

## Статические явления на заряженной поверхности жидкого водорода

А. А. Левченко, Г. В. Колмаков, Л. П. Межов-Деглин, М. Г. Михайлов, А. Б. Трусов

*Институт физики твердого тела РАН, Россия, 142432, п. Черноголовка, Московская область*  
E-mail: levch@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 17 ноября 1998 г.

Впервые экспериментально исследована эволюция формы эквипотенциально заряженной поверхности слоя жидкого водорода, сконденсированного на нижнюю обкладку горизонтально расположенного плоского диода, с увеличением внешнего тянущего электрического поля. Наблюдалось явление реконструкции плоской заряженной поверхности жидкости (образование стационарного холма) при напряжениях выше некоторого критического  $U_{c1}$  в условиях полной экранировки поля в объеме жидкости заряженным слоем. Показано, что переход плоской заряженной поверхности в реконструированное состояние является фазовым переходом, близким к переходу второго рода. Обнаружено, что высота холма возрастает с повышением напряжения, и при напряжениях  $U_{c2} > 1,2U_{c1}$  реконструированная поверхность теряет устойчивость — наблюдается струйный разряд. Изучена эволюция формы заряженной капли постоянного объема, подвешенной на верхней обкладке диода, с ростом электрического поля в условиях, когда сила тяжести и электрические силы сонаправлены.

Уперше експериментально досліджено еволюцію форми еквіпотенційно зарядженої поверхні шару рідкого водню, сконденсованого на нижню обкладку горизонтально розташованого плоского діода, із збільшенням зовнішнього тягнучого електричного поля. Спостережено явище реконструкції плоскої зарядженої поверхні рідини (утворення стаціонарного горба) при напругах вище деякого критичного  $U_{c1}$  в умовах повного екранування поля в об'ємі рідини зарядженим шаром. Показано, що перехід плоскої зарядженої поверхні у реконструйований стан є фазовим переходом, близьким до переходу другого роду. Виявлено, що висота горба зростає з підвищенням напруги, і при напругах  $U_{c2} > 1,2U_{c1}$  реконструйована поверхня втрачає стійкість — спостерігається струйний розряд. Вивчено еволюцію форми зарядженої краплі постійного об'єму, яку підвішено до верхньої обкладки діода, із зростанням електричного поля в умовах, коли сила ваги та електричні сили сумісно направлені.

PACS: 68.35.Rh

### 1. Введение

Эксперименты [1] показали возможность создания заряженного слоя под поверхностью жидкого водорода, причем знак и концентрация зарядов определялись полярностью и величиной приложенного электрического поля  $E$ . Данная работа посвящена изучению эволюции формы положительно заряженной эквипотенциальной поверхности жидкого водорода под действием тянущего электрического поля напряженностью до  $10^4$  В/см в интервале температур 14–25 К.

Известно, что заряженная плоская поверхность жидкости во внешнем электрическом поле  $E$ , приложенном перпендикулярно поверхности, теряет устойчивость в полях выше некоторого

критического [2]. Дальнейшее поведение заряженной поверхности зависит от условий наблюдений [3–8]. При фиксированной плотности зарядов, меньшей максимальной достижимой в данном поле,  $n < n_{\max} = E/4\pi$  (предполагается, что  $e = 1$ ), можно наблюдать явление реконструкции, заключающееся в образовании статической деформации на поверхности. В случае слабо заряженной поверхности ( $4\pi n \ll E$ ,  $E^2 > 16,5\sqrt{\rho g \alpha}$ , где  $\alpha$  и  $\rho$  — коэффициент поверхностного натяжения и плотность жидкости,  $g$  — ускорение свободного падения) наблюдается возникновение отдельных многозарядных лунок [3] с характерными размерами, сравнимыми с капиллярной длиной  $\lambda = \sqrt{\alpha/\rho g}$ . При этом вдали от центра на

краях лунки плотность зарядов обращается в нуль. С повышением концентрации зарядов реализуется иная ситуация — на поверхности возникает луночный кристалл [4].

К настоящему времени наиболее подробно была исследована реконструкция свободной эквипотенциально заряженной поверхности жидкого гелия (электроны локализованы над поверхностью жидкости) в условиях, когда толщина слоя жидкости  $h$ , т.е. расстояние от заряженной поверхности до металлического управляющего электрода, расположенного на дне ячейки, заметно превышает капиллярную длину  $\lambda$ , а число зарядов ( $n < n_{\max}$ ) фиксировано, так что прижимающее электрическое поле отлично от нуля как в жидкости, так и в газе. В этом случае в поле выше некоторого критического  $E_c$  поверхность жидкости реконструируется, образуя гексагональную структуру с периодом  $\sim \lambda$  и конечной глубиной лунки, зависящей от степени надкритичности (луночный кристалл) [3–9]. Плотность зарядов обращается в нуль в узлах гексагональной решетки, так что поверхность перестает быть эквипотенциальной. Реконструкция заряженной поверхности при фиксированном числе зарядов  $n < n_{\max}$  как в состоянии с отдельными многозарядными лунками, так и в состоянии луночного кристалла является фазовым переходом первого рода.

В случае полной экранировки поверхностными зарядами  $n = n_{\max}$  приложенного электрического поля реконструкцию заряженной поверхности жидкости ранее не наблюдали. Было обнаружено, что величина критического электрического поля  $E_c$ , при котором плоская поверхность толстого слоя жидкости ( $h \gg \lambda$ ) теряет устойчивость, не зависит от расстояния  $h$ . При толщинах слоя  $h \sim \lambda$  величина  $E_c$  понижается с уменьшением  $h$  [10], а при  $h < \lambda$  это изменение описывается зависимостью  $E_c^2 = 4\pi\rho gh$  [11,12].

Возможность наблюдения стационарного состояния реконструированной заряженной поверхности тонкой пленки гелия толщиной  $h \ll \lambda$  при полной компенсации зарядами приложенного электрического поля обсуждалась недавно в работе [13]. Однако вопрос о стационарной реконструкции заряженной поверхности жидкости в переходной области толщин  $h \approx \lambda$  ранее не изучали.

