Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 463—467 (1975)

РАСПАД ЭКСИТОНА НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ ТОЛЩИНЫ ТОНКОЙ КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКИ

А. А. КИРАКОСЯН, Р. ШЁПКЕ

Получено выражение для вероятности распада экситона большого радиуса на неоднородностях толщины тонкой полупроводниковой пленки в условиях проявления квантового размерного эффекта. Приведены численные оценки для вероятности распада в пленке JnSh при определенном выборе корреляционной функции.

Исследование процесса распада экситона представляет определенный интерес как с теоретической точки зрения, так и в связи с конкретными вопросами экситонной физики. В частности, распад экситона может являться одним из возможных механизмов генерации свободных электронов и дырок в полупроводниках. Процесс распада экситона, взаимодействующего с примесными атомами, а также с фононами, в атомных полупроводниках был исследован в [1—5]. Общая задача распада экситона большого радиуса в массивных образцах в случайном поле рассмотрена в [6].

В настоящей работе рассматривается конкретный механизм распада экситона Мотта в тонкой полупроводниковой пленке в условиях проявления квантового размерного эффекта; в качестве случайного поля выступает совокупность неоднородностей по толщине пленки.

В приближении двух параболических зон с минимумами в центре зоны Бриллюэна уравнение для электронно-дырочной пары запишется в виде [7]

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m_n^*}\nabla^2_{\mathbf{r}_n}-\frac{\hbar^2}{2m_p^*}\nabla^2_{\mathbf{r}_p}-\frac{e^2}{\chi|\mathbf{r}_n-\mathbf{r}_p|}\right\}\psi(\mathbf{r}_n,\mathbf{r}_p)=E\psi(\mathbf{r}_n,\mathbf{r}_p), \tag{1}$$

где m_n^* и m_p^* — эффективные массы электрона и дырки, $\mathbf{r}_n$ и $\mathbf{r}_p$ — их координаты, χ — диэлектрическая проницаемость среды.

Будем считать, что радиус экситонов в среде $r_0>L$, где L — толщина пленки. Это условие выполняется, например, для InSb, где $r_0\simeq10^{-5}$ *см*, а размерное квантование наблюдается при $L\lesssim3\cdot10^{-6}$ *см* [8]. При этом входящее в (1) расстояние между электроном и дыркой можно заменить их расстоянием в плоскости пленки $|\boldsymbol{\rho}_n-\boldsymbol{\rho}_p|$, вследствие чего (1) распадется на три независимых уравнения, описывающих движение электронно-дырочной пары в плоскости пленки и свободное движение электрона и дырки по оси z, перпендикулярной к плоскости пленки.

После перехода к новым переменным

$$\mathbf{r}=\boldsymbol{\rho}_n-\boldsymbol{\rho}_p,\quad \mathbf{R}=\frac{m_n\boldsymbol{\rho}_n+m_p\boldsymbol{\rho}_p}{m_n+m_p}, \tag{2}$$

где m_n и m_p — эффективные массы электрона и дырки в плоскости пленки, $M=m_n+m_p$, полную волновую функцию и энергетический спектр экситона, находящегося в основном состоянии, можно записать в виде [9]

$$\psi_0=\frac{2}{L}\sin\frac{\pi}{L}Z_n\sin\frac{\pi}{L}Z_p\frac{1}{\sqrt{S}}\exp\left(-i\mathbf{k}_0\mathbf{R}\right)\frac{4}{r_0\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\frac{2r}{r_0}\right), \quad (3)$$

$$E_0=\frac{\hbar^2}{2m_{n\perp}}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2+\frac{\hbar^2}{2m_{p\perp}}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2+\frac{\hbar^2\mathbf{k}_0^2}{2M}-2\varepsilon_0. \quad (4)$$

Здесь $m_{n\perp}$ и $m_{p\perp}$ — поперечные эффективные массы электрона и дырки, S — площадь пленки, $\mathbf{k}_0$ — волновой вектор экситона, ε_0 — экситонная постоянная Ридберга в среде [7].

В дальнейшем взаимодействием между электроном и дыркой после распада экситона будем пренебрегать. Тогда волновую функцию и спектр энергии электрона и дырки в конечном состоянии можно представить в виде

$$\psi_n=\left(\frac{2}{L}\right)^{1/2}\sin\frac{\pi}{L}Z_n\frac{1}{2\pi\sqrt{S}}\exp\left[-i\mathbf{k}_n\left(\mathbf{R}+\frac{m_p}{M}\mathbf{r}\right)\right], \quad (5)$$

$$\psi_p=\left(\frac{2}{L}\right)^{1/2}\sin\frac{\pi}{L}Z_p\frac{1}{2\pi\sqrt{S}}\exp\left[-i\mathbf{k}_p\left(\mathbf{R}-\frac{m_n}{M}\mathbf{r}\right)\right], \quad (6)$$

$$E_n=\frac{\hbar^2}{2m_{n\perp}}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2+\frac{\hbar^2\mathbf{k}_n^2}{2m_n},\ E_p=\frac{\hbar^2}{2m_{p\perp}}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2+\frac{\hbar^2\mathbf{k}_p^2}{2m_p}, \quad (7)$$

где $\mathbf{k}_n$ и $\mathbf{k}_p$ — волновые векторы электрона и дырки после распада экситона.

