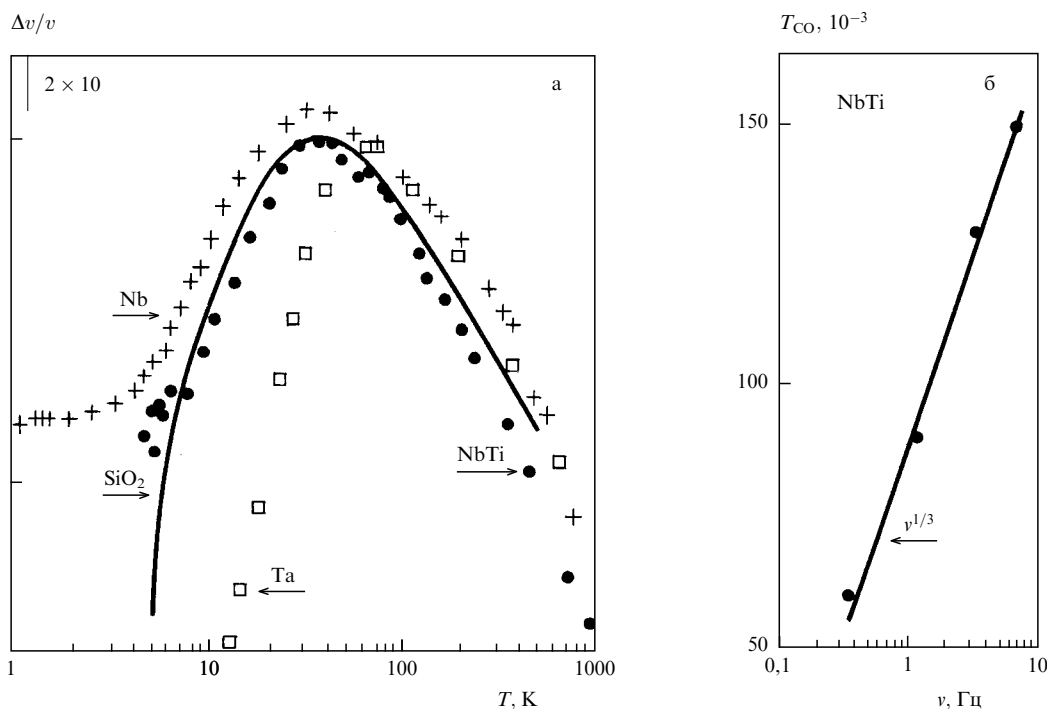


Рис. 8. а — Относительное изменение скорости звука в SiO_2 , Ta, Nb и NbTi. б — Частотная зависимость перехода на плато в температурной кривой затухания звука

Таким образом, измерения, проведенные на аморфных сверхпроводниках при температурах много ниже критической температуры сверхпроводимости, показали, что их акустические свойства хорошо вписываются в рамки модели с туннелированием.

Как уже отмечалось, взаимодействие электронов проводимости и туннелирующей системы должно сильно усложнить эту задачу. Это было отмечено в статье Кагана и Прокофьева [4]. Но низкочастотные акустические свойства оказались аналогичными свойствам SiO_2 и поликристаллов. Даже изменение концентрации примеси от 10^{-4} до 10^{-6} в Ag мало влияло на скорость звука и затухание.

Однако при низких температурах $T < 10$ мК и частотах 400 Гц наблюдались расхождения с предсказаниями теории. Это — смещения максимума, зависящие от амплитуды акустической волны, и насыщение при низких температурах. Отметим, что смещение максимума с изменением интенсивности акустической волны противоположно тому, что можно было бы ожидать, исходя из предположения о нагревании образца. Влияние изменений интенсивности акустической волны наблюдалось, когда интенсивность была порядка энергии $k_B T$. Возможное объяснение этому эффекту — изменение заселенности туннелирующих состояний под действием фононов. Затухание ниже плато идет по линейному закону, а не, как ожидалось, $Q^{-1} \propto T^3$.

В результате исследования акустических свойств различных поликристаллических сверхпроводников и проводников выяснилось, что их поведение очень напоминает стекольное в широком интервале температур. Это просто количественное сходство или качественное?

Список литературы

1. Anderson P W, Halperin B I, Varma C M *Phil. Mag.* **25** 1 (1972)

2. Philips W A *JLTP* **7** 351 (1972)
3. Esquinazi P, Koenig R, Pobell F Z. *Phys. B* **87** 305 (1992)
4. Каган Ю М, Прокофьев Н В *ЖЭТФ* **97** 1698 (1990)

Перевод Д.В. Ефремова

PASC numbers: 67.65. + z

Скачок Капицы на границе между сверхтекучим ^4He и газообразным атомарным водородом

Й.Т.М. Вальравен

Явление скачка Капицы, т.е. возникновение конечной разности температур между обладающим бесконечной теплопроводностью сверхтекучим гелием и твердым телом, или в более общем случае между двумя материалами с большой теплопроводностью, было экспериментально открыто П.Л. Капицей в 1941 г. [1] и объяснено с помощью теории акустического разбаланса И.М. Халатниковым в 1952 г. [2]. С этого времени понимание данного эффекта играет решающую роль во многих фундаментальных и прикладных задачах физики низких температур и криогенной техники.

Здесь речь пойдет о скачке Капицы между электронно-спин-поляризованным атомарным водородом H^1 , находящемся в газообразном состоянии, и пленкой сверхтекучего ^4He , покрывающей стенки экспериментальной ячейки. Понимание природы и количественная оценка скачка Капицы в данной системе крайне важны для экспериментальной реализации температурных и плотностных параметров бозе-конденсации в атомарном водороде, т.е. для создания еще одной новой сверхтекучей бозе-системы.