В обсуждаемых ниже экспериментах ситуация заметно отличается от исследованной ранее: положительные заряды (кластеры диаметром около 5 Å [1]) локализованы под поверхностью жидкого слоя водорода. Управляющий электрод (коллектор) расположен на расстоянии  $d \approx \lambda$  в паре над поверхностью жидкости, т.е. при теоретичес-

ких расчетах вместо толщины слоя жидкости  $h$  следует подставлять расстояние  $d$ . Плотность зарядов под поверхностью  $n = n_{\max}$  определяется величиной напряжения  $U$ , приложенного к обкладкам конденсатора, так что в стационарном режиме  $E = U/d$  и заряженный слой полностью экранирует электрическое поле в объеме жидкости в полях как ниже, так и выше критического значения  $E_c$ .

Проведенные нами эксперименты показали, что статическая реконструкция поверхности в условиях  $d \approx \lambda$  и  $n = n_{\max}$  возможна. Предварительное сообщение о наблюдениях реконструкции заряженной поверхности жидкого водорода, а также гелия (электроны над поверхностью жидкого слоя толщиной  $h \approx \lambda$ ) опубликовано в [14]. Исследования эволюции заряженной плоской поверхности слоя жидкого водорода, сконденсированного на нижней обкладке диода, были дополнены изучением эволюции с ростом электрического поля формы заряженной капли постоянного объема, образующейся при конденсации паров водорода на верхнюю обкладку диода.

## 2. Экспериментальная методика

Эксперименты были проведены в ячейках двух типов (плоские диоды Д1 и Д2), которые размещались в оптическом контейнере (рис. 1). Контейнеры находились внутри вакуумной камеры гелиевого оптического криостата и охлаждались медным хладопроводом, контактирующим с жидким гелием.

В качестве источников зарядов использовались радиоактивные пластины (мишени), излучающие  $\beta$ -частицы со средней энергией 5 кэВ и максимальной  $\sim 18$  кэВ, которые находились в жидкости и ионизировали слой жидкости толщиной около 10 мкм вблизи пластины. Знак зарядов, прижимаемых к поверхности жидкости, определялся полярностью напряжения  $U$ , приложенного между обкладками диода. С помощью электрометра, который подключался к коллектору, находящемуся в паре, можно было измерять ток, проходящий через поверхность. В экспериментах исследовались свойства положительно заряженной поверхности, так как положительные заряды практически не проходят через поверхность раздела жидкий водород — пар при напряжениях, используемых в данных экспериментах [1].

В диоде Д1 вокруг радиоактивной пластины установлено охранное кольцо диаметром 25 мм и высотой 3 мм, изготовленное из фольгированного гетинакса, которое препятствовало уходу зарядов из-под поверхности жидкости на стенки контейне-

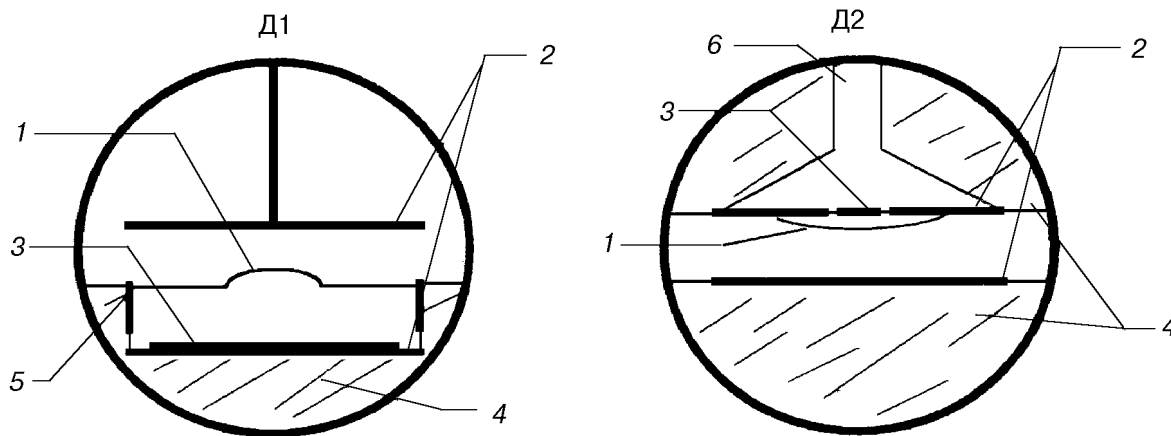


Рис. 1. Конструкции экспериментальных ячеек с диодами Д1 и Д2: 1 — поверхность жидкого водорода; 2 — медные обкладки диода; 3 — радиоактивный источник; 4 — гетинакс; 5 — охрannое кольцо; 6 — медный хладопровод.

ра. Охрannое кольцо и радиоактивная мишень образовывали стакан, в который конденсировали водород. Толщина слоя жидкости составляла 3 мм. Над стаканом располагалась вторая металлическая пластина-коллектор диаметром 25 мм. Расстояние мишень — коллектор составляло 6 мм.

В диоде Д2 мишень диаметром 3 мм устанавливалась на специально охлаждаемой верхней медной пластине диода, на которую конденсировался водород. Коллектор располагался внизу и расстояние источник — коллектор составляло 3 мм.

Форму заряженной поверхности контролировали визуально с помощью телекамеры. Изменение кривизны заряженной поверхности определяли по отклонению отраженного от поверхности лазерного луча, распространяющегося почти параллельно поверхности.

На рис. 2,а приведена фотография реконструированной заряженной поверхности жидкого водорода, сконденсированного на нижнюю обкладку диода Д1 при разности потенциалов между обкладками  $U = 1620$  В и температуре  $T = 17$  К. В середине фотографии отчетливо виден холм.

