

О ТРЕНИИ ПОКОЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В ГЕРМАНИИ

Б. М. Ашкинадзе, Т. В. Бурова, И. М. Фишман

Исследование гистерезиса в системе экситоны ЭДК в условиях неоднородной деформации показало, что капли удерживаются некоторыми дефектами в кристалле и остаются неподвижными до тех пор, пока величина силы не превысит некоторой величины, зависящей от радиуса капли.

Электронно-дырочная капля, возникшая в идеальном кристалле, должна двигаться подобно броуновской частице; соответствующий коэффициент диффузии $D = v_T^2 \tau_p = \frac{kT}{V n_0 m^*} \tau_p$ составляет $\sim 10^{-2}$ см²/сек для капли объемом $V = 10^{-12}$ см³ ($n_0 = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ – плотность носителей в капле, m^* – эффективная масса пары частиц, τ_p – время релаксации импульса капли $\sim 10^{-8}$ сек). Следовательно, если возбужденная область кристалла составляет $x^3 \sim 10^{-3}$ см³, то капли должны покинуть ее через время $t \sim \frac{x^2}{D} \sim 1$ сек. Однако, при изучении гистерезисных явлений было обнаружено [1, 2], что капли не покидают области возбуждения в течение $\sim 10^3 \div 10^6$ сек; было предположено [2], что капли удерживаются на примесных центрах.

Исследование явления гистерезиса процесса конденсации при неоднородной деформации кристалла [3] показало, что порог "нисходящей" ветви G -гистерезисной зависимости интенсивности излучения ЭДК от накачки постепенно приближается к порогу "восходящей" ветви G_+ . Если бы капли обладали подвижностью $\mu = D/kT \sim 5 \cdot 10^{13}$ сек/г (см. выше), то гистерезис должен был бы исчезнуть при ничтожно малой деформации; плавное сужение гистерезиса могло бы быть объяснено тем, что капли малого радиуса неподвижны, а большого – могут перемещаться в поле неоднородной деформации.

В настоящей работе непосредственно показано, что капли удерживаются дефектами кристалла, причем для того, чтобы сдвинуть каплю с места, необходимо приложить к ней силу, зависящую от радиуса; таким образом, капли обладают "трением покоя".

Опыт ставился следующим образом. Образец чистого n -Ge ($N_d, N_a = 3 \cdot 10^{10}$ см⁻³)¹⁾ вырезанный в виде трехгранной призмы, облучался двумя источниками света – непрерывным газовым лазером ЛГ-38 и импульсным GaAs-лазером с частотой повторения $f \sim 0,5$ Гц. Кристалл подвергался одноосному сжатию вдоль оси [100], поскольку деформация ϵ была неоднородной, на капли действовала сила $F \sim \text{grad } \epsilon$.

¹⁾ Авторы благодарят Е. Haller (Lawrence Berkeley Lab, USA) за любезно предоставленный образец чистого германия.

Как было показано в [4], если осветить образец непрерывным источником возбуждения с интенсивностью $G > G_+$, и затем подействовать на него мощным и коротким световым импульсом, то система ЭДК и экситонов переходит в абсолютно стабильное состояние — число капель будет максимально возможным при данной накачке, а их радиус — минимальным. Минимальной окажется и концентрация экситонов. Таким образом, при действии двух источников света и плавном увеличении G интенсивность излучения ЭДК следует кривой 1 (рис.1,а); возрастание интенсивности излучения соответствует увеличению числа капель размера R_{min} , а точка порога — G_{min}, n_{min} . В отсутствие импульса подсвета получается "восходящая" ветвь с порогом G_+ (кривая 2); эта ветвь соответствует рождению капель максимального размера R_{max} в пересыщенном экситонном газе ($n_3 \gg n_{T\infty}$). Таким образом, кривые 1 и 2 соответствуют предельно допустимым значениям радиуса капли. Если, снимая зависимость 1, выключить импульс подсвета в некоторой точке А, то при увеличении G число капель будет оставаться постоянным и равным тому, что достигнуто в точке А; зависимость $I(G)$ определяется ростом радиуса капель (кривая 3) и одновременным увеличением плотности экситонов. Зависимости 1 — 3 были сняты при различных значениях неоднородной деформации (рис. 1, б, в).

