

Л. В. Келдыш. Электронно-дырочные капли в полупроводниках

При достаточно низких температурах неравновесные электроны и дырки, введенные в чистый полупроводник, связываются в экситоны—системы, подобные позитронию, но отличающиеся от него макроскопически большими боровскими радиусами ($a_0 \sim 10^{-6}$ см) и очень малыми энергиями связи ($\epsilon_0 \sim 10^{-2}$ эв).

Такое изменение масштабов длины и энергии в системе, связанной кулоновскими силами, обусловлено уменьшением кулоновского взаимодействия из-за больших

диэлектрических проницаемостей полупроводников $\kappa \geq 10$ и малыми эффективными массами электронов и дырок $m \sim 0,1m_0$ (m_0 — масса свободного электрона). Подстановка этих значений в известные формулы Бора для энергии связи и радиуса водородоподобного атома

$$\varepsilon_0 = e^4 m / 2 \kappa^2 \hbar^2, \quad a_0 = \kappa \hbar^2 / m e^2$$

приводит к указанным выше оценкам. Увеличение масштаба длин на два порядка и уменьшение масштаба энергий на три порядка по сравнению с масштабами длины и энергии в обычных веществах характерно и для всех рассматриваемых ниже явлений в системе электронов и дырок в полупроводнике. В частности, критерий высокой плотности экситонов, при которой существенную роль начинает играть взаимодействие между ними, соответствует, очевидно, концентрациям $n_0 \sim a_0^{-3} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а область температур, в которой все эти явления должны наблюдаться, $kT \lesssim 0,1 \varepsilon_0$, т. е. $T \lesssim 10^\circ \text{ К}$.

Если концентрация экситонов достаточно велика, взаимодействие между ними может привести к «сжижению» экситонного газа¹, т. е. к образованию относительно плотной электронно-дырочной фазы, в которой все частицы связаны силами взаимного притяжения и среднее расстояние между ними порядка a_0 , а концентрация их $n_0 \sim a_0^{-3} \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эта фаза отличается от обычной электронно-дырочной плазмы в полупроводниках так же, как жидкие металлы (например, ртуть) отличаются от электронно-ионной плазмы: она удерживается внутренними силами и имеет вполне определенную равновесную плотность n_0 . Она не растекается диффузионно по всему образцу, а занимает лишь ту часть его объема, которую может равномерно заполнить с плотностью n_0 при заданном полном числе введенных в образец электронов и дырок. Переход от газа свободных экситонов к электронно-дырочной «жидкости» должен обладать многими характерными чертами фазового перехода I рода. В частности, при достижении средней концентрации экситонов в образце некоторого, зависящего от температуры T значения $n_c(T)$ ($n_c(T) \ll n_0$ при достаточно низких температурах), должно происходить расслоение системы на две фазы: области, заполненные жидкой фазой — «каплями» — с плотностью n_0 , и области, заполненные газом экситонов с гораздо меньшей плотностью. С дальнейшим увеличением числа вводимых в образец электронов и дырок растет объем, занимаемый жидкой фазой, но ее плотность n_0 не меняется до тех пор, пока не заполнит весь образец. Строгое теоретическое исследование свойств жидкой фазы наталкивается на значительные трудности, однако основные ее свойства могут быть предсказаны из общих соображений. Отсутствие в ней тяжелых ионов делает невозможным в такой фазе какое-либо пространственное упорядочение типа кристаллизации при любых температурах, поскольку амплитуды нулевых колебаний частиц должны быть порядка a_0 , т. е. среднего расстояния между частицами. По той же причине кажется мало вероятным, чтобы такая жидкая фаза могла состоять из экситонных молекул — биэкситонов. Большие нулевые колебания и малая энергия связи биэкситона должны привести к интенсивному взаимодействию между частицами с соседями, сильному электронному обмену и, как следствие, к коллективизации всех электронов и дырок. Поэтому, скорее всего, рассматриваемая фаза должна быть подобна жидкому металлу.

Электронно-дырочные капли в чистых полупроводниках должны обладать весьма высокой подвижностью, так как рассеяние электронов и дырок на фононах, и так достаточно малое при низких температурах, еще существенно подавляется наличием в капле фермиевского вырождения, а плотность эффективной массы в капле очень мала. Поэтому такие внешние воздействия, как неоднородные деформации или неоднородное магнитное поле, сравнительно легко могут ускорять капли до скоростей порядка скорости звука. Превышение капель этой скорости кажется мало вероятным из-за когерентного излучения фононов. Однако уже этих скоростей достаточно для перемещения капли за время жизни неравновесных электронов и дырок на расстояния порядка сантиметров.

