

## ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПЕРЕХОДА ГАЗ – ЖИДКОСТЬ В СИСТЕМЕ ЧАСТИЦ С КОНЕЧНЫМ ВРЕМЕНЕМ ЖИЗНИ

*С.Г.Тиходеев*

Получена оценка для области температур  $0 < T < T_1$ , в которой переход газ – жидкость в системе частиц с конечным временем жизни протекает без характерного для фазовых переходов первого рода гистерезиса.

Электронно-дырочная (ЭД) жидкость, которая образуется в ряде полупроводников при низких температурах и высоких уровнях возбуждения (см., например, <sup>1</sup>), отличается от

обычных жидкостей, помимо прочего, конечностью времени жизни составляющих ее частиц (благодаря рекомбинации ЭД пар). Это приводит к тому, что при самых низких температурах переход экситонный газ – ЭД жидкость протекает без характерного для фазовых переходов первого рода гистерезиса и метастабильных пересыщенных состояний<sup>2-6</sup>.

Причина возникновения метастабильных состояний и гистерезиса при обычном переходе газ – жидкость хорошо известна (см., например, <sup>7</sup>). Она состоит в том, что для образования "жизнеспособного" зародыша жидкой фазы необходимо преодолеть энергетический барьер, связанный с преобладанием при малых размерах зародыша положительного поверхностного вклада в термодинамический потенциал. В работах <sup>8, 2, 4</sup> показано, что учет конечности времени жизни частиц приводит к появлению добавочного члена в эффективном термодинамическом потенциале. Этот член учитывает новую (помимо испарения) возможность ухода частиц из зародыша: их вымирание. При самых низких температурах вымирание преобладает над испарением. Численный анализ эффективного потенциала показывает <sup>2, 4</sup>, что в некоторой области температур  $0 < T < T_1$  энергетический барьер исчезает, а с ним и возможность возникновения метастабильных состояний и гистерезиса. Исчезновение гистерезиса при образовании ЭД жидкостей в Ge и Si было обнаружено экспериментально <sup>5, 6</sup>.

В настоящей работе приводится простое доказательство того, что переход газ – жидкость в любой системе частиц с конечным временем жизни должен протекать без гистерезиса при достаточно низких температурах, а также получена формула для  $T_1$ -температурного диапазона такого поведения.

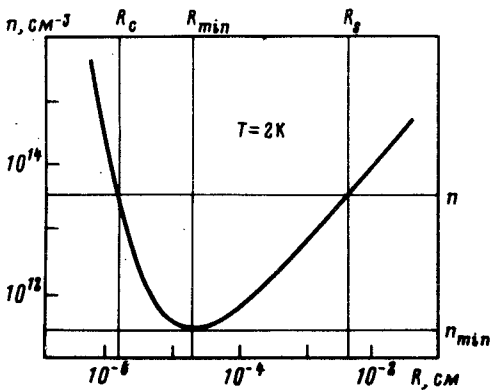


Рис. 1. Функция  $n(R)$  для ЭД жидкости в Ge при  $T = 2K$

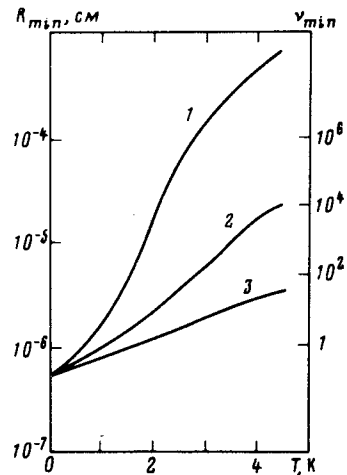


Рис. 2

Рис. 2. Минимальный размер капли  $R_{min}(T)$ . Значения параметров  $\nu, \gamma, M, \varphi, \sigma$  приведены в тексте;  $\tau_0 = 40$  мкс (кривая 1);  $\tau_0 = 40$  нс (кривая 2);  $\tau_0 = 0,4$  нс (кривая 3)

Уравнение для скорости роста зародыша жидкой фазы радиуса  $R$ , учитывающее конечность времени жизни частиц  $\tau_0$ , имеет вид <sup>9</sup>:

$$\frac{dR}{dt} = \gamma v_T \frac{n - n(R)}{n_0}, \quad n(R) = n_T(R) + \frac{n_0 R}{3\gamma v_T \tau_0}. \quad (1)$$

Здесь  $n$  и  $n_0$  – концентрация частиц в газе и жидкости,  $v_T \approx \sqrt{kT/2\pi M}$  – тепловая скорость частиц в газе,  $M$  – их эффективная масса,  $0 < \gamma < 1$  – коэффициент "прилипания"

частиц к поверхности капли,

$$n_T(R) = \nu \left( \frac{MkT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{\varphi}{kT} + \frac{2\sigma}{n_0 RkT} \right) \quad (2)$$

термодинамически равновесная концентрация газа у поверхности капли радиуса  $R$ ,  $\nu$  – кратность вырождения основного состояния газа,  $\varphi$  и  $\sigma$  – энергия связи и поверхностное натяжение жидкости.