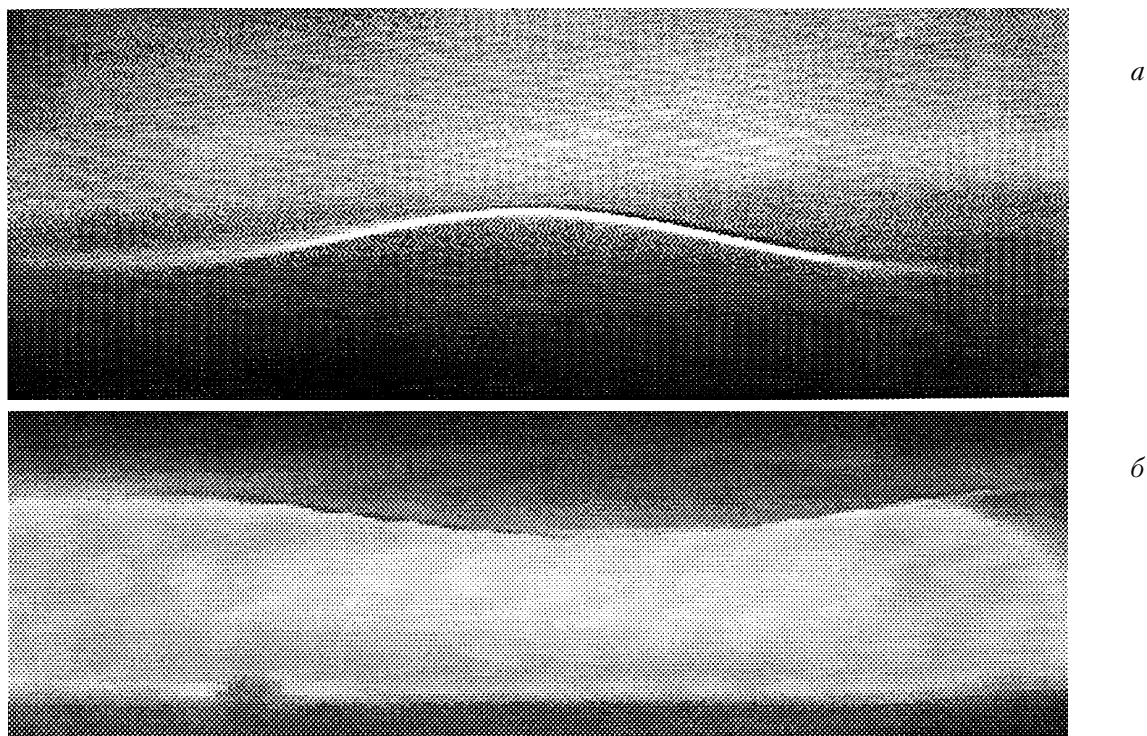


Рис. 2. Фотографии заряженной поверхности жидкого водорода, сконденсированного на нижнюю обкладку диода Д1 (а) и заряженной поверхности капли, смачивающей верхнюю обкладку диода Д2 (б). Линейный горизонтальный размер видимого изображения равен 10 мм.

Отметим, что линейный горизонтальный размер показанного на фотографии участка поверхности составляет 10 мм, что в два с половиной раза меньше диаметра охранного кольца.

В диоде Д2 с помощью нагревателей, расположенных на стенках контейнера и обкладках диода, температура нижней обкладки устанавливалась выше температуры верхней пластины. Газообразный водород конденсировался в основном на верхнюю обкладку. Конденсацию проводили при  $U = 0$ . По мере роста толщины слоя жидкости форма ее незаряженной поверхности изменялась от практически плоской при малых объемах жидкости в слое ( $V < 5 \text{ мм}^3$ ) до каплевидной при больших объемах. По окончании конденсации контейнер выдерживали в течение нескольких десятков минут при постоянной температуре для полной переконденсации жидкости со стенок контейнера и нижней обкладки на верхнюю пластину диода. Включение разности потенциалов между обкладками диода приводило к накоплению зарядов под поверхностью жидкости. В дополнение к силе тяжести на поверхность действовали электрические силы, направленные в ту же сторону. В результате этого профиль поверхности капли изменялся. На рис. 2,б показана фотография равновесного профиля заряженной поверхности капли жидкого водорода при разности потенциалов между обкладками диода  $U = 500 \text{ В}$ . Температура измерений 18,5 К.

### 3. Экспериментальные результаты

Вначале приведем результаты исследований свойств эквипотенциально заряженной поверхности жидкого водорода, сконденсированного на нижнюю обкладку диода Д1.

При малых напряжениях между обкладками диода эквипотенциально заряженная поверхность жидкости слегка изгибалась в сторону коллектора.

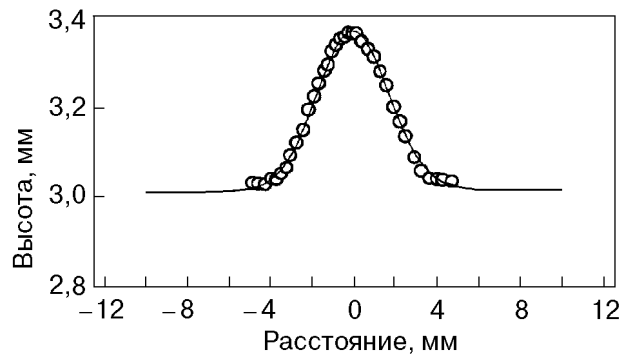


Рис. 3. Профиль заряженного холма, полученный сканированием фотографии. Радиус охранного кольца равен 12,5 мм,  $U = 1620 \text{ В}$ ,  $T = 17 \text{ К}$ .

При превышении некоторого критического напряжения  $U_{c1}$  на поверхности появлялся макроскопический участок-холм с характерными линейными размерами в несколько миллиметров и высотой порядка 0,1 мм. Этот одиночный холм можно было передвигать к середине диода, слегка изменяя наклон ячейки. На рис. 3 точками показан результат сканирования изображения профиля холма. В постоянном поле форма профиля сохранялась неизменной за время наблюдений более  $10^3 \text{ с}$ , а ток зарядов через поверхность, который измеряли с помощью электрометра, подсоединенного к верхней обкладке диода, был менее  $10^{-15} \text{ А}$ . Высоту деформированного участка поверхности (холма) в центре диода можно было регулировать, изменяя напряжение между обкладками диода. При напряжениях, превосходящих первое критическое  $U_{c1}$  на  $\approx 20\%$ , холм на заряженной поверхности терял устойчивость, и наблюдался импульсный разряд (второе критическое напряжение  $U_{c2}$ ). При разряде из вершины холма была заряженная струя — гейзер (см. рис. 4). При разряде на коллектор приходило порядка  $10^8$  зарядов. При постоянном напряжении после разряда поверхность возвращалась в

