

## ПРОХОЖДЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ ЖИДКОСТЬ – ПАР В ВОДОРОДЕ

А.А.Левченко, Л.П.Межов-Деглин

*Институт физики твердого тела РАН*

142432 Черноголовка Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 27 июля 1994 г.

После переработки 18 августа 1994 г.

Исследована зависимость тока, проходящего через поверхность жидкого водорода, от температуры, а также полярности и величины приложенного напряжения. Установлено, что положительные заряды практически не проникают из жидкости в пар. Температурная зависимость тока отрицательных зарядов ниже 17 К может быть описана экспонентой с энергией активации  $350 \pm 70$  К. Результаты экспериментов свидетельствуют о существовании в жидком водороде двух типов отрицательных зарядов различного строения – электронных пузырьков и кластеров, которые, как и положительно заряженные ионные кластеры, скапливаются под поверхностью жидкости.

Измерения подвижности заряженных частиц (зарядов), которые образуются в водороде под действием ионизирующего излучения, показали [1], что ниже 20 К в жидком водороде можно наблюдать два типа отрицательных зарядов с различной подвижностью. Ранее, при обсуждении свойств инжектированных зарядов в жидком водороде, полагали [2, 3], что отрицательный заряд – это электрон, локализованный в сферической полости радиусом около 10 Å, а положительный заряд – это кластер, состоящий из молекулярного иона  $H_2^+$ , который окружен слоем твердого водорода. Но в жидком водороде под облучением наряду с электронами и ионами  $H_2^+$  могут образовываться метастабильные атомарные ионы  $H^-$  [4], а также ионы примесей, растворенных в водороде. Какие из этих зарядов наблюдались в экспериментах [1, 3], заранее неизвестно.

Наглядным подтверждением существования электронных пузырьков в гелии были результаты экспериментов по изучению прохождения зарядов через поверхность жидкого гелия в пар. Оказалось [5], что ток отрицательных зарядов, обусловленный подбарьерным туннелированием связанных электронов из жидкости в пар, экспоненциально уменьшается с понижением температуры:  $J(T) \sim \exp(-G/T)$ . Характерная энергия активации в  $^4\text{He}$  по оценкам [6]  $G \approx 40$  К. Положительно заряженные кластеры практически не проходят через границу раздела фаз.

Можно было надеяться, что исследования прохождения зарядов через поверхность жидкого водорода также позволят судить о структуре движущихся в объеме зарядов

Идея экспериментов довольно проста. На заряженную частицу, расположенную под поверхностью жидкости, действует сила изображения, направленная в глубь жидкости;

$$F = (e/2z)^2(\epsilon_l - \epsilon_g)/(\epsilon_l(\epsilon_l + \epsilon_g)),$$

где  $e$  – заряд частицы,  $z$  – расстояние от поверхности,  $\epsilon_{l,g}$  – диэлектрическая проницаемость жидкости и газа. Внешнее электрическое поле  $E$  компенсирует действие силы изображения и удерживает заряды под поверхностью

на некотором расстоянии  $z_0$ , определяемом равенством  $F(z_0) = eE$ . Если в жидкости находится источник зарядов, то под действием внешнего поля под поверхностью жидкости образуется заряженный слой. Знак зарядов в слое определяется полярностью приложенного напряжения. За счет термических флуктуаций заряд может сблизиться с поверхностью. В модели [7, 8] предполагают, что при приближении электронного пузырька к поверхности связанный электрон может туннелировать через границу раздела в пар. Ток отрицательных зарядов через поверхность пропорционален концентрации электронных пузырьков и вероятности прохождения электроном границы раздела фаз. Вероятность туннелирования тяжелых положительных кластеров через границу экспоненциально мала по сравнению с электронами, поэтому положительные заряды скапливаются под поверхностью.

#### Экспериментальная методика

В экспериментах изучались полевые и температурные зависимости токов, текущих через поверхность раздела из жидкости в пар. Измерения проводились в диоде, частично заполненном жидкостью. Источником зарядов служила погруженная в жидкость радиоактивная пластина, ионизирующая слой жидкости толщиной около 10 мкм вблизи поверхности источника. Расстояние источник - коллектор было 5 мм. Изолированное от источника металлическое охрannое кольцо высотой 3 мм препятствовало уходу зарядов с поверхности жидкости на стенки герметичного контейнера, в котором был установлен диод. Радиоактивная пластина и охрannое кольцо образовывали стакан внутренним диаметром 20 мм, в который конденсировался водород. Высота слоя жидкости над источником составляла 0,5 – 3 мм. Для контроля часть измерений была повторена в триоде, как и в работах [5, 6]. Результаты измерений в диоде и триоде согласуются между собой.

#### Результаты

Как и в случае гелия, ток положительных зарядов через поверхность жидкого водорода в диоде при напряженностях тянущего электрического поля до 1000 В/см пренебрежимо мал (менее  $1 \cdot 10^{-15}$  А). Сила тока отрицательных зарядов зависела от температуры и значений напряжений на источнике и на охрannом кольце.