У электронно-дырочной жидкости возможно возникновение свойств типа сверхтекучести или сверхпроводимости. В специальном случае, когда эффективные массы электронов и дырок почти изотропны, может быть доказано², что при понижении температуры возникает коллективное связывание электронов с дырками, приводящее к переходу жидкости в диэлектрическое сверхтекучее состояние. При наличии заметной анизотропии вопрос о возможности такого перехода остается открытым. Для возникновения сверхпроводимости необходимо притяжение электронов к электронам (или дырок к дыркам). Теоретически не удается надежно доказать или отвергнуть существование такого притяжения. Качественно оно кажется возможным следствием взаимодействия двух электронов с одной дыркой (или двумя) или с колебаниями плотности жидкости («фононами»).

Наконец, следует отметить, что теоретически нельзя исключить еще одну возможность поведения системы экситонов при увеличении концентрации, альтернативную по отношению к описанной выше. Если обменное отталкивание биэкситонов преобладает над вандерваальсовым притяжением и если энергия связи на одну частицу

в биэкситоне больше, чем в жидкой фазе, то возможно существование при низких температурах бозе-конденсированного сверхтекучего газа биэкситонов⁴, энергия связи которых лишь постепенно с ростом концентрации стремится к нулю⁵. Даже если связь в биэкситонах слабее, чем в жидкости, но на расстояниях больше a_0 между ними преобладает отталкивание, возможно существование бозе-конденсата биэкситонов как некоторой метастабильной фазы. Для «атомарных» экситонов такое поведение невозможно из-за преобладания сил притяжения.

До последнего времени изложенные соображения о «сжижении» экситонов^{1, 2} оставались в значительной мере гипотетическими. Была обнаружена «металлизация» экситонов⁶, но характер этого перехода оставался неясным. За последние полгода появился, однако, целый ряд экспериментальных работ, результаты которых интерпретируются их авторами как обнаружение капель электронно-дырочной жидкости в таких полупроводниках, как германий и кремний.

В работе⁷ исследовалось поглощение света в чистом германии в экситонных линиях (в области так называемого прямого экситона) при гелиевых температурах, в зависимости от числа введенных в образец электронно-дырочных пар. Анализируя свои результаты, авторы⁷ приходят к выводу, что в области концентраций $\bar{n} \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (\bar{n} здесь и ниже означает концентрацию электронов и дырок, усредненную по объему без учета возможного расслоения на фазы) образец разбивается на области, в которых экситонное поглощение практически не изменяется, и области, в которых экситонная линия полностью исчезает за счет экранирования кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой появившимися в этих областях свободными зарядами («металлические» области). Оценка равновесной концентрации n_0 в каплях жидкой металлической фазы, по данным⁷, дает $n_0 \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В работе⁸ показано, что в спектре рекомбинационного излучения электронно-дырочных пар в германии при низких температурах $T \lesssim 4,2^\circ \text{K}$ наряду с обычной линией излучения свободных экситонов после достижения некоторой критической концентрации электронов и дырок появляется новая линия, соответствующая меньшим энергиям излучаемого при рекомбинации фотона, т. е. большим энергиям связи электронов и дырок. При дальнейшем росте концентрации или понижении температуры эта линия быстро становится доминирующей в спектре излучения. Положение и форма этой линии, а также ее практически полная независимость от самых различных примесей при изменении их концентрации от значений много меньших \bar{n} до много больших \bar{n} , не позволяют приписать это излучение каким-либо известным примесям. В то же время все его характерные особенности, включая концентрационную и температурную зависимости, как показано в⁸, удовлетворительно объясняются, если приписать это излучение рекомбинации электронов и дырок в каплях жидкой фазы рассмотренного выше типа с равновесной концентрацией $n_0 \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Аналогичное излучение в кремнии было наблюдаено в работах^{9, 10}. Дальнейшее подтверждение излагаемой точки зрения было получено в¹¹. Оказалось, что в условиях одноосного сжатия кристалла германия описанная выше линия излучения ведет себя совершенно аномальным образом: в то время как линии свободных экситонов и различные примесные уровни, попадающие в этот интервал энергий, смещаются при деформации почти одинаково (энергии связи не меняются), линия, приписываемая излучению капель, при малых деформациях вдоль оси (111) почти не смещается, так что ее расстояние от экситонной линии (энергия связи) уменьшается в два раза и только после этого при еще больших деформациях начинает смещаться вместе со всеми другими линиями, т. е. дальнейшего уменьшения энергии связи не происходит. Такое поведение энергии связи в металлической жидкой фазе объясняется¹¹ тем, что в германии в силу известных особенностей структуры его электронного спектра деформация вдоль оси (111) уменьшает в четыре раза плотность электронных состояний вблизи дна зоны проводимости. При заданной концентрации электронов n_0 это привело бы к росту энергии Ферми и давления электронного газа, т. е. для сохранения равновесия n_0 , а вместе с ним и энергия связи на одну частицу должны уменьшиться (капля «расширяется»). Если деформации были неоднородны по образцу, то наблюдался ряд новых аномалий, в частности катастрофическое (на два порядка) падение интенсивности излучения в описываемой линии. Эти аномалии могут быть истолкованы как косвенное указание на ускорение капель градиентами деформации (энергия капли зависит от деформаций). Падение интенсивности излучения при этом объясняется тем, что зародыши капель жидкой фазы, не успевая дорасти до равновесного объема, определяемого \bar{n} и T , уходят из области, где созданы неравновесные электроны и дырки и где, следовательно, капли могут расти. Наконец, в¹² было показано, что при тех самых условиях (\bar{n} и T), при которых появляется линия рекомбинационного излучения, приписываемая в^{8, 11} каплям электронно-дырочной «жидкости», чистый германий начинает поглощать в далекой инфракрасной области, где до этого он был совершенно прозрачен. Это поглощение в зависимости от длины волны λ , имеет четкий максимум в районе $\lambda \sim 100 \text{ мкм}$, который был интерпретирован как плазменный резонанс в поглощении (или рассеянии) металлическими каплями, линейные размеры которых много меньше длины волны λ . По положению этого резо-

