

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ И ДРЕЙФ ЭЛЕКТРОНОВ ПОД ПОВЕРХНОСТЬЮ КОНДЕНСИРОВАННОГО КРИПТОНА

С.Н.Анисимов, А.И.Болоздыня, В.Н.Стеханов

Обнаружено, что электроны, локализованные с помощью внешнего электрического поля под поверхностью раздела конденсированной и газообразной фаз криптона, остаются в квазисвободном состоянии относительно перемещения вдоль поверхности раздела фаз.

Благодаря действию сил изображения, электрон, помещенный вблизи границы раздела двух диэлектриков с различной диэлектрической проницаемостью, может образовывать поверхностные состояния<sup>1, 2</sup>. До сих пор такие состояния исследовались у поверхности раздела конденсированных и газообразных фаз неполярных диэлектриков с положительной энергией взаимодействия электрона с конденсированной фазой  $V_0 > 0$  (водорода, гелия и неона). Для этих сред было показано, что вне конденсированной фазы электрон локализуется в двумерных стационарных состояниях, а в жидкой фазе находится в автлокализованном состоянии — вакуумном пузырьке<sup>2-4</sup>. В конденсированных фазах тяжелых благородных газов  $V_0 < 0$  и электрон находится в квазисвободном состоянии, поэтому представляется интересным наблюдать поведение таких электронов вблизи поверхности раздела фаз.

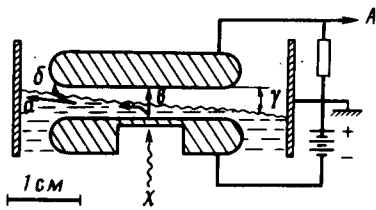


Рис. 1. Схема измерений

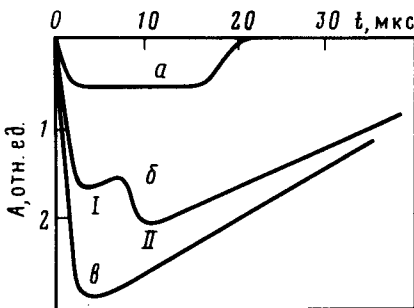


Рис. 2. Характерные осциллограммы

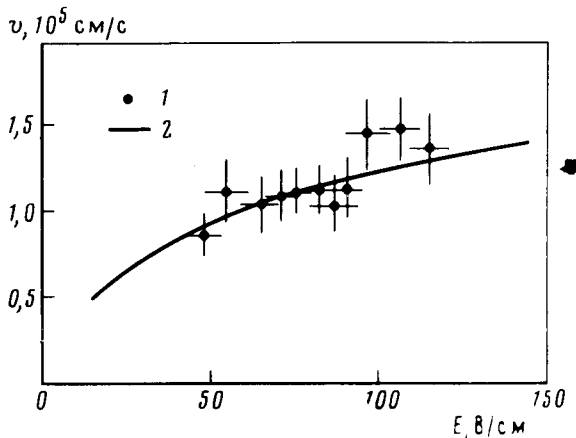


Рис. 3. Зависимость скорости дрейфа электронов в жидком криптоне при  $T = 125\text{ К}$  под поверхностью раздела фаз (1) и в объеме<sup>5</sup> (2)

Измерения проводились с помощью двухэлектродной плоско-параллельной ионизационной камеры, частично заполненной жидким или твердым криптоном (рис. 1). Источником электронов служило рентгеновское излучение с максимальной энергией квантов 35 кэВ. Длина поглощения такого излучения в конденсированном криптоне не превышает 1 мм. Импульсное рентгеновское излучение длительностью 2 мкс генерировалось управляемой трубкой и вводилось в конденсированный криптон через алюминиевое окошко в катод. Плотность электронов в конденсированном криптоне, создаваемых рентгеновским излучением за один импульс, зависит от поля, вытягивающего электроны с треков рентгеновских фотоэлектронов, и в полях  $\sim 10^3$  В/см не превышала  $10^6$  см<sup>-3</sup>. Камера термостатировалась с

помощью жидкоазотной рубашки и теплового экрана, окружавших ее. Температура контролировалась с помощью медно-константановых термпар. Толщина слоя конденсированной фазы определялась по объему сконденсированного газа. Более детально устройство камеры описано в работе <sup>5</sup>.

С помощью зарядочувствительного усилителя с постоянной времени 35 мкс на экране осциллографа регистрировались импульсы напряжения, возникающего между электродами ионизационной камеры при собирании электронов от отдельного импульса рентгеновского излучения. Частота следования рентгеновских импульсов ( $0,1 \div 50$  Гц) выбиралась такой, чтобы со временем не искажалась форма ионизационного сигнала из-за накопления объемного заряда малоподвижных носителей (положительных ионов криптона и отрицательных ионов, образовавшихся в результате захвата электронов электроотрицательными примесями, например, кислородом). Перед конденсацией криптон и сама камера очищались от примесей путем многократной циркуляции газа через кальциевую стружку, разогретую до температуры 800К.