Условие  $n = n(R)$  при фиксированной концентрации газа есть уравнение на стационарный размер капли. На рис. 1 показан типичный вид функции  $n(R)$  (для ЭД жидкости в Ge, когда  $\nu = 16$ ,  $\gamma = 1$ ,  $M = 4 \cdot 10^{-28}$  г,  $\varphi = 2,1$  мэВ,  $\sigma = 2 \cdot 10^{-4}$  эрг/см<sup>2</sup>). При  $n < n_{min}$  стационарных капель не существует, при  $n > n_{min}$  у уравнения  $n = n(R)$  есть два решения:  $R_c$  и  $R_s$ .  $R_c$  лежит на левой неустойчивой ветви  $n(R)$ , это радиус неустойчивого критического зародыша.  $R_s$  лежит на правой устойчивой ветви  $n(R)$ , это устойчивый стационарный размер каплей при данной плотности газа  $n$ . Используя подход, аналогичный применяемому в обычной теории зародышеобразования<sup>7</sup>, можно показать, что эффективный термодинамический потенциал экстремален в этих точках: максимален в  $R_c$  (и это соответствует неустойчивости этой точки) и минимален в  $R_s$ <sup>8, 2</sup>.

Значение  $R_{min}$ , отделяющее левую неустойчивую ветвь функции  $n(R)$  от правой устойчивой, есть минимальный возможный при данной температуре размер капли. Уравнение для  $R_{min}$  имеет вид<sup>9</sup>:

$$R_{min}^2 = 6\gamma \frac{\sigma \nu_T \tau_0}{n_0^2 kT} n_T(R_{min}). \quad (3)$$

На рис. 2 (кривая 1) показана зависимость  $R_{min}(T)$ , полученная численным решением (3) для ЭД жидкости в Ge. С понижением температуры  $R_{min}$  убывает. Кривые 2 и 3 вычислены при тех же  $\nu, \gamma M, \varphi, \sigma$ , но других значениях  $\tau_0$ . При фиксированной температуре с уменьшением времени жизни  $R_{min}$  убывает. Все кривые при самых низких температурах сходятся к одной точке. Это легко проверить, устремляя в (3)  $T \rightarrow 0$ . Тогда решение (3)

$$R_0 \equiv R_{min}(0) = \frac{2\sigma}{n_0 \varphi} \quad (4)$$

зависит только от равновесных параметров жидкости.

Воспользуемся формулой Ленгмюра<sup>7</sup>  $\sigma \cong \frac{1}{5} \varphi n_0^{2/3}$  и оценим число частиц  $\nu_0$  в капле радиуса  $R_0$ :  $\nu_0 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 n_0 \cong (4\pi/3) (2/5)^3 \sim 0,3$ . Итак,  $\nu_0$  есть число, одинаковое, по порядку величины, для любой жидкости с конечным временем жизни. Кроме того,  $\nu_0 \lesssim 1$ . Поэтому вся неустойчивая ветвь функции  $n(R)$  в любой системе частиц с конечным временем жизни при  $T \rightarrow 0$  попадает в область таких малых  $R$ , что им соответствуют зародыши с нефизическим числом частиц, меньшим единицы. Поскольку термодинамический потенциал максимален в  $R_c$ , это и указывает на исчезновение потенциального барьера со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Легко оценить размеры области температур  $0 < T < T_1$ , в которой потенциальный барьер отсутствует. При возрастании температуры число частиц в минимальном зародыше возрастает, и при температуре  $T_1$  становится достаточно большим. Положим для простоты, что это происходит при  $\nu_{min}(T_1) \sim 10$  (оценка  $T_1$ , как мы увидим, слабо зависит от выбора этого значения). Тогда, используя формулу Ленгмюра, оценку  $\varphi \sim \hbar^2 n_0^{2/3} / M$ , и не учитывая численные множители  $\sim 1$ , получим следующее уравнение для  $x = \varphi / kT_1$ :

$$e^x / x = \gamma \frac{\tau_0 \varphi}{\hbar} \quad (5)$$

П.ч. (5) значительно превосходит единицу ( $\sim 10^8$  для Ge и  $\sim 10^2 - 10^3$  для прямозонных

полупроводников с  $\tau_0 \sim 1$  нс). Поэтому с логарифмической точностью получаем

$$T_1 \cong \frac{\varphi}{k \ln\left(\gamma \frac{\tau_0 \varphi}{\hbar}\right)}. \quad (6)$$

Для ЭД жидкости в Ge формула (6) дает  $T_1 \sim 1,3$ К, значение, совпадающее с известным из эксперимента <sup>5</sup> и численных расчетов <sup>2</sup>. Для Si, положив  $\gamma = 1$ ,  $\varphi = 8,2$  мэВ,  $\tau_0 = 150$  нс <sup>1</sup>, получим  $T_1 \sim 6$ К. Совпадение с экспериментально измеренным значением <sup>6</sup>  $T_1 \sim 10$ К получится, если положить  $\gamma \sim 10^{-2}$ . Это соответствует, по порядку величины, значениям, полученным авторами <sup>6, 10</sup> путем подгонки теории конденсации к эксперименту.

Автор благодарен Л.В.Келдышу за обсуждение затронутых в статье вопросов.

#### Литература

1. Райс Т., Хенсел Дж., Филиппс Т., Томас Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках, М.: Мир, 1980.
2. Westervelt R.M. Phys. Stat. Sol. (b), 1976, 74, 727; 1976, 76, 31.
3. Combescot M., Combescot R. Phys. Lett., 1976, 56 A, 228.
4. Koch S., Haug H. Phys. Lett., 1979, 74 A, 250.
5. Westervelt R.M., Staehli J.L., Haller E.E. Phys. Stat. Sol. (b), 1978, 90, 557.
6. Voisin P., Etienne B., Voos M. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 526.
7. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975.
8. Silver R.N. Phys. Rev., 1975, B11, 1569; 1975, B12, 5689.
9. Багаев В.С., Замковец Н.В., Келдыш Л.В., Сибельдин Н.Н., Цветков В.А. ЖЭТФ, 1976, 70, 1501.
10. Hammond R.V., Silver R.N. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 523.