нанса может быть непосредственно оценена концентрация частиц в капле n_0 . Она оказалась также $\approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, в настоящее время имеется целый ряд фактов, удовлетворительно согласующихся с гипотезой о существовании в полупроводниках конденсированной электронно-дырочной фазы. Некоторые из этих фактов могут быть столь же успешно объяснены тем, что при низких температурах экситоны связываются в «молекулы» — биэкситоны⁹. Однако в рамках картины биэкситонов нет пока удовлетворительного объяснения таким фактам, как поглощение в далекой инфракрасной области, аномальное поведение излучения при одноосных деформациях, исчезновение линии поглощения прямого экситона. Поэтому существование капель конденсированной фазы кажется весьма правдоподобным, но окончательно доказать его (или опровергнуть) смогут только дальнейшие эксперименты. Такими доказательными экспериментами могли бы явиться, например, прямые наблюдения движения капель на макроскопические расстояния или рассеяния света на них.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Келдыш, Proc. Intern. Conference on the Phys. of Semiconductors. Moscow, 1968, стр. 1307.
2. Л. В. Келдыш, А. А. Рогачев, Доклад на сессии Отделения общей физики и астрономии АН СССР, сентябрь, 1968 г.
3. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев, ФТТ 6, 2791 (1964).
4. С. А. Москаленко, ФТТ 4, 276 (1962); J. M. Blatt, K. W. Böer. W. Brandt, Phys. Rev. 126, 1691 (1962).
5. Л. В. Келдыш, А. Н. Розлов, ЖЭТФ 54, 978 (1968).
6. В. М. Аснин, А. А. Рогачев, С. М. Рывкин, ФТП 1, 1740 (1967); Письма ЖЭТФ 7, 464 (1968).
7. В. М. Аснин, А. А. Рогачев, Письма ЖЭТФ 9, 415 (1969).
8. Я. Е. Покровский, К. И. Свиистунова, Письма ЖЭТФ 9, 436 (1969).
9. I. R. Napes, Phys. Rev. Lett. 17, 86 (1966).
10. С. М. Рывкин, А. А. Ярошевский, ФТП 8 (1969).
11. В. С. Багаев, Т. И. Галкина, О. В. Гоголин, Л. В. Келдыш, Письма ЖЭТФ 10, 309 (1969).
12. В. С. Вавилов, В. А. Заяц, В. Н. Мурзин, Письма ЖЭТФ 10, 304 (1969).