

## ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЖИДКОГО $^3\text{He}$ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А.Дюгаев<sup>1)</sup>, И.Вагнер, Ю.Овчинников<sup>1)\*</sup>

*Max Planck Institute, FKF, 166X, F-38042  
Grenoble, Cedex 9, FRANCE*

\* CNRS, BP 166X, 38042 Grenoble, Cedex 9, FRANCE

Поступила в редакцию 5 апреля 1994 г.

Анализируется возможность динамической поляризации ядер  $^3\text{He}$  на основе метода спинового резонанса на электронах или ионах  $\text{He}^+$ , расположенных в объеме жидкости или прижатых электрическим полем под ее поверхностью. Электроны и ионы  $\text{He}^+$  выступают в роли парамагнитных примесей, через которые идет перекачка момента электромагнитного поля в спиновую подсистему ядер  $^3\text{He}$ . Предсказываются свойства поляризованного  $^3\text{He}$  в области высоких температур, где эффекты статистики частиц уже малы, но жидкость является квантовой.

1. Статический метод поляризации жидкого  $^3\text{He}$  основан на быстром плавлении поляризованного сильным магнитным полем  $H$  твердого  $^3\text{He}$  [1,2]. Он применим при низких температурах  $T < 2\mu_{\text{я}}H$ , то есть когда магнитное поле  $H$  способно выстроить спины ядер в твердой фазе  $^3\text{He}$ . Из-за малости ядерного магнитного момента  $\mu_{\text{я}}$ , при существующих в настоящее время полях  $H$ , это возможно для  $T < 10^{-2}$  К.

Существует и динамический метод передачи поляризации от электронов металла жидкому  $^3\text{He}$  при насыщении электронного спинового резонанса (ЭСР) [3,4]. Из-за скин-эффекта метод ЭСР применим только для мелких металлических частиц, погруженных в жидкий гелий. При этом, даже создав заметную поляризацию жидкости, трудно исследовать ее свойства, так как приходится иметь дело со сложным объектом: металл, покрытый слоем твердого  $^3\text{He}$  + жидкий поляризованный  $^3\text{He}$  ( $^3\text{He}_{\uparrow}$ ). Время жизни  $^3\text{He}_{\uparrow}$  в этом случае очень мало, поскольку оно определяется релаксацией ядерных спинов на твердой поверхности сосуда, то есть в конечном счете на тех же металлических частицах, которые создали поляризацию жидкости.

2. Мы предлагаем динамический способ поляризации  $^3\text{He}$ , основанный на технике ЭСР, электронами, имеющими непосредственный контакт с жидкостью. Существует два типа таких электронов: "свободные электроны" и электроны частично заполненных оболочек положительных ионов, например,  $\text{He}^+$ . Даже в слабом магнитном поле  $H \approx 1$  Т, можно создать заметную раздвижку спиновых уровней электрона  $2\mu_{\text{э}}H \approx 1$  К где  $\mu_{\text{э}}$  - магнитный момент электрона ( $\mu_{\text{э}} \approx 10^3\mu_{\text{я}}$ ). Поэтому легко насытить ЭСР при сравнительно высоких  $T < 2\mu_{\text{э}}H$ .

Согласно достоверным представлениям [5], электроны и ионы  $\text{He}^+$  в жидком гелии являются существенно различными объектами. Электрон создает в жидкости сферическую полость радиуса  $r_{-} \approx 20\text{\AA}$ , которая имеет эффективную массу  $\approx 300$  масс атома He.

Положительный же ион  $\text{He}^+$  окружен сферой из твердого He, размера  $r_{+} \approx 10\text{\AA}$  и эффективной массой  $\approx 100$  масс He. Столь большие значения эффективных масс зарядов в жидком He позволяют рассматривать электроны

<sup>1)</sup>Постоянный адрес: Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, 142432 Черноголовка Московской обл., Россия

и ионы  $\text{He}^+$  как парамагнитные примеси. Взаимодействие спина такой примеси  $\vec{\sigma}_1$  с ядерным спином  $\vec{\sigma}_2$  определяется суммой диполь-дипольного ( $V_1$ ) и контактного ( $V_2$ ) вкладов:

$$V = V_1 + V_2; \quad V_2 = -\frac{8\pi}{3} \mu_0 \mu_{\text{я}} (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \delta(\mathbf{r}),$$

$$V_1 = \mu_0 \mu_{\text{я}} \left\{ \frac{(\vec{\sigma}_1 \vec{\alpha}_2)}{r^3} - 3 \frac{(\vec{\sigma}_1 \mathbf{r})(\vec{\sigma}_2 \mathbf{r})}{r^5} \right\}, \quad (1)$$

