

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 2, стр. 33 – 36

5 июля 1974 г.

**О ДВИЖЕНИИ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ, ЭКСИТОНОВ
И ЭКСИТОННЫХ МОЛЕКУЛ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ВЕТРА**

В.Б.Фикс

Рассматривается механизм увлечения электрон-дырочных капель, экситонов и экситонных молекул потоком свободных электронов и дырок, предлагается использовать это явление для исследований экситонов и капель, интерпретируется эксперимент [1].

Теоретические и экспериментальные исследования экситонов и экситонных молекул, а особенно экситонного "вещества" [2 – 5] – новой фазы электрон-дырочного конденсата, возникающего при низких

температурах из экситонов большого радиуса делают актуальным изучение новых явлений, в которых могут проявляться различные физические свойства этих экситонных образований.

Известно, что поток электронов и дырок, взаимодействуя с центром рассеяния, создает силу, действующую на него — силу электронного ветра [6]. Эта сила вызывает дрейф центров рассеяния в решетке. В простейшей модели сила электронного ветра имеет следующий вид:

$$F_{\partial\sigma}^{(i)} = \{n_e l_e \sigma_e^{(i)} - n_h l_h \sigma_h^{(i)}\} eE = Z_{\partial\sigma}^{(i)} E$$

n_e и n_h — концентрации свободных электронов и дырок, l_e и l_h — длины свободного пробега σ_e и σ_h — сечения рассеяния электронов и дырок, а индексом "i" обозначены экситоны ($i = 1$), биекситоны ($i = 2$), Э — Д капли ($ki = K$), $Z_{\partial\sigma}^{(i)}$ — эффективный заряд увлечения электронным ветром i -го экситонного образования или капли. Если экситон-дырочная капля несет собственный кулоновский заряд $Z_{\text{кул}}$, то полный эффективный заряд $Z_{\text{эфф}}^{(k)} = Z_{\text{кул}}^{(k)} + Z_{\partial\sigma}^{(k)}$.

Движение электрон-дырочного комплекса в электрическом поле будет определяться эффективной подвижностью $\mu_{\text{эфф}}^{(i)} = (D^{(i)}/kT) Z_{\text{эфф}}^{(i)}$ ($D^{(i)}$ — коэффициент диффузии).

Будем рассматривать кристалл, в котором непрерывная генерация электронов и дырок, поддерживает квазистационарное состояние системы, состоящей из газа свободных носителей, свободных экситонов, биекситонов и Э — Д капель.

1. Движение электрон-дырочных капель, создаваемое электронным ветром

а) Для оценки эффективного заряда капли, создаваемого электронным ветром, примем, что сечения рассеяния электронов и дырок на каплях с радиусом R_k равны геометрическому сечению капли $\sigma_e^{(k)} = \sigma_h^{(k)} = \pi R_k^2$. Тогда при $n_e = n_h = n$; $Z_{\partial\sigma}^{(k)} = enl_e(1 - \gamma)\pi R_k^2$; ($\gamma = l_h/l_e$) В германии $l_e > l_h$, т.е. $Z_{\partial\sigma}^{(k)} < 0$ и капли будут увлекаться электронным ветром в анод. Оценим эффективный заряд $Z_{\partial\sigma}^{(k)}$ для капель с $R_k = 5 \cdot 10^{-4}$ см, при концентрации $n = 10^{12} + 10^{13}$ см $^{-3}$, принимая $l_e = 10^{-3}$ см и $\gamma = 1/2$. Получим для $Z_{\partial\sigma}^{(k)} = 400$ и 4000 е.

б) Оценим смещение капель $\Delta x^{(k)}$ и соответственно смещение максимума рекомбинационного излучения под действием электронного ветра

$$\Delta x^{(k)} = \tau_p^{(k)} M_k^{-1} Z_{\partial\sigma}^k r_0^k,$$

где $\tau_p^{(1)}$ — время релаксации по импульсу капли в целом, $\tau_0^{(k)}$ — время жизни капли относительно рекомбинации, M_k — масса капли, E — напряженность электрического поля.

При $Z_{\partial\sigma}^{(k)} = 10^3$ е, $\tau_p^{(k)} = 10^{-7}$ сек [4], $M_k = 10^8$ — масса электрона [1], $\tau_0^{(k)} = 2 \cdot 10^{-5}$ сек и $E = 1$ в/см, $\Delta x^{(k)} = 3 \cdot 10^{-2}$ см. Допустимые значения поля определяются условием $eIQ^{(k)} \sim Q^{(k)}$; $Q^{(k)}$ — теплота испарения частиц из капли. Так как $Q^{(k)} = 1$ мэв, то при $l = 10^{-3}$ см, $E = 1$ в/см.

в) По различным причинам капли могут быть заряжены. По теоретической оценке, приведенной [6], в Ge при непрерывном возбуждении

кристалла, поддерживающим концентрацию свободных носителей $n \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($T = 2^{\circ}\text{K}$), капли с радиусом $R_k = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ могут обладать кулоновским зарядом $Z_{\text{кул}} = 500 e$. Поскольку сечение кулоновского рассеяния электронов и дырок заряженной каплей $\sigma_{\text{кул}}^{(k)} \sim Z_{\text{кул}}^2$, для капли с $R_k = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, при $T = 3^{\circ}\text{K}$ уже при $Z_{\text{кул}}^{(k)} \geq 10 e$ кулоновское сечение рассеяния капли $\sigma_{\text{кул}}^{(k)} \geq \pi R_k^2$. При этом эффективный заряд капли, обусловленный электронным ветром $Z_{\text{эв}}^{(k)} \geq 400 e$ (для $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $l = 10^{-3} \text{ см}$). Т.е. $Z_{\text{эв}}^{(k)} \gg Z_{\text{кул}}^{(k)}$.

