

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЕ КАПЛИ НА ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ И КИНЕТИЧЕСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

И. М. Фишман

Изучена зависимость времени жизни электронно-дырочной жидкости от ее средней концентрации на поверхности кристалла. Показано, что при переходе от отдельных капель к сплошному слою жидкости время жизни увеличивается скачком более, чем на порядок, что обусловлено возникновением тонкой газоподобной пленки между каплей и поверхностью. Обнаруженное явление можно назвать кинетическим фазовым переходом.

В предлагаемой работе исследовано рекомбинационное излучение электронно-дырочных капель, прижатых к поверхности кристалла. Известно, что время жизни капель, созданных в глубине массивного образца, составляет $\tau_0 \approx 40$ мксек [1]. Если заставить капли выйти на поверхность (под действием фонованого ветра [2], неоднородной деформации [3] или просто при возбуждении достаточно тонкого образца [4]), то время жизни уменьшается, что обычно связывается с большой скоростью поверхностной рекомбинации s . Если $s \gtrsim 10^2$ см/сек, то время исчезновения капли радиуса $R = 1$ мкм на поверхности $\tau_s \approx R/s \lesssim 10^{-6}$ сек. Оказалось, однако, что в разных опытах при близких значениях s время рекомбинации может изменяться более чем на порядок. Например, в опытах, описанных в работе [2], излучение капель удавалось погасить за время $\lesssim 1$ мксек. В других опытах [4] при мощной импульсной накачке тонких образцов (толщиной $\lesssim 10$ мкм), когда время движения капель до поверхности было очень малым, время жизни жидкости, измеренное по спаду люминесценции, составляло $(10 \div 15)$ мксек, т.е. на порядок больше τ_s .

Эти противоречивые результаты можно объяснить, если предположить, что между каплей и поверхностью кристалла возникает тонкая пленка электронно-дырочной плазмы сравнительно малой плотности n' . Тогда время поверхностной рекомбинации τ_s' будет определяться отношением n' к плотности частиц в жидкости n_0 : $\tau_s' = \tau_0 \frac{n_0}{n'} \gg \tau_s$. Предположим, что капля смачивает поверхность; если радиус капли $R \sim (10^{-4} \div 10^{-5})$ см, давление в пленке равно капиллярному давлению $p \sim 2\sigma/R \sim 5 \div 50$ дн/см². Для капли большего радиуса (в пределе — для слоя жидкости, возникающего на поверхности при высоком уровне возбуждения) капиллярное давление практически исчезает, но, как правило, остается внешнее давление, обусловленное фононным ветром или неоднородной деформацией (сила, действующая на пару частиц в слое, составляет $10^{-14} \div 10^{-15}$ дн, что дает для слоя толщиной 1 мкм величину давления $p \sim 0,1$ дн/см². Если $n' \sim p$, т.е. пленка "газоподобна", то при переходе от отдельной капли к слою время рекомбинации должно резко увеличиваться.

Представление о поверхностной пленке возникло в результате опыта, в котором исследовалась зависимость поверхностного времени жизни от темпа генерации капель и силы, прижимающей капли к поверхности. Широкая грань образца чистого Ge размерами $1 \times 5 \times 10$ мм³ освещалась импульсным GaAs-лазером; диаметр светового пятна составлял ~ 4 мм, длительность импульса света ≈ 3 мксек. На противоположную грань образца был напылен тонкий слой металла (тепловой контакт), через который, синхронно с импульсом лазера, пропускался импульс тока длительностью $1 \div 3$ мксек. Тепловой импульс распространялся по кристаллу и выталкивал капли на поверхность образца [2]. Регистрировалась зависимость интегральной (по времени) интенсивности излучения электронно-дырочной жидкости I от интенсивности возбуждения G при различных параметрах теплового импульса.