где  $r$  — расстояние между электроном и ядром  ${}^3\text{He}$ . При ЭСР электроны характеризуются двумя спиновыми уровнями —  $\epsilon_{\uparrow}$  и  $\epsilon_{\downarrow}$ :  $\epsilon_{\uparrow} - \epsilon_{\downarrow} = 2\mu_0 H$ , а жидкий  ${}^3\text{He}$  является неравновесной смесью двух спиновых компонент с химическими потенциалами  $\mu_{\uparrow}$  и  $\mu_{\downarrow}$ . При одновременном перевороте спинов  $\vec{\sigma}_1$  и  $\vec{\sigma}_2$  (флип-флопы) жидкость принимает от электрона энергию  $\epsilon_{\uparrow} - \epsilon_{\downarrow}$ . "Лишняя энергия"  $\epsilon_{\uparrow} - \epsilon_{\downarrow} - \mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}$  при этом идет на возбуждение жидкости (коллективные и одночастичные возбуждения). Существует и обратный процесс, когда ядро переворачивает спин электрона, который получает недостающую энергию  $\epsilon_{\uparrow} - \epsilon_{\downarrow} - \mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}$  от жидкости. Такой процесс при низкой температуре  $T < 2\mu_0 H$  менее вероятен, чем прямой, так как он идет с поглощением реальных тепловых возбуждений, плотность которых ничтожно мала. В сильном магнитном поле ( $T \ll \epsilon_{\uparrow} - \epsilon_{\downarrow} = 2\mu_0 H$ ) электроны будут поляризовать жидкость до тех пор, пока разность  $\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$  не сравняется с  $\epsilon_{\uparrow} - \epsilon_{\downarrow} = 2\mu_0 H$ . Покажем, что это ограничение не является существенным и возможна полная поляризация  ${}^3\text{He}$  даже в сравнительно слабых магнитных полях.

3. Принципиальное отличие жидкого  ${}^3\text{He}$  от идеального газа состоит в аномальной малости его температуры вырождения  $T_F$ , которая является характерной обменной энергией и определяет температурный ход магнитной восприимчивости  $\chi(T)$ :

$$\chi(T) \cong \frac{C}{T} \quad \text{при } T \gg T_F; \quad \chi(T) \cong \frac{C}{T_F} \quad \text{при } T \ll T_F. \quad (2)$$

Параметр  $T_F$  на порядок меньше газового значения  $T_F^0 \simeq 3\text{K}$  при равновесной плотности  ${}^3\text{He}$ , и с ростом плотности жидкости он быстро уменьшается. Другим, очень большим ( $13 \div 20\text{K}$ ) характерным масштабом жидкости, нечувствительным к типу статистики частиц, служит энергия ее нулевых колебаний  $\bar{K}_0$ , которая имеет сильно растущую зависимость от плотности  ${}^3\text{He}$ . Этот параметр определяется значением средней кинетической энергии атома  ${}^3\text{He}$  при  $T = 0$ :

$$\bar{K}(T) \cong \frac{3}{2} T \quad \text{при } T \gg \bar{K}_0; \quad \bar{K}(T) \cong \bar{K}_0 \quad \text{при } T \ll \bar{K}_0. \quad (3)$$

Существование очень широкого температурного интервала  $T_F \ll T \ll \bar{K}_0$  дает уникальную возможность полностью поляризовать  ${}^3\text{He}$  при высоких  $T$ , когда он является квантовой, но невырожденной жидкостью [6]. В самом деле, разность химических потенциалов  $\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$  максимальна при полной поляризации жидкости и имеет масштаб  $T_F$  [1]:  $\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} \simeq 2T_F$ . Поэтому уже в поле  $H > 2T$  легко попасть в указанный температурный интервал

$$\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} \simeq 2T_F < T < 2\mu_0 H \ll \bar{K}_0.$$