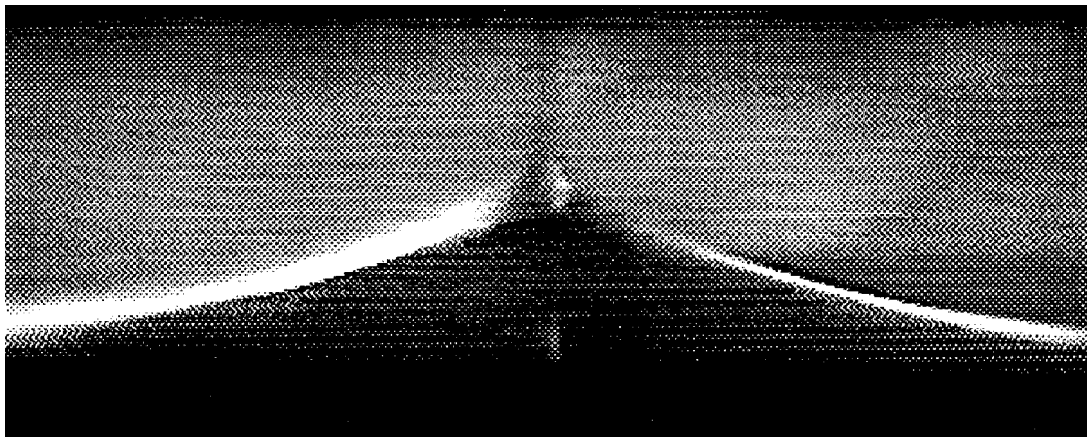


Рис. 4. Фотография заряженной поверхности в момент разряда при  $U = 1750 \text{ В}$ ,  $T = 15 \text{ К}$ . Горизонтальный размер 5 мм.

исходное плоское состояние, а затем процесс повторялся. О наблюдениях квазипериодических осцилляций тока через поверхность жидкого водорода в полях  $U > U_{c2}$  мы сообщали ранее [1]. При напряжениях в несколько раз выше  $U_{c2}$  поверхность вновь становится плоской, и электрометр регистрирует прохождение зарядов через поверхность без образования на ней какой-либо структуры. Ток в диоде был меньше тока насыщения в жидкости, т.е. электрическое поле меньше поля пробоя в жидкости или газе. По-видимому, аналогичное явление ранее наблюдали в работе [15] в экспериментах с жидким гелием и азотом.

Зависимость максимального угла отклонения лазерного луча  $\beta$ , отражающегося от поверхности водорода, от приложенного напряжения  $U$  при температурах измерений 15, 20 и 25,4 К представлена на рис. 5. Поясним, что в эксперименте определялась точка на поверхности жидкости, в которой угол отражения был максимальным. На вставке приведена производная  $\beta'(U) = d\beta/dU$  зависимости  $\beta(U)$ , измеренной при 20 К. Видно, что при малых напряжениях  $U < U_{c1}$  угол  $\beta$  слабо увеличивается с ростом напряжения. При превышении критического напряжения  $U_{c1}$ , отмеченного на рисунке стрелкой,  $\beta'$  значительно сильнее зависит от  $U$ . Величина  $U_{c1}$ , как видно на вставке на рис. 5, может быть определена из зависимости  $\beta'(U)$ . Из подобных зависимостей были получены значения  $U_{c1}$  для разных температур, которые приведены на рис. 6. С ростом температуры величина  $U_{c1}$  уменьшается. Второе критическое напряжение  $U_{c2}$ , при котором наблюдается разряд реконструированной поверхности, уменьшается с понижением температуры жидкости по закону близкому к линейному, как видно на рис. 6.

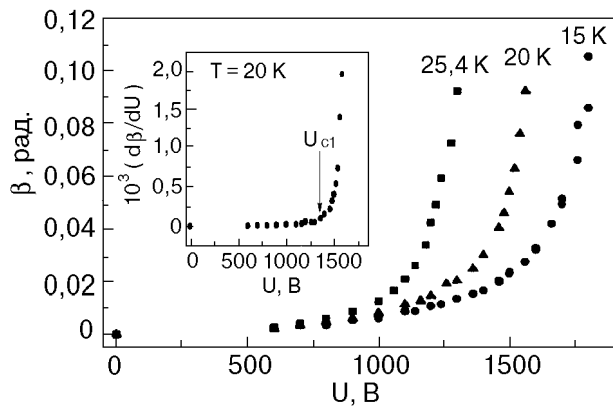


Рис. 5. Зависимость угла отражения лазерного луча  $\beta$  от приложенного напряжения  $U$ . На вставке приведена производная по напряжению  $\beta'(U)$  при  $T = 20$  К. Стрелкой указано первое критическое напряжение  $U_{c1}$ .

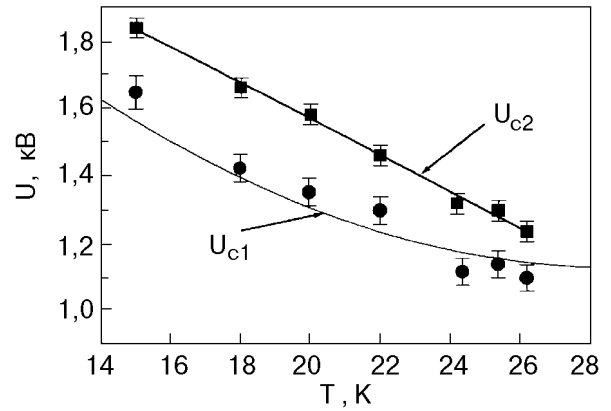


Рис. 6. Температурные зависимости первого  $U_{c1}$  и второго  $U_{c2}$  критических напряжений заряженной поверхности жидкого водорода: точки – эксперимент; кривая  $U_{c1}(T)$  – расчет.

Далее приведены результаты исследований эволюции эквипотенциально заряженной поверхности жидкого слоя водорода, сконденсированного на верхнюю обкладку диода Д2.

При нулевом напряжении форма поверхности исходного слоя жидкости, смачивающего верхний электрод, была близка к плоской при объеме жидкости в слое менее  $5 \text{ мм}^3$  и приобретала каплевидную форму по мере увеличения объема жидкости.

На рис. 7 показан профиль заряженной капли объемом  $V = 30 \text{ мм}^3$  при разности потенциалов между обкладками диода  $U = 350$  В. С ростом напряжения амплитуда капли увеличивалась, и при некотором значении  $U_{c3}$  наблюдался разряд. Величина этого критического напряжения зависела от объема жидкости в капле (амплитуды при  $U = 0$ ). Для данного объема жидкости в капле разряд наблюдался при напряжении  $U = 800$  В. Объем жидкости в капле оценивался интегри-

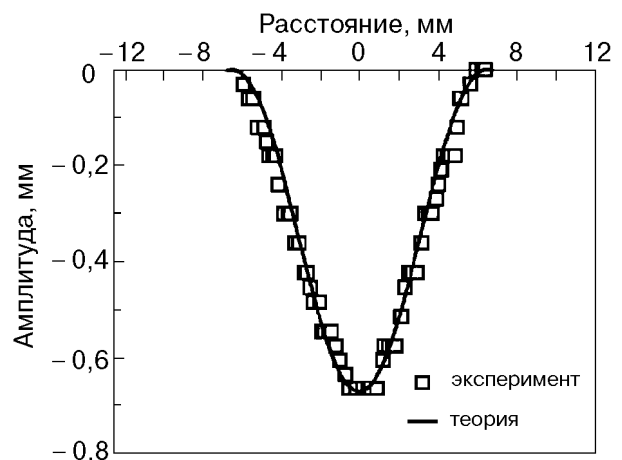


Рис. 7. Профиль поверхности заряженной капли объемом  $30 \text{ мм}^3$  при  $U = 350$  В и  $T = 15$  К. Диаметр верхней обкладки диода равен  $25 \text{ мм}$ .