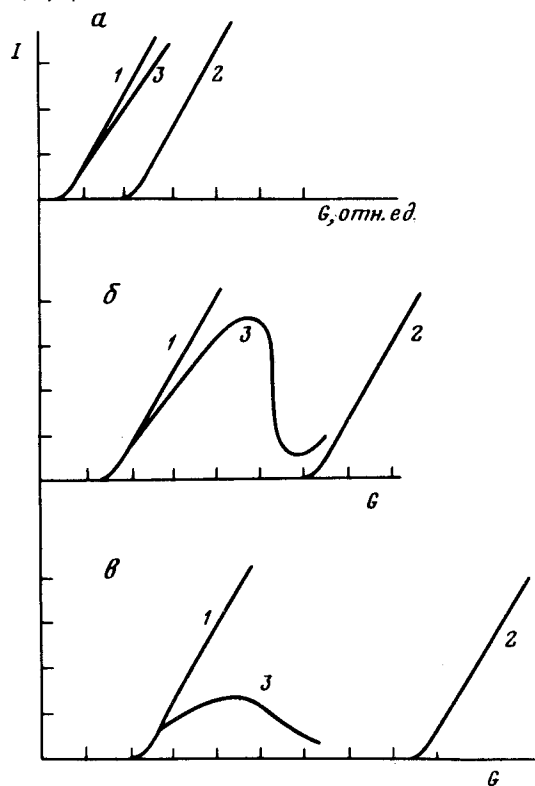


Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения ЭДК I от накачки G при различных давлениях. 1 — "нисходящая" ветвь гистерезиса, снятая при действии импульса подсвета и плавном увеличении G . 2 — "восходящая" ветвь, снятая при медленном нарастании G . 3 — ход интенсивности излучения ЭДК после того, как в точке А выключен импульс подсвета. а — $P = 0$; б — $P \approx 100$ кг/см²; в — $P \approx 200$ кг/см²

С увеличением давления порога G_- и G_+ возрастают, так как энергия связи частиц в капле при малых деформациях уменьшается [5]. Видно, что, начиная с давлений $p \gtrsim 100$ кг/см² ($grad p \gtrsim 200$ кг/см²), зависимость $I(G)$ (рис. 1, кривые 3) оказывается немонотонной. При

увеличении радиуса капля интенсивность излучения вначале растет до $I_{max}(p)$, а затем падает. Уменьшение интенсивности излучения оказывается необратимым; это, по-видимому, означает, что капля, выросшая до некоторого размера $R^*(p)$, не может удерживаться на месте и уходит из области возбуждения. Поскольку новые капли возникнуть не могут ($G < G_*$), наблюдается удивительный эффект — интенсивность излучения падает с увеличением уровня возбуждения.

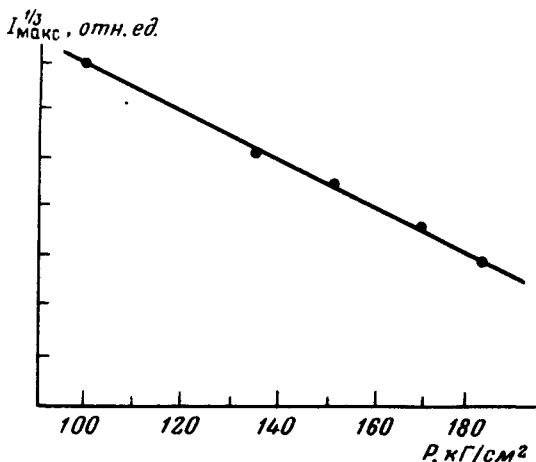


Рис. 2. Зависимость $I_{max}^{1/3}$ по кривым 3 рис. 1 от величины давления

На рис. 2 построена зависимость $I_{max}^{1/3}$ от величины градиента давления. Качественно ход этой кривой дает представление о зависимости максимального радиуса неподвижной капли ($I \sim R^{*3}$) от величины приложенной силы. Видно, что $R^* \sim 1/F$. Для получения более точной зависимости $R^*(F)$ необходимо учесть изменение времен жизни в капле и рост минимального радиуса каплей в деформированном Ge. Можно показать, что оба эти фактора существенно не изменяют зависимости R^* от F .