В первом приближении для таких  $T$  можно положить  $T_F = 0$ , и основные термодинамические и кинетические характеристики  ${}^3\text{He}_\uparrow$  и  ${}^3\text{He}$  мало отличаются. Более того, они связаны преобразованием масштаба температуры в  $3/4$  раз с аналогичными характеристиками жидкого несверхтекучего  ${}^4\text{He}$  [6]. Исключением является энтропия  ${}^3\text{He}$   $S$  которая имеет при  $T \gg T_F$  спиновый вклад  $\ln 2$  на один атом. Этот вклад отсутствует в энтропии  $S_\uparrow$  полностью поляризованного  ${}^3\text{He}$ :

$$S(T) - S_\uparrow(T) = \ln 2 \quad \text{при } T \gg T_F.$$

4. Проанализируем вклады диполь-дипольных ( $V_1$ ) и контактных ( $V_2$ ) сил (1) в поляризацию  ${}^3\text{He}$  для случая электронного пузырька. Энергия входа электрона в жидкий гелий очень велика ( $\approx 1\text{эВ}$ ), поэтому в первом приближении волновая функция электрона  $\psi(r)$  в пузырьке и плотность жидкости  $n(r)$  не имеют общей области, где они отличны от нуля:  $\psi(r) = 0$  при  $r > r_-$ ,  $n(r) = 0$  при  $r < r_-$ . Следовательно, в этом приближении контактные силы (1) не дадут вклада в поляризацию жидкости. Основной их вклад связан с поляризацией пара  ${}^3\text{He}$ , которым наполнен электронный пузырек. Так как плотность пара очень сильно (экспоненциально) зависит от температуры при  $T < 2\text{К}$ , то при таких низких  $T$  вклад диполь-дипольных сил будет главным. Однако для слабого раствора  ${}^3\text{He}$  в  ${}^4\text{He}$  ситуация другая, атомы с сильным обогащением поверхности электронного пузырька атомами  ${}^3\text{He}$  [7]. Если учесть при этом размытие границы, разделяющей электрон и жидкость, то контактные силы могут дать главный вклад в поляризацию слабого раствора  ${}^3\text{He}$  в  ${}^4\text{He}$ .

Для случая иона  $\text{He}^+$  возможно точное экспериментальное разделение вкладов  $V_1$  и  $V_2$  (1) в поляризацию  ${}^3\text{He}$ . В чистом  ${}^3\text{He}$  контактные силы  $V_2$  могут косвенно участвовать в поляризации жидкости: сначала электрон поляризует твердую корку, окружающую ион, а затем, путем прямого обмена атомами (твердый  $\rightarrow$  жидкий  ${}^3\text{He}$ ) поляризация передается в жидкость. Но в растворе  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  положительный ион  $\text{He}^+$  окружен коркой из чистого  ${}^4\text{He}$  [5], поэтому контактные силы "выключены", а работают только диполь-дипольные силы. Так как при  $T \sim 1\text{К}$  раствор  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  не расслаивается даже при малой средней концентрации  ${}^4\text{He}$  в жидком  ${}^3\text{He}$ , весь  ${}^4\text{He}$  соберется вблизи ионов  $\text{He}^+$ .

5. Время переворота спина электрона  $T_0$  в жидком  ${}^3\text{He}$  имеет порядок  $10^{-3}\text{с}$  [8]. Для иона  $\text{He}^+$  это время не измерено, но оно меньше при низких  $T < 2\text{К}$ , когда не нужно учитывать контактные силы. В самом деле, из размерной оценки вероятность диполь-дипольного переворота спина электрона при ЭСР пропорциональна  $r_0^{-6} f(pr_0)$ , где  $p$  - характерный импульс жидкости, а  $r_0$  - радиус пузырька для электрона и  $r_0$  - радиус твердой сферы для иона  $\text{He}^+$ . Точная зависимость  $f$  от параметра  $pr_0$  для нас не важна, существенно однако, что для гелия  $pr_0 \gg 1$  и квазиклассическая оценка функции  $f$  указывает на ее быстрое падение с ростом  $pr_0$ . При равновесной плотности  ${}^3\text{He}$  параметр  $r_+$  (ион) в два-три раза меньше  $r_-$  (электрон), что дает основания для оптимистической оценки времени переворота спина электрона  $\text{He}^+ \sim 10^{-5}\text{с}$ . Так как с ростом плотности жидкого гелия размер электронного пузырька быстро уменьшается [5], эта оценка разумна и для времени переворота спина электрона при высоких ( $\sim 30\text{атм}$ ) давлениях.