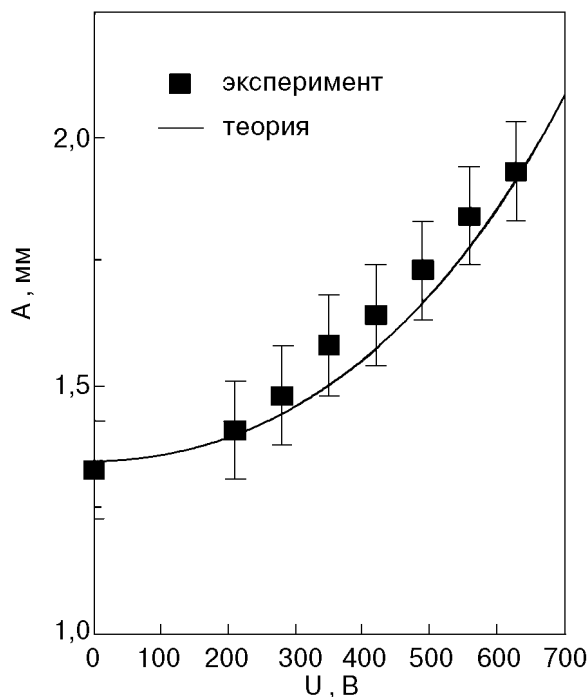


Рис. 8. Зависимость амплитуды  $A$  капли постоянного объема  $V_0 = 60 \text{ мм}^3$  от приложенного напряжения при температуре жидкости 19,3 К.

рованием профиля капли. Абсолютная ошибка оценки объема составляет  $\pm 10\%$ .

На рис. 8 показана зависимость амплитуды капли от приложенного напряжения. Оцененный объем жидкости в капле был около  $60 \text{ мм}^3$ . В

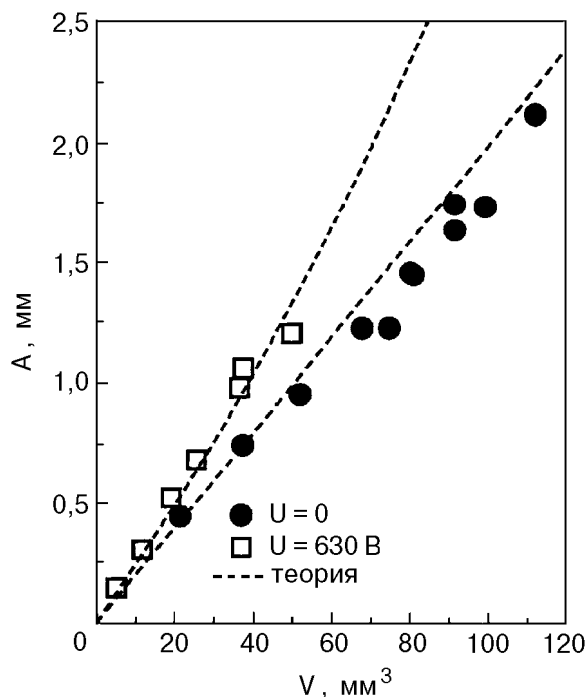


Рис. 9. Зависимость амплитуды  $A$  от объема жидкости  $V$  в электрическом поле ( $\square$ ) и без поля ( $\bullet$ ) при температуре жидкости 18,5 К.

отличие от поведения плоского слоя в диоде Д1 амплитуда капли растет при напряжениях, много меньших первого критического напряжения реконструкции поверхности  $U_{c1}$  для слоя жидкости на нижней обкладке диода Д1. Амплитуда капли  $A$  монотонно увеличивается с ростом напряжения по закону  $A \sim U^\eta$  более сильному, чем линейный ( $\eta > 1$ ).

Для сравнения на рис. 9 показаны зависимости амплитуды капли  $A$  от объема жидкости в нулевом поле (темные точки) и при постоянном напряжении между обкладками диода  $U = 630 \text{ В}$  (светлые квадраты). Объем жидкости изменяли испарением при температуре 18,5 К. Видно, что с уменьшением объема жидкости амплитуда капли монотонно уменьшается. Приложение напряжения между обкладками диода приводит к возрастанию амплитуды капли и изменяет зависимость  $A(V)$ .

#### 4. Обсуждение результатов

Прежде всего нужно отметить, что экспериментальная ситуация, в которой наблюдается реконструкция плоской заряженной поверхности жидкого водорода в данной работе, качественно отличается от ситуации, исследованной в [3], где полное число зарядов на поверхности фиксировано и вдали от центра реконструированного участка поверхности вне отдельной многоэлектронной лунки концентрация зарядов равна нулю, так что электрическое поле вблизи поверхности неоднородно и эквипотенциальность имела место лишь в заряженном ядре лунки. В проведенных нами экспериментах плотность зарядов под поверхностью вдали от деформированного участка (холма) не равна нулю и определяется величиной приложенного напряжения между пластинами диода. При этом вся реконструированная поверхность остается эквипотенциальной, так как в наших экспериментах использовался постоянно работающий источник зарядов, и число зарядов под поверхностью возрастает с увеличением напряжения, приложенного к источнику зарядов и охранному кольцу. Таким образом, холм на заряженной поверхности (рис. 2,а) не является аналогом многозарядной лунки, которая возникает в условиях слабой заряженности на поверхности массивного гелия [3].

Во введении отмечалось, что стационарную реконструкцию заряженной плоской поверхности жидкости при полной компенсации зарядами прижимающего поля ранее не наблюдали. В наших экспериментах время жизни заряженного холма в области напряжений  $U_{c1} < U < U_{c2}$  достаточно велико (более  $10^3 \text{ с}$ ), поэтому можно говорить о

наблюдении стационарной реконструированной эквипотенциальной поверхности слоя водорода в условиях, когда расстояние от заряженной поверхности до управляющего электрода  $d \sim \lambda$ .