На рис.1 показана зависимость тока отрицательных зарядов от напряжения на охрannом кольце  $V$  при постоянной разности потенциалов между источником и коллектором  $U$ . Кривые 1 и 2 получены при температуре 16 К и отличаются величинами тянущего напряжения  $U$ . При приближении потенциала охрannого кольца к потенциалу источника (коллектор практически заземлен) наблюдается резкое падение тока до нуля. В диоде, полностью заполненном жидкостью (кривая 3 на рис.1, температура измерений 16,5 К) с увеличением напряжения на охрannом кольце ток проходит через максимум, а затем медленно спадает при  $V > U$ . Это можно объяснить частичной компенсацией вертикальной составляющей приложенного электрического поля в жидкости.

Резкое падение тока через поверхность в случае частично заполненного диода (кривые 1, 2) связано, по-видимому, с компенсацией тянущего поля отрицательными зарядами иной структуры по сравнению с электронными пузырьками – кластерами, которые скапливаются под поверхностью и не могут перейти в газовую фазу. Об этом свидетельствует два факта. Первый – в отсутствие тока поверхность искривлена, а при подаче переменного на-

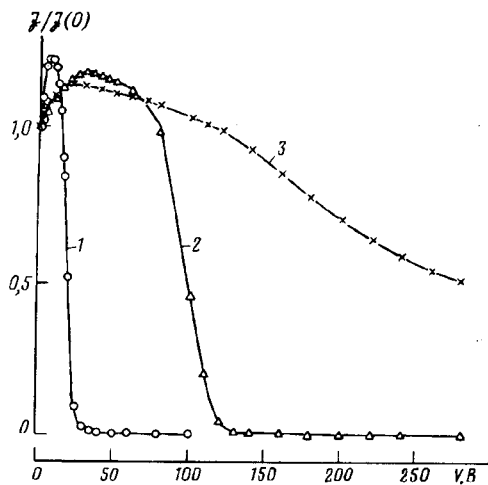


Рис.1

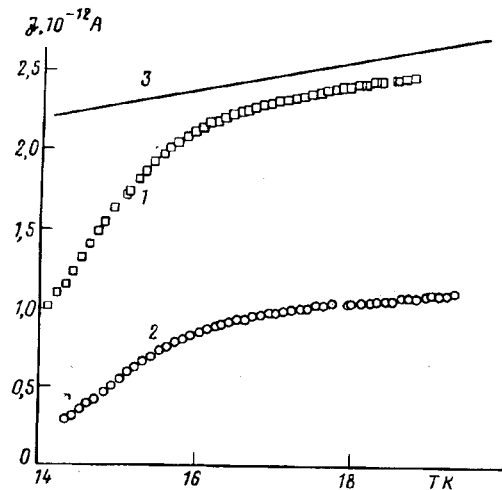


Рис.2

Рис.1. Зависимость тока отрицательных зарядов в диоде от напряжения на охранном кольце  $V$  (приведено отношение  $J(V)/J(0)$ ). Кривые 1 и 2 — ток через поверхность. Напряжение источник — коллектор  $U = 20$  В и 100 В, соответственно, температура  $T = 16$  К. Кривая 3 — диод полностью заполнен жидкостью, напряжение  $U = 100$  В, температура  $T = 16,5$  К

Рис.2. Температурная зависимость тока отрицательных зарядов в диоде. Кривые 1 и 2 — ток через поверхность, напряжение источник — коллектор  $U = 10$  В и 3 В, соответственно, напряжение на охранном кольце  $V = 5$  В. Кривая 3 — диод полностью заполнен жидкостью,  $U = 10$  В,  $V = 5$  В

пряжения на охранное кольцо можно наблюдать стоячие волны на поверхности жидкости (искривление формы поверхности и возникновение стоячих волн наблюдалось и при работе с положительными зарядами). Второй — при ступенчатом включении напряжения на охранном кольце при  $V < U$  время установления отрицательного тока было менее 10 с, а при  $V > U$  ток, текущий через поверхность на коллектор, приходил к новому стационарному значению за времена порядка  $10^3$  с, то есть за это время под поверхностью накапливался заряд, который компенсировал тянущее электрическое поле.

На рис.2 кривая 1 описывает температурную зависимость тока отрицательных зарядов  $J(T)$  при разности потенциалов между источником и коллектором  $U = 10$  В и напряжении на охранном кольце  $V = 5$  В (стационарный ток). Аналогичные температурные зависимости наблюдались при  $U > V$  в диапазоне напряжений  $U = 1 \div 30$  В. Кривая 2 была получена при быстром повышении температуры жидкости, в условиях когда запирающий поверхностный слой еще не успел сформироваться;  $U = 3$  В и  $V = 5$  В, время отогрева 6 мин, время релаксации тока — более 1 ч. Кривая 3 описывает температурную зависимость коллекторного тока в диоде, полностью заполненном жидкостью, при тех же напряжениях, что и кривая 1.