Если капля удерживается на примесном центре с энергией связи ϵ_1 , и, достигнув радиуса R^* , срывается силой F , то в простой модели отрыва капли можно написать следующее соотношение:

$$\epsilon_1 = \gamma \frac{4\pi}{3} n_0 R^{*3} \rho,$$

ρ — характерный радиус удерживающей силы. Полагая энергию связи капли с центром ~ 5 мэВ; $\rho \sim 10^{-6}$ см, $R^* \sim 3 \cdot 10^{-5}$ см, оценим силу γ , которую необходимо приложить к паре частиц в капле, чтобы капля сорвалась с центра; оказывается, $\gamma \sim 200$ мэВ/см. Экспериментальная оценка величины γ была сделана на основании зависимости смещения максимума спектрального положения линии излучения ЭДК

под давлением [5]: $\gamma \approx \frac{d(h\nu_{max})}{dp}$ и составила $\gamma \lesssim 1$ мэВ/см, что на

два порядка расходится с оценкой величины силы в простой модели удержания. Экспериментальная зависимость $R^* \sim (1/F)$ также отлича-

ется от ожидаемой в этой модели зависимости $R^* \sim 1/F^{1/3}$. Таким образом, механизм удержания и срыва ЭДК с дефекта в решетке требует дальнейшего исследования.

В заключение заметим, что эффект трения покоя ЭДК объясняет естественным образом результаты, полученные ранее; в работах [6, 7] было показано, что при разлете капель под действием фононного ветра существует пороговое значение накачки, соответствующее минимальной средней плотности неравновесных носителей $\bar{n}^* \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При $\bar{n} < \bar{n}^*$ разлет вообще не наблюдается, а при $\bar{n} > \bar{n}^*$ капли начинают двигаться, и минимальная скорость составляет $v_{min} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см/сек}$.

Если капли разлетаются из слоя толщиной L , то сила F , действующая на каплю дается выражением [8] $F = 4\pi\xi^2 L \frac{\bar{n}}{n_0} \nu$ (\bar{n} — средняя плотность частиц в слое, ξ — константа электрон-фононного увлечения, ν — объем капли). Приравнявая F силе F^* , удерживающей каплю радиуса $R \sim 1 \text{ мкм}$ на месте ($F^* = \gamma \frac{4\pi}{3} n_0 R^3$) получим, что $\bar{n} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. После того, как капля начнет двигаться, ее скорость $v \sim \frac{\gamma r}{m^*} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ см/сек}$.

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

Поступила в редакцию
8 декабря 1978 г.

Литература

- [1] R.M. Westervelt. Phys. Stat. Sol., 76, 771, 1976.
- [2] R.M. Westervelt, D.S. Black. Bull. Am. Phys. Soc., 22, 269, 1977.
- [3] Б.М.Ашкинадзе, И.М.Фишман. Письма в ЖЭТФ, 26, 484, 1977.
- [4] Б.М.Ашкинадзе, И.М.Фишман. ФТП, 20, 1071, 1978.
- [5] I.G.Hensel, G.A.Thomas, P.G.Phillips. Sol. St. Phys, 21, 1977.
- [6] Б.М.Ашкинадзе, И.М.Фишман. ФТП, 11, 301, 1977. Труды 8 Зимней школы по физике полупроводников, 179, 1978.
- [7] В.М.Аснин, А.А.Рогачев, Н.И.Саблина, В.И.Степанов. ФТТ (в печати).
- [8] Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 23, 100, 1976.