В соответствии с результатами изучения прохождения заряженных частиц через границу жидкий водород–пар [1] можно считать, что в исследованном диапазоне электрических полей и температур положительные заряды практически не проникают через поверхность, и в стационарных условиях заряд, накапливающийся под поверхностью раздела жидкость–пар, полностью компенсирует приложенное электрическое поле в объеме жидкости. Поэтому задача о нахождении равновесной формы поверхности жидкости во внешнем стационарном электрическом поле в этих условиях аналогична такой же задаче для жидкого проводника. Недавно в работах [13,16] были рассмотрены теоретические модели, описывающие равновесную реконструкцию заряженной поверхности в закритической области напряжений, т.е. при  $U > U_{c1}$ .

В работе [13] рассматривался одномерный случай, соответствующий образованию периодической системы «валов» на бесконечной поверхности тонкой пленки гелия ( $h \ll \lambda$ ), заряженной электронами в прижимающем поле  $E > U_{c1}/h$ . Уединенный вал (холм) соответствует бесконечно большому периоду (применительно к нашему эксперименту, много больше диаметра экспериментальной ячейки). Форма поверхности холма может быть описана колоколообразной функцией безразмерного параметра  $x/R$ , где  $R$  – характерный горизонтальный размер.

Несколько иная теоретическая модель, описывающая реконструкцию плоской заряженной поверхности жидкости в сосуде конечного размера при  $d \ll \lambda$ , с учетом сохранения объема жидкости в слое и условий смачивания жидкостью стенок сосуда при полной компенсации зарядами тянущего электрического поля в объеме жидкости развита в [16]. Форма реконструированной заряженной поверхности также имеет вид периодической функции. При малых напряжениях форма поверхности близка к косинусоидальной. Учет граничных условий (угол смачивания) приводит к ситуации, когда в ячейке конечного размера возможен ряд решений: от одиночного вала в центре ячейки до бесконечного числа симметрично расположенных валов. Как и в эксперименте, высота вала может возрасти с увеличением напряжения между обкладками диода. Вопрос о предпочтении одиночного холма, который наблю-

дается в эксперименте, перед другими решениями требует отдельного изучения.

Профиль холма, представленный на рис. 3, хорошо описывается колоколообразной функцией вида  $z(x) = Z \exp(-x^2/R^2)$ , где  $Z$  – высота,  $R$  – характерный размер холма. На рис. 3 через экспериментальные точки проведена зависимость  $z(x)$  с подгоночными параметрами  $Z = 0,35$  мм и  $R = 2,5$  мм. Выбранная нами подгоночная функция  $z(x)$  является гладкой, интегрируемой и удовлетворяет требованиям, накладываемым на такие функции в работах [13,16]. Однако количественное сравнение предсказаний обеих теоретических моделей с экспериментальными результатами затруднено главным образом из-за того, что результаты [13,16] были получены для случая существенно одномерной ситуации и тонкого слоя  $h \ll \lambda$  или  $d \ll \lambda$ , а в эксперименте  $d \sim \lambda$ . Кроме того, приведенный в [16] расчет показал чрезвычайную чувствительность полевой зависимости высоты холма, формирующегося в сосуде конечных размеров, к выбору граничных условий на стенках сосуда. Поэтому соответствие между экспериментом и теорией может быть только качественным.

Теоретические модели реконструкции заряженной поверхности жидкого диэлектрика [8,13,16] предсказывают, что амплитуда реконструированной поверхности должна быть функцией параметра надкритичности  $\gamma = (U^2/U_{c1}^2) - 1$ . В наших экспериментах об эволюции формы холма с повышением приложенного напряжения можно судить по зависимости от напряжения угла отражения лазерного луча от заряженной поверхности водорода  $\beta(U)$ . На рис. 5 видно, что существуют два различных режима изменения формы свободной поверхности жидкости: а) до достижения первого критического напряжения  $U_{c1}$  и б) при напряжениях выше  $U_{c1}$ . Начальный участок ( $U < U_{c1}$ ) соответствует слабому искривлению заряженной поверхности жидкости фиксированного объема в поле конденсатора. В полях выше первого критического в области  $U_{c1} < U < U_{c2}$ , где поверхность реконструирована, экспериментальная зависимость может быть описана соотношением  $\beta \propto \gamma^m$  (показатель степени  $2 < m < 3$ ). Этот участок кривой  $\beta(U)$  описывает изменение наклона боковой поверхности холма при повышении напряжения  $U$ .

Полученные нами значения первого критического напряжения  $U_{c1}$ , при котором возникает холм на поверхности жидкости, оказались близки к прижимающему напряжению, при котором, согласно [11], теряет устойчивость бесконечная

плоская эквипотенциально заряженная поверхность слоя жидкости глубиной много меньше капиллярной постоянной  $\lambda$ .

На рис. 6 сплошной кривой показана теоретическая зависимость критического напряжения  $U_{c1} = \sqrt{4\pi g \rho d^3}$  от температуры жидкости [11]. С ростом температуры величина  $U_{c1}$  изменяется из-за уменьшения плотности жидкости  $\rho$  и изменения расстояния  $d$  от поверхности жидкости до управляющего электрода вследствие перераспределения водорода между жидкой и паровой фазами в замкнутом контейнере при постоянной массе водорода (давление в контейнере растет с повышением температуры). Видно, что в интервале температур 15–26 К экспериментальные значения  $U_{c1}$  хорошо совпадают с расчетной кривой  $U_{c1}(T)$ . Таким образом, величина и температурная зависимость первого критического напряжения  $U_{c1}$ , при котором наблюдается образование холма на поверхности жидкости, могут быть описаны в рамках простой модели бесконечной плоской тонкой заряженной поверхности. Второе критическое напряжение  $U_{c2}$ , так же как и  $U_{c1}$ , уменьшается с повышением температуры, причем эта зависимость близка к линейной (на рисунке для иллюстрации через экспериментальные точки  $U_{c2}$  проведена прямая линия).