Типичные результаты представлены на рис.1. Кривая 1 показывает зависимость $I(G)$ при $T = 4,2$ К и определяет масштаб характерных уровней возбуждения: порог появления капель соответствует средней плотности экситонов $\bar{n} \approx 10^{14}$ см⁻³. При $T = 1,65$ К порог конденсации понижается более, чем на два порядка [1], так что зависимость $I(G)$ оказывается почти линейной (кривая 2). Увеличение наклона dI/dG означает, что время жизни капель при понижении температуры растет. Если синхронно с импульсом света включить тепловой импульс, то, начиная с некоторого критического значения теплового импульса, наклон зависимости $I(G)$ уменьшается; при этом резко растет порог появления излучения G^* (кривые 3, 4, 5). При $G < G^*$ излучения практически нет, хотя порог возникновения капель при этой температуре $G_+ \ll \ll G^*$ (то, что образец не перегревался тепловым импульсом, было проверено аналогичными опытами при $T = 4,2$ К). По-видимому, капли, рожденные при $G_+ < G < G^*$, быстро выносятся на поверхность и рекомбинируют за время, близкое к τ_s . Считая, что сигнал излучения капель при $G < G^*$ близок к шуму (рис.1), можно оценить максимальное время жизни отдельных капель, τ_s' : $\tau_s' / \tau_0 \approx 10^{-2}$. Следовательно, $\tau_s' \lesssim 4 \cdot 10^{-7}$ сек. При $G > G^*$ наклон кривых 3, 4, 5, определяющий

время жизни жидкости, зависит от амплитуды теплового импульса; видно, что время жизни изменяется скачком (рис.2), причем значения времени жизни и пороговой накачки G^* связаны с интенсивностью фонового потока, прижимающего жидкость к поверхности.

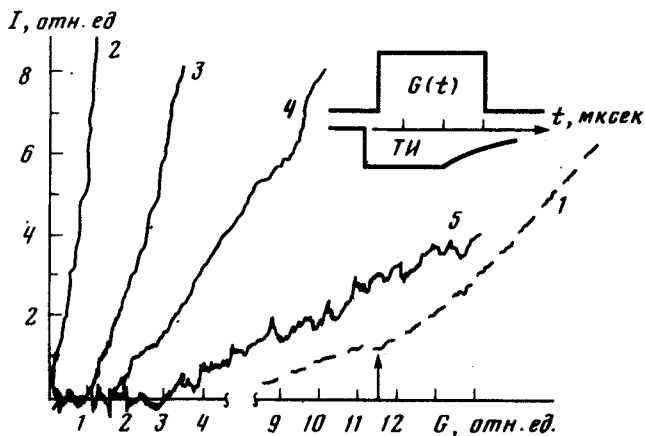


Рис.1. Зависимость интенсивности рекомбинационного излучения электронно-дырочной жидкости I от интенсивности возбуждения G . 1 - $T = 4,2$ К. Стрелкой показан порог конденсации. 2-5 - $T = 1,65$ К. Длительность теплового импульса $\theta = 1,2; 1,6; 2$ мксек для кривых 3, 4 и 5, соответственно. При одной и той же амплитуде теплового импульса ТИ изменение скорости движения капель обусловлено диффузионным "хвостом" фононов (на вставке). Результат, аналогичный рис.1, кривые 3 - 5, получается при фиксированной длительности теплового импульса $\theta = 3$ мксек и меняющейся амплитуде.

Пользуясь экспериментальными значениями τ_s' и G^* , оценим концентрацию частиц в поверхностной пленке. Рассмотрим слой жидкости вблизи поверхности (рис.3). Слой толщины d рекомбинирует за время $\tau_s' = dn_0/sn''$. Полагая $d \approx 10^{-4}$ см, $s \approx 10^2$ см/сек, $n_0 = 2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $\tau_s' \approx 3 \div 20$ мксек (рис.2), получим $n'' \approx (1 \div 5) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. С другой стороны, для возбуждения слоя необходимо удовлетворить условию $n'' v > n'' s$, где v - скорость движения капель к поверхности, n'' - средняя концентрация жидкости справа от слоя (рис.3). Полагая $n'' \approx 10^{13}$ см $^{-3}$ (рис.1), $v \sim 10^5$ см/сек, получим $n'' \sim 10^{16}$ см $^{-3}$.

Природа газовой пленки в настоящее время не ясна. Можно предположить, что поверхностные состояния действуют на каплю так же, как примеси, расположенные в объеме кристалла, т.е. капля притягивается к поверхности и ее плотность уменьшается [1]. Обычно на поверхности имеется значительная концентрация центров рекомбинации $10^{11} + 10^{12}$ см $^{-2}$ [5], что соответствует объемной концентрации примесей $10^{16} + 10^{18}$ см $^{-3}$. В ряде работ (см., например, [6]) было показано, что в сильно легированных образцах Ge жидкая фаза вообще не возникает. Если считать, что частицы, оказавшиеся на поверхности, попадают в область "сильного легирования", то они должны покидать жидкую фазу и переходить на поверхностные состояния. Грубую оценку концентрации n'' можно получить, приравнивая минимальное внешнее давление p собственному

давлению ферми-газа: $p \sim \hbar^2 / m (n^e)^{5/3}$; при $p = 10^{-1}$ дн/см² $n^e \sim 10^{15}$ см⁻³.