Как видно из рис.2, в диоде, полностью заполненном жидкостью, в температурном интервале 14–20 К ток в жидкости  $J_f$  слабо зависит от температуры. В диоде, частично заполненном жидкостью, при увеличении температуры от 14 до 17 К ток через поверхность  $J$  быстро возрастает, при этом выше 17 К температурная зависимость  $J(T)$  приближается к зависимости  $J_f(T)$ . Из срав-

нения кривых 1, 2 и 3 можно заключить, что при температурах ниже 17 К в частично заполненном диоде величина и температурная зависимость  $J(T)$  определяются условиями прохождения зарядов через поверхность. Выше 17 К влияние поверхности незначительно.

### Обсуждение

Итак, наблюдение прохождения отрицательных зарядов через поверхность раздела жидкость–пар подтверждает существование электронных пузырьков в жидком водороде. Естественно предположить, что так же, как и в гелии [7, 8], на расстояниях порядка радиуса пузырька от поверхности электрон может туннелировать через границу раздела фаз. Приближению пузырька к поверхности препятствуют силы электрического изображения. Чтобы по кривым  $J(T)$  определить эффективную высоту барьера, препятствующего прохождению отрицательных зарядов из жидкости в пар, экспериментальную зависимость  $J^{-1}(T)$  можно описать суммой  $J^{-1} = J_1^{-1}(T) + J_2^{-1}$ , где  $J_1(T)$  и  $J_2(T)$  соответствуют высокотемпературной и низкотемпературной асимптотикам тока на кривых 1 и 2 на рис. 2. Предполагается, что температурная зависимость  $J_1(T)$  определяется объемной компонентой, то есть  $J_1 = aJ_f(T)$ , где  $a$  – численный параметр. Далее предполагается, что движению электронного пузырька к поверхности препятствует энергетический барьер, создаваемый силами электрического изображения, то есть  $J_2 = b \exp(-G/T)$ , где  $b$  – численный параметр, а  $G$  – высота барьера. Найденная подгонкой аналитических кривых к экспериментальным данным высота барьера  $G = 350 \pm 70$  К. Точность определения  $G$  ограничена узостью температурного интервала.

По величине  $G$  можно оценить эффективное расстояние от поверхности  $R^*$ , с которого происходит туннелирование электрона из жидкости в пар. В пренебрежении влиянием внешнего электрического поля

$$kG = [e^2(\epsilon_l - \epsilon_g)]/[4R^*\epsilon_l(\epsilon_l + \epsilon_g)],$$

где  $k$  – постоянная Больцмана. Подставляя  $G = 350 \pm 70$  К, получим  $R^* = 10,6 \pm 2$  Å. Из измерений подвижности [1] следует, что радиус пузырька составляет  $\sim 9$  Å (приведенные в статье значения  $r$  нужно умножить на коэффициент 1,25, учитывающий влияние объемного заряда на скорость движения фронта заряженных частиц в диоде). Теоретические расчеты [2] дают близкое значение  $r \approx 10$  Å, то есть связанные электроны туннелируют из жидкости в пар, когда эффективное расстояние до поверхности  $R^*$  оказывается сравнимым с радиусом пузырька, что представляется вполне разумным.

Таким образом, по результатам измерений прохождения тока через границу жидкость–пар можно заключить, что в жидком водороде под облучением образуются как электронные пузырьки, так и отрицательно и положительно заряженные ионные кластеры, вероятность прохождения которых через границу раздела фаз мала по сравнению с локализованными в жидкости электронами.

Авторы благодарны В.Н.Хлопинскому за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Работа была поддержана частично международным научным фондом Сороса.

1. A.A.Levchenko and L.P.Mezhov-Deglin, J. Low Temp. Phys. **89**, N3/4, 457 (1992).
2. T.Miyakawa and D.L.Dexter, Phys. Rev. **184**, 166 (1969).
3. P.G.Le Comber, J.B.Wilson, and R.J.Loveland, Solid State Comm. **18**, 377 (1976).

2. T.Miyakawa and D.L.Dexter, Phys. Rev. 184, 166 (1969).
3. P.G.Le Comber, J.B.Wilson, and R.J.Loveland, Solid State Comm. 18, 377 (1976).
4. I.M.Sokolov and P.B.Lerner, In book of Abstracts of Symposium at the Internationales Wissenschaftsforum Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1994, p.40.
5. L.Bruschi, B.Maraviglia, and F.E.Moss, Phys. Rev. Lett. 17, 682 (1966).
6. W.Schoepe and C.Probst, Phys. Lett. 31A, 490 (1970).
7. W.Schoepe and G.W.Rayfield, Phys. Rev. A, 7, 2111 (1973).
8. В.Б.Пикин, Ю.П.Монарха, Двумерные заряженные системы в гелии. М.: Наука, 1989, с. 7 - 18, 66 - 69.