При напряжениях выше второго критического значения  $U_{c2}$  заряженная реконструированная поверхность неустойчива. Струя, которая вырывается из вершины холма при разряде, имеет характерный диаметр в несколько десятых миллиметра, т.е. много меньше капиллярной длины. Аналогичное явление — возникновение ионных струй (гейзеров) на поверхности сверхтекучего гелия в сильных полях — наблюдали в работах [17,18]. Вопросы о развитии неустойчивости на заряженной реконструированной поверхности при напряжениях вблизи  $U_{c2}$  и о причинах линейной температурной зависимости  $U_{c2}$  требуют отдельного исследования.

На фазовой  $U$ - $T$ -диаграмме можно выделить область существования стационарного холма на заряженной поверхности и поэтому можно утверждать, что мы наблюдаем фазовый переход плоской заряженной поверхности в новое устойчивое состояние.

Судя по зависимостям  $\beta(U)$  и  $\beta'(U)$ , образование холма на эквипотенциально заряженной поверхности в условиях полной компенсации зарядами приложенного электрического поля и сохранения объема жидкости в слое является переходом, близким к фазовому переходу второго рода [16]. В точке  $U = U_{c1}$  на кривой зависимос-

ти  $\beta'(U)$  имеется излом. В пределах точности наших экспериментов высота холма увеличивается плавно от нуля с ростом тянущего напряжения при  $U > U_{c1}$ . Заметим, что высота холма мала по сравнению с расстоянием  $d$  и капиллярной длиной в диапазоне напряжений  $U_{c1} < U < U_{c2}$ .

В работе [16] указывается, что высота холма, возникающего на поверхности при  $U = U_{c1}$ , может иметь конечное значение вследствие конечной величины угла смачивания жидкостью стенок охранного кольца. Однако эта начальная высота холма мала по сравнению с расстоянием  $d$ , т.е. применительно к нашим экспериментам по сравнению с капиллярной длиной  $\lambda$  в меру малости угла смачивания. Поскольку в наших экспериментах жидкий водород конденсировался под срез охранного кольца, угол между заряженной поверхностью и поверхностью охранного кольца действительно был близок к нулю. К сожалению, конкретные условия нашего эксперимента в работе [16] не рассматривались ввиду сложности решения задачи.

Обсудим результаты, полученные в экспериментах с жидким водородом, сконденсированным на верхнюю обкладку диода.

В работе [19] вариационным методом решена задача о форме заряженной капли, образующейся под действием силы гравитации и тянущего электрического поля на верхней обкладке диода в условиях полной компенсации зарядами электрического поля в объеме жидкости. Эта задача эквивалентна задаче о равновесной форме реконструированной поверхности заряженного слоя жидкости на нижней обкладке диода. Отличия заключаются в знаке перед гравитационным членом при записи выражения для свободной энергии и в условиях сохранения объема жидкости. В задаче находится устойчивый минимум свободной энергии капли при сохранении полного объема жидкости. При выводе выражения для свободной энергии применяется длинноволновое приближение и разложение по степеням  $A/d \ll 1$ , где  $A$  — амплитуда капли. В качестве пробной выбирается некоторая безразмерная колоколообразная функция  $Af(|r|/R)$  переменной  $x = |r|/R$  (здесь  $R$  — эффективный линейный размер капли), которая описывает форму свободной поверхности капли и нормирована условием  $f(0) = 1$ ,  $f(x) \rightarrow 0$  при  $x \gg 1$ . Вследствие хорошего смачивания металлической пластины жидким водородом краевой угол на границе капли принимается равным нулю.

Зависимость амплитуды капли от приложенного напряжения и объема жидкости в капле  $V$  может быть записана в виде



$$A = \frac{c_1 V(\rho g + U^2/4\pi d^3)}{\alpha - c_2 V U^2/4\pi d^4} \quad (1)$$

Здесь  $c_{1,2}$  — параметры, которые определяются только видом пробной функции. Для функции вида

$$f(x) = \frac{J_0(x) - J_0(\beta_1)}{J_0(0) - J_0(\beta_1)} \quad \text{при } 0 \leq x \leq \beta_1 \quad (2)$$

$$f(x) = 0 \quad \text{при } \beta_1 < x$$

( $J_0(x)$  — функция Бесселя;  $\beta_1$  — первый нуль функции Бесселя первого порядка,  $J_1(\beta_1) = 0$ ) параметры  $c_{1,2}$ , входящие в выражение (1), имеют следующие значения:  $c_1 = 0,0755$ ,  $c_2 = 0,106$ . Выбор пробной функции  $f(x)$  вида (2) обоснован в [19].

В отличие от ситуации с плоским слоем жидкости, расположенным на нижней обкладке диода, в данной геометрии сила тяжести и электрические силы действуют в одном направлении (вниз), т.е. гравитационные силы не могут быть уравновешены электрическими. Равновесная форма поверхности капли стабилизируется капиллярными силами. Из выражения (1) следует, что в случае, когда гравитационные и электрические силы растягивают поверхность заряженной капли, реконструкция возникла бы при условии, что квадрат напряжения отрицателен и равен  $U_{c1}^2 = -4\pi\rho g d^3$  (при положительном  $g$ ), т.е. даже при  $U = 0$  форма поверхности капли соответствует реконструированному состоянию. Амплитуда капли с ростом приложенного напряжения монотонно возрастает вплоть до напряжений, когда происходит разряд. Это согласуется с полученными экспериментальными результатами.

На рис. 7 показано сравнение экспериментального профиля заряженной капли с выбранной пробной функцией (2). Видно, что выбранная пробная функция с подгоночными параметрами  $A = 0,7$  мм и эффективным линейным размером  $R = 1,7$  мм удовлетворительно описывает экспериментальные результаты.

Сравнение теоретической зависимости (1) с экспериментальными данными приведено на рис. 8 и 9. При подгонке выражения (1) к экспериментальным точкам единственным варьируемым параметром был объем жидкости  $V$ . На рис. 8 теоретическая зависимость (1) построена для капли объемом равным величине, оцененной интегрированием профиля, а на рис. 9 наилучшее согласие достигается при уменьшении объема капли на 10% по сравнению с оцененной величиной. Такое рас-

хождение в значениях  $V$  находится в пределах экспериментальной абсолютной ошибки оценки объема капли. Таким образом, можно заключить, что теоретическая зависимость (1) хорошо описывает экспериментальные результаты.