г) Оценка эффективного заряда и смещений нейтральной капли и эффективного заряда капли заряженной позволяют утверждать, что обнаруженный в [1] дрейф электрон-дырочных капель в электрическом поле ($Z_{\text{эфф}}^{(k)} = 100 e$, $\Delta x^{(k)} \approx 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$) в значительной мере обусловлен электронным ветром.

д) Генерация свободных носителей поддерживается внешним источником и можно изменить соотношение свободных электронов и дырок если, например, ионизовать введенные в кристалл акцепторы в p -Ge. При $n_e/n_h < \gamma$ увлечении каплей дырками будет преобладать и заряд $Z_{\text{эв}}^{(k)}$ окажется положительным. При условии $Z_{\text{эв}}^{(k)} > Z_{\text{кул}}^{(k)}$ капли будут двигаться к катоду.

2. Увлечение экситонов электронным ветром

а) Экситоны и экситонные молекулы электрически нейтральны, поэтому их эффективный заряд будет целиком определяться электронным ветром. В зависимости от отношения $l_e \sigma_e / l_h \sigma_h$ знак $Z_{\text{эв}}$ может быть как положительным, так и отрицательным.

Без количественного расчета сечений рассеяния σ_e и σ_h и измерений l_e и l_h нельзя предсказать знак $Z_{\text{эв}}$, т.е. направление дрейфа экситонов (бизекситонов).

Однако можно приближенно оценить по порядку величины $Z_{\text{эв}}^{(1)}$ и смещения экситонных молекул во внешнем поле.

В Ge радиус экситона $R_{\text{экс}} = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}$. На таких расстояниях энергия взаимодействия электрона и дырки $\epsilon_{\text{кул}} = 1 \text{ мэв}$, поэтому следует ожидать, что сечение рассеяния экситоном свободных электронов и дырок при $T < 10^{\circ}\text{K}$ будет не меньше геометрического, т.е. $\sigma_{\text{экс}}^{(1)} \geq \pi R_{\text{экс}}^2$. Полагая $\sigma_{e,h}^{(1)} \approx 10^{-11} \text{ см}^2$, получим при $n = 10^{12} + 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $l \approx 10^{-3} \text{ см}$, $Z_{\text{эв}}^{(1)} \approx (10^{-2} + 10^{-1}) e$.

Среднее смещение экситонов в электрическом поле $\Delta x^{(1)} = \frac{r_p^{(1)}}{m_{\text{экс}}} \times$
 $\times Z_{\text{эв}}^{(1)} r_g^{(1)} E$; $m_{\text{экс}}$ — масса экситона, $r_p^{(1)}$ — время релаксации экситонов по импульсам, $r_g^{(1)}$ — время свободного движения экситона. В газовой фазе $r_g^{(1)} \approx r_0^{(1)}$ — время рекомбинации электрона и дырки в экситоне. Если $Z_{\text{эв}}^{(1)} = (10^{-1} + 10^{-2}) e$, $r_p^{(1)} = 10^{-9} \text{ сек}$, $r_g^{(1)} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$, то $\Delta x^{(1)} = 10^{-1} + 10^{-2} \text{ см}$, т.е. порядка дрейфовых смещений капли. Если же экситон движется в присутствии капель, то $r_g^{(1)} < r_0^{(1)}$ и дрейфовые смещения экситонов могут оказаться меньшими чем смещения капль.

б) Увлечение биэкситонов электронным ветром

Принимая для грубой оценки, что $\sigma^{(2)} = \pi R_{\text{биэкс}}^2$ мы получим значения $Z_{\text{ЭВ}}^{(z)}$ и $\Delta x_{\text{ЭВ}}^{(2)}$ близкие к таковым для экситонов. Однако нет оснований считать, что реальные квантово-механические сечения $\sigma_{e,h}^{(1)}$ и $\sigma_{e,h}^{(2)}$ окажутся весьма близкими и можно думать, что эксперимент обнаружит существенное различие $\Delta x_{\text{ЭВ}}^{(1)}$ и $\Delta x_{\text{ЭВ}}^{(2)}$.

в) Изучение дрейфа электрон-дырочных комплексов под действием электронного ветра открывает возможность измерения сечений рассеяния свободных электронов и дырок на экситонах, биэкситонах и каплях, создает дополнительные возможности изучения механизма диффузии и подвижности экситонов, биэкситонов, капель, кинетики образования капель, их заряда.

Автор выражает признательность В.М.Аграновичу за полезные замечания и участникам семинара В.Л.Гуревича за обсуждение работы.

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

Поступила в редакцию
4 июня 1974 г.

Литература

- [1] Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова. Письма в ЖЭТФ, 19, 22, 1974.
- [2] Л.В.Келдыш. Груды IX Международной конф. по физике полупроводников, Л., изд. Наука, 1969, стр. 1384.
- [3] В.М.Аснин, А.А.Рогачев. Письма в ЖЭТФ, 9, 415, 1969.
- [4] Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова. Письма в ЖЭТФ, 9, 435, 1969.
- [5] В.С.Бабаев, Т.И.Галкин, О.В.Гоголин, Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 10, 309, 1969,
- [6] В.Б.Фикс. ФТТ, 1, 16, 1959; В.Б.Фикс. Ионная проводимость в металлах и полупроводниках (электроперенос). М., изд. Наука, 1969 г