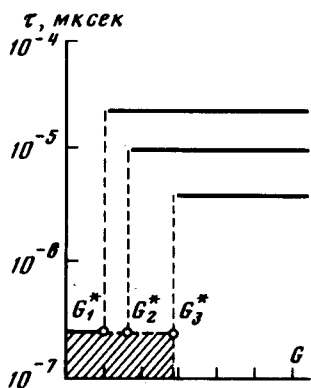


Рис.2. Зависимость времени жизни электронно-дырочной жидкости от накачки G ; величины $G_1^* - G_3^*$ соответствуют рис.1.

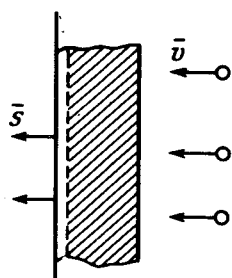


Рис.3. Схема роста и аннигиляции слоя жидкости у поверхности образца. v – скорость движения капель к поверхности, s – скорость поверхностной рекомбинации. Между пунктирной линией и поверхностью – газоподобный слой.

Зависимость поверхностного времени жизни от размеров капли должна влиять на кинетику возникновения слоя жидкости. Обычно маленькая капля, упавшая на поверхность, рекомбинирует прежде, чем на нее успеет упасть другая капля. Однако, возможно случайное слияние нескольких маленьких капель. Темп рекомбинации большой капли меньше, чем маленькой; следовательно, при заданном потоке капель на поверхность существует жидкая "лужица" критического размера, для которой скорости роста и рекомбинации равны. Кинетика образования капли критического размера аналогична кинетике возникновения критического зародыша при переходе пар – жидкость [7]. Однако, скорость распада капли критического размера определяется не испарением, а поверхностной рекомбинацией. Изложенное позволяет назвать переход от отдельных капель к слою кинетическим фазовым переходом.

Используя полученные результаты, можно объяснить природу порога излучения в тонких образцах Ge [8]. Этот порог оказался очень высоким ($> 10^{14}$ см⁻³) и слабо зависел от температуры. Дело в том, что истинный порог и пороги конденсации как в тонком, так и в массивном образце совпадают и соответствуют при температуре $T \approx 1,7$ К средней концентрации экситонов $\approx 10^{12}$ см⁻³. Однако, в тонком образце капли быстро выносятся на поверхность и до тех пор, пока не образуется слой, обладают очень малым временем жизни. Наблюдаемый при низких температурах порог излучения связан с кинетическим фазовым переходом, т.е. образованием поверхностного слоя жидкости. Сказанное, по-видимому, относится и к опытам, в которых наблюдалось пороговое просветление тонких образцов Ge [9].

Автор признателен Б.М.Ашкинадзе и В.В.Белькову за помощь при проведении экспериментов, С.М.Рывкину – за обсуждение результатов работы.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 февраля 1981 г.

После переработки
28 апреля 1981 г.

Литература

- [1] Т.Райс, Дж.Хенсел, Т.Филлипс, Г.Томас. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. М. изд. Мир, 1980.
 - [2] В.М.Аснин, Б.М.Ашкинадзе, Н.И.Саблина, В.И.Степанов. Письма в ЖЭТФ, **30**, 495, 1979; ФТТ, **22**, 2063, 1980.
 - [3] Б.М.Ашкинадзе, Т.В.Бурова, И. М.Фишман. Письма в ЖЭТФ, **29**, 147, 1979.
 - [4] В.М.Аснин, А.А.Рогачев, В.И.Степанов. ФТТ, **19**, 209, 1977.
 - [5] Г.Е.Пикус. Основы теории полупроводниковых приборов. М., изд. Наука, 1965.
 - [6] А.С.Алексеев, В.С.Багаев, Т.И.Галкина, О.В.Гоголин, Н.А.Пенин. ФТТ, **12**, 3516, 1971.
 - [7] Я.И.Френкель. Кинетическая теория жидкостей. М., изд. Наука, 1975.
 - [8] Б.М.Ашкинадзе, Н.Н.Зиновьев, И.М.Фишман. ЖЭТФ, **70**, 678, 1976.
 - [9] В.М.Аснин, А.А.Рогачев. Письма в ЖЭТФ, **9**, 415, 1969.
-