Из формулы (1) следует, что амплитуда капли  $A$  неограниченно возрастает при стремлении приложенного напряжения  $U$  к критической величине  $U_3 = \sqrt{40\pi\alpha d^4/V}$ . Оценка этого критического напряжения для капли жидкого водорода объемом  $V_0 = 30$  мм<sup>3</sup> при  $d = 3$  мм дает  $U_3 \approx 2500$  В. Эта величина превосходит экспериментально наблюдаемую почти в три раза. Такое расхождение вполне объяснимо, так как формально неограниченный рост амплитуды  $A$  означает, что при критическом напряжении капля конечного объема должна отрываться как целое от верхней обкладки диода. Такая ситуация, по-видимому, реализовалась в экспериментах с каплями большого объема. В случае капель малого объема с ростом напряжения происходил разряд заряженной поверхности прежде, чем достигалось критическое напряжение  $U_3$ , т.е. раньше реализовался механизм потери устойчивости заряженной поверхности, отличный от заложенного в теоретической модели [19]. Поэтому зависимость (1) правильно описывает наши экспериментальные результаты только при напряжениях, меньших напряжения разряда и, естественно, меньших  $U_3$ .

## 5. Заключение

Данные, полученные в экспериментах с заряженной поверхностью слоя водорода, сконденсированного на нижнюю обкладку горизонтально расположенного диода, позволяют сделать несколько заключений.

Стационарная реконструкция плоской эквипотенциально заряженной поверхности слоя диэлектрической жидкости при полной компенсации зарядами приложенного электрического поля возможна при условии сохранения полного объема жидкости. В ячейке конечных размеров переход плоской заряженной поверхности слоя жидкости постоянного объема в реконструированное состояние при  $U = U_{c1}$  является фазовым переходом, близким к переходу второго рода.

Существует второе критическое напряжение  $U_{c2}$ , разрушающее стационарное реконструированное состояние заряженной поверхности водорода. На фазовой  $U-T$ -диаграмме существует область между кривыми  $U_{c1}(T)$  и  $U_{c2}(T)$ , где реконструированная поверхность стабильна.

При напряжениях значительно выше второго критического заряженная поверхность жидкого

водорода становится плоской и наблюдается прохождение зарядов через поверхность.

Развитые теоретические модели [13,16] лишь качественно согласуются с экспериментальными результатами. Поэтому требуются дальнейшие исследования явления реконструкции эквипотенциально заряженной поверхности в условиях полной компенсации зарядами приложенного поля и сохранения полного объема жидкости в слое.

Амплитуда профиля эквипотенциально заряженной поверхности капли, подвешенной на верхней обкладке диода, плавно изменяется с ростом приложенного напряжения. Критическое напряжение реконструкции заряженной поверхности капли формально является мнимой величиной, т.е. можно считать, что поверхность находится в реконструированном состоянии даже при нулевой разности потенциалов между обкладками диода.

Теоретическая модель эволюции формы заряженной капли, построенная в работе [19], находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными результатами. Поскольку выводы уравнений для формы поверхности холма на нижней обкладке диода и капли на верхней совпадают, удовлетворительное согласие модели, развитой для капли, с экспериментом подтверждает справедливость подхода к описанию явления реконструкции, развитого в работах [13,16].

Существует критическое напряжение, выше которого заряженная поверхность теряет устойчивость и разряжается. Как показано в настоящей работе, независимо от геометрии эксперимента, знака зарядов и свойств диэлектрической жидкости (гелий или водород) из поверхности бьет гейзер диаметром много меньше капиллярной длины (см. также [17,18]). Теоретические исследования этого явления представляются весьма интересными.

Авторы благодарны Ю. А. Осипьяну за поддержку работы, В. Б. Шикину за полезные дискуссии и В. Н. Хлопинскому за помощь в подготовке и проведении экспериментов. Работа выполнена при частичной поддержке программы НАСА-РКА (проект ТМ-17) и ФНТП ФКИ (проект «Поверхность»).

1. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, *ФНТ* **22**, 46 (1996).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
3. P. Leiderer, W. Ebner, and V. B. Shikin, *Surface Sci.* **113**, 405 (1982).

4. P. Leiderer, *Phys. Rev.* **20**, 4511 (1979).
5. M. Wanner and P. Leiderer, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 315 (1979).
6. P. Leiderer and M. Wanner, *Phys. Rev. Lett.* **A73**, 185 (1979).
7. В. И. Мельников, С. В. Мешков, *ЖЭТФ* **81**, 951 (1981).
8. В. Б. Шикин, Ю. П. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, Наука, Москва (1989).
9. Л. П. Горьков, Д. М. Черникова, *Письма в ЖЭТФ* **18**, 68 (1973).
10. А. П. Володин, М. С. Хайкин, В. С. Эдельман, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 8 (1977).
11. Д. М. Черникова, *ФНТ* **2**, 1374 (1976).
12. В. Б. Шикин, Е. В. Лебедева, *ФНТ* **24**, 299 (1998).
13. В. Б. Шикин, П. Лейдерер, *ФНТ* **23**, 624 (1997).
14. А. А. Левченко, Е. Теске, Г. В. Колмаков, П. Лейдерер, Л. П. Межов-Деглин, В. Б. Шикин, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 547 (1997).
15. F. P. Boyle and A. J. Dahm, *J. Low Temp. Phys.* **23**, 477 (1976).
16. Г. В. Колмаков, Е. В. Лебедева, *ЖЭТФ* **115**, 43 (1999).
17. В. П. Володин, М. С. Хайкин, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 608 (1979).
18. J. J. Niemela, *J. Low Temp. Phys.* **109**, 709 (1997).
19. Г. В. Колмаков, А. А. Левченко, *готовится к печати*.

#### Static phenomena at the charged surface of liquid hydrogen

A. A. Levchenko, G. V. Kolmakov,  
L. P. Mezhev-Deglin, M. G. Mikhailov,  
and A. B. Trusov

The shape evolution of the equipotentially charged surface of liquid hydrogen layer covering the lower plate of a horizontally arranged diode in external electric fields has been studied experimentally for the first time. A reconstruction phenomenon (the formation of a stationary hump) at the flat charged surface at voltages higher than a certain critical  $U_{c1}$  was observed under the conditions of total compensation of the electric field in the bulk liquid by a surface charge. It is shown that the transition of the flat charged surface into the reconstructed state is a phase transition closed to the second order phase transition. The height of the hump increased with increasing the voltage and at  $U_{c2} > 1,2U_{c1}$  the reconstructed surface lost the stability, and a stream discharge pulse was observed. The shape evolution of a charged droplet of constant volume suspended at the upper plate of the diode when the stretching electric field and gravity forces act in the same direction was studied as the voltage was increased up to the discharge.