Итак, за время  $1\text{с}$  при ЭСР один электрон может перевернуть спины  $10^5$  ядер  ${}^3\text{He}$ . Но существует "утечка" поляризации жидкости за счет слабых диполь-дипольных ядерных сил, которые отличаются от  $V_1(1)$  малым множе-

лем  $\mu_a/\mu_o \approx 10^{-3}$ . При поляризации жидкости слабым магнитным полем при  $T \sim 1\text{K}$  время релаксации жидкого  ${}^3\text{He}$   $T_1$  за счет таких сил измерено [9] и имеет порядок  $10^3$  с. Следовательно, можно достичь заметной поляризации  ${}^3\text{He}$ , если плотность зарядов  $\rho$  больше, чем плотность жидкости  $n$ , уменьшенной на отношение времен  $T_0/T_1: \rho > 10^{14}\text{см}^3$ . Такую большую объемную плотность зарядов в гелии создать невозможно. Но эксперимент можно проводить с пленкой  ${}^3\text{He}$  толщины  $d < 10^{-5}\text{см}$  с поверхностной плотностью зарядов  $\approx 10^9\text{см}^2$ . Это вполне достижимая плотность зарядов прижатых электрическим полем под поверхностью жидкого гелия.

Предлагаемый нами метод поляризации  ${}^3\text{He}$  допускает "мгновенное очищение" жидкости от зарядов. Для этого достаточно заменить прижимающее электрическое поле на поле, отжимающее заряды от поверхности пленки гелия. При этом можно изучать естественную релаксацию сильно поляризованной пленки жидкого  ${}^3\text{He}$ .

6. Представляет интерес также и измерение времени жизни  ${}^3\text{He}_\uparrow$  в присутствии электронов или ионов  $\text{He}^+$ . Если это измерение проводить без магнитного поля  $H$ , то мы имеем стандартную ситуацию релаксации ядерных спинов на парамагнитных примесях, когда поляризация ядер передается обратно электронам. Но в сильном магнитном поле  $H$  спины электронов заморожены и обратные флип-флопы запрещены. Релаксация ядерных спинов на электронах имеет в этом случае чисто диполь-дипольное происхождение, так как взаимодействие  $V_1$  (1) не сохраняет полный спин системы: электрон+ядро  ${}^3\text{He}$ . Возможен процесс, когда спин ядра переворачивается, а спин электрона остается неизменным. Так как контактные силы  $V_2$  (1) сохраняют полный спин, измерение ядерной релаксации с полем  $H$  и без него позволяет разделить вклады  $V_1$  и  $V_2$  не только в поляризацию жидкого  ${}^3\text{He}$ , но и в его релаксацию.

В заключение отметим, что предложенный нами метод поляризации применим и к твердому  ${}^3\text{He}$ . В пределе сильного магнитного поля  $H \gg \bar{K}_0$  ( $H > 20\text{T}$ ) исчезает разница между жидким и твердым гелием в эксперименте по ЭПР на зарядах в  ${}^3\text{He}$ , так как при флип-флопах электрон передает конденсированной среде такую большую энергию, что атом, спин ядра которого перевернулся, движется с энергией  $\approx 2\mu_o H \gg \bar{K}_0$ , то есть является свободным. Электроны и ионы  ${}^3\text{He}$  "выстреливают" быстрые поляризованные атомы  ${}^3\text{He}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93-02-2687).

- 
1. B.Castaing and P.Nozieres, J.Phys. (Paris) **40**, 257 (1979).
  2. G.Bonfait, L.Puech, A.S.Greenberg et al. Phys. Rev. Lett. **53**, 1092 (1984).
  3. S.A.Langer, K.DeEnde, and D.L.Stein, J. Low Temp. Phys. **57**, 249 (1984).
  4. L.W.Engel and K.DeEnde, Phys. Rev. **33**, 2035 (1986).
  5. В.Б.Шикин, Ю.П.Монарха, Двумерные заряженные системы в гелии. М.: Наука, 1989.
  6. А.М.Дуугаев, J. Low Temp. Phys. **78**, 79 (1990).
  7. А.Ф.Андреев, ЖЭТФ **50**, 1415 (1966).
  8. J.F.Reichert, N.Jarosik, R.Herrick, and J.Andersen. Phys. Rev. Lett. **42**, 1359 (1979).
  9. В.Н.Григорьев, Б.Н.Есельсон, Э.Л.Максимов, ЖЭТФ **56**, 21 (1969).