В зависимости от разности потенциалов между электродами и, соответственно, напряженности электрического поля  $E$  в конденсированной фазе, мы наблюдали в основном три сорта ионизационных сигналов (рис. 2). При  $E \sim 10^2 \div 10^3$  В/см сигнал имел трапецеидальную форму (рис. 2, а) длительностью  $10 \div 30$  мкс. С повышением напряженности поля амплитуда сигнала возрастала, так как увеличивалось число электронов, вытягиваемых полем с треков рентгеновских фотоэлектронов, а его форма постепенно трансформировалась в импульс типа "б" (рис. 2, б). Амплитуда второго пика на импульсе "б" росла, пока поле  $E$  не достигало критического значения  $E_0$  (вблизи тройной точки для жидкого криптона  $E_0^{жк} = 1600 \pm 20$  В/см, для твердого криптона  $E_0^т = 980 \pm 20$  В/см). При  $E \gtrsim E_0$  начинался рост амплитуды первого пика, пока форма импульса не приобретала вид "в". С дальнейшим ростом  $E$  форма импульса не претерпевала изменений, а амплитуда быстро росла пока не начинала соответствовать зависимости ионизационного выхода зарядов с треков фотоэлектронов в камере с полностью залитым межэлектродным промежутком <sup>5</sup>.

Описанные наблюдения могут быть легко интерпретированы, если учесть непараллельность электродом камеры с поверхностью конденсированной фазы. Если поверхность раздела фаз составляет с электродами малый угол  $\gamma$  (рис. 1), вдоль нее возникает слабое поле  $\sim \gamma E$ . Как ранее было показано, эмиссия электродов из конденсированного криптона носит пороговый характер <sup>6</sup>. Поэтому, если напряженность электрического поля  $E$  в конденсированной фазе меньше порога  $E_0$ , электроны удерживаются под поверхностью раздела фаз и получают возможность дрейфовать вдоль поверхности в поле  $\gamma E$ . Двигаясь под поверхностью, электроны достигают области повышенной напряженности поля у краев электродов. Если и здесь напряженность поля оказывается недостаточной для эмиссии, электроны уходят на стенку камеры (показано стрелкой "а" на рис. 1). При уходе на стенку на аноде наводится импульс напряжения положительной полярности, который, накладываясь на ионизационный сигнал отрицательной полярности, наведенный на аноде при дрейфе электронов из объема конденсированной фазы к поверхности, формирует на аноде импульс трапецеидальной формы длительностью порядка времени дрейфа под поверхностью (рис. 2, а). Если напряженность поля у краев электродов превосходит  $E_0$ , электроны здесь выходят в газовую фазу и собираются на аноде (траектория "б" на рис. 1). В таком случае импульс имеет два пика, первый из которых соответствует приходу электронов к поверхности, а второй связан с эмиссией у края электродов. Если напряженность поля в конденсате в середине камеры превышает  $E_0$ , электроны эмитируют сразу же, подойдя к поверхности раздела фаз (рис. 1, в), и форма импульса имеет традиционный вид (рис. 2, в).

Наклоняя камеру, наполовину заполненную жидким криптоном, мы убедились, что форма импульсов типа "а" и "б" (рис. 2) действительно зависит от угла между поверхностью жидкости и электродами. С увеличением наклона уменьшалась длительность импульсов типа "а", а у импульсов типа "б" уменьшался отрезок времени между пиками.

Из вышесказанного следует, что по форме импульса напряжения можно измерить среднее время дрейфа электронов вдоль поверхности раздела фаз: в случае импульсов типа "а" — по проекции меньшего основания "трапеции" на временную ось; в случае импульсов типа "б" — по расстоянию между пиками на временной оси. Зная среднее время дрейфа вдоль поверхности, скорость дрейфа в тангенциальной к поверхности плоскости можно определить в предположении, что для осесимметричной конструкции камеры (рис. 1) средний путь дрейфа под поверхностью равен радиусу катода. На рис. 3 приведены полученные таким образом скорости дрейфа вдоль поверхности (1) в зависимости от тангенциальной составляющей напряженности электрического поля в жидком криптоне при  $T = 125\text{ K}$  для  $\gamma = 3^\circ$ . Сплошная линия (2) проведена по экспериментальным данным, полученным в работе <sup>5</sup> для квазисвободных электронов, дрейфующих в объеме жидкого криптона.

В твердом криптоне подобные измерения были затруднены мощными поляризационными эффектами, связанными, вероятно, с захватом электронов дефектами или структурными ловушками поверхности. Однако можно утверждать, что скорость дрейфа вдоль поверхности твердого криптона одного порядка величины со скоростью дрейфа под поверхностью жидкости.

Добавление в жидкий криптон 1,5 моль%  $\text{CH}_4$  вдвое увеличило скорость дрейфа под поверхностью в полях  $E \sim 100 \div 150\text{ В/см}$ ; при этом пороговое значение поля  $E_0$  возросло в 2,8 раза.

Совпадение в пределах экспериментальных погрешностей зависимостей на рис. 3 показывает, что при  $E < E_0$  электроны, локализуясь под поверхностью конденсированного криптона в нормальном к поверхности направлении, остаются в квазисвободном состоянии относительно движения в тангенциальной плоскости.

Авторы признательны В.А.Смирнитскому за поддержку работы и Б.У.Родионову за стимулирующие дискуссии.

#### Литература

1. Шикин В.Б. ЖЭТФ, 1970, 58, 1748.
2. Crandall R.S., Williams R. Phys. Rev., 1972, 5A, 2183.
3. Трояновский А.М., Володин А.П., Хайкин М.С. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 65.
4. Трояновский А.М., Володин А.П., Хайкин М.С. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 421.
5. Анисимов С.Н., Болоздыня А.И., Высикайло Ф.И. и др. Препринт ИТЭФ, № 16, 1984.
6. Анисимов С.Н., Болоздыня А.И., Сафронов Г.А., Стеханов В.Н. Препринт ИТЭФ, № 147, 1982.