Приведенные в (7) выражения для спектра энергии соответствуют случаю пленки с идеально гладкими поверхностями, т. е. решению невозмущенной задачи. Неоднородность пленочной толщины учтем введением потенциала возмущения

$$V=-\frac{\hbar^2\pi^2}{L^3\sqrt{S}}\sum_{\mathbf{k}}[\Delta_1(\mathbf{k})-\Delta_2(\mathbf{k})]\left[\frac{1}{m_{n\perp}}\exp\left(-i\frac{m_p}{M}\mathbf{kr}-i\mathbf{kR}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{m_{p\perp}}\exp\left(i\frac{m_n}{M}\mathbf{kr}-i\mathbf{kR}\right)\right], \quad (8)$$

где $\Delta_1(\mathbf{k})$ и $\Delta_2(\mathbf{k})$ — фурье-образы случайных неоднородностей толщин $\Delta_1(\mathbf{r})$ и $\Delta_2(\mathbf{r})$ [6]. Выражение (8) получено при условии $|\Delta_{1,2}/L|\ll 1$, что является одним из условий проявления КРЭ [10].

Вероятность перехода в единицу времени пропорциональна квадрату модуля соответствующего матричного элемента возмущения

$$P=\frac{2\pi}{\hbar}|M|^2\delta(E_f-E_i), \quad (9)$$

где E_f и E^i — энергия конечного и начального состояний, δ-функция обеспечивает сохранение энергии системы в процессе перехода. Из законов сохранения энергии и импульса получаются ограничения на области изменения $|\mathbf{k}|$ и $|\mathbf{k}_0|$

$$k_1\leqslant k\leqslant k_2,$$

где

$$k_{1,2}=k_0\mp\sqrt{k_0^2-\frac{M}{\mu r_0^2}(4+\beta^2r_0^2)},\quad k_0\geqslant\frac{1}{r_0}\sqrt{\frac{M}{\mu}(4+\beta^2r_0^2)}, \quad (10)$$

$$\beta = \frac{1}{M}(m_p \mathbf{k}_n - m_n \mathbf{k}_p), \quad \frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p}. \tag{11}$$

Для получения окончательного выражения для вероятности распада следует усреднить (9) по направлению начальной скорости экситона и по случайному полю. Кроме того, считая, что совокупность экситонов в пленке представляет собой двумерный идеальный газ с максвелловским распределением скоростей, следует произвести также усреднение по начальным скоростям экситонов с двумерной функцией распределения

$$f(v) = \frac{M}{2\pi T} v \exp\left(-\frac{Mv^2}{2T}\right), \tag{12}$$

где T — температура в энергетических единицах.

После несложных, но достаточно длинных вычислений для усредненной вероятности распада в единицу времени получим следующее выражение:

$$W = \frac{2\pi^5 \hbar r_0 T}{L^6 \varepsilon_0 (m_n + m_p)^2} \left(\frac{m_n^{3/2}}{m_{n\perp}} + \frac{m_p^{3/2}}{m_{p\perp}}\right)^2 \exp\left(-\frac{2\varepsilon_0}{T}\right) \times$$
$$\times \int_0^\infty \eta \psi_1(\eta r_0) J_0\left(2\eta \sqrt{\frac{M}{\mu}}\right) d\eta, \tag{13}$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя действительного аргумента, $\eta = \frac{1}{r_0}|\rho_1 - \rho_2|$,

$$\psi_1(\eta r_0) = \langle \Delta(\rho_1) \Delta(\rho_2) \rangle \tag{14}$$

есть корреляционная функция поверхностных неоднородностей [12]. При получении (13) было сделано предположение, основанное на том, что основной вклад в вероятность распада дают экситоны, кинетическая энергия которых порядка минимальной энергии, разрешающей распад. Число экситонов с бо́льшей кинетической энергией экспоненциально мало, поэтому их вкладом в полную вероятность распада было пренебрежено.

Для конкретных вычислений необходимо задать явный вид корреляционной функции $\psi_1(\eta r_0)$, определенной согласно (14). Предположим, что ее можно представить в виде (см. [6])

$$\psi_1(\eta r_0) = \psi_0 F(\eta), \tag{15}$$

где

$$\psi_0 = \langle \Delta_1(\rho) \Delta_1(\rho) \rangle, \tag{16}$$

а $F(\eta)$ обладает следующими физически очевидными свойствами:

$$F(0) = 1,$$
$$F(\eta) \approx 0 \quad \text{при} \quad \eta > \xi_0 / r_0. \tag{17}$$

Величина ξ_0 — линейный размер области, где корреляционная функция отлична от нуля.

Если в качестве $F(\eta r_0)$, удовлетворяющей (17), взять функцию

$$F(\eta r_0) = \exp\left(-\frac{r_0}{\xi_0}\eta\right),$$

то из (13) для вероятности получим следующее выражение:

$$W = \frac{2\pi^5 \hbar\, r_0^2\, T\gamma^2}{L^4\, \varepsilon_0\, (m_n + m_p)^2\, \xi_0} \left(\frac{m_n^{3/2}}{m_{n\perp}} + \frac{m_p^{3/2}}{m_{p\perp}}\right)^2 \exp\left(-\frac{2\varepsilon_0}{T}\right) \left[\left(\frac{r_0}{\xi_0}\right)^2 + 4\frac{M}{\mu}\right]^{-3/2}, \tag{18}$$

где $\gamma = (\psi_0/L^2)^{1/2}$ — малый параметр работы [12].

Приведем результаты ориентировочных численных оценок для $InSb$. Предполагая, что

$$\frac{m_p}{m_n} \sim \frac{m_p^*}{m_n^*} \simeq 46, \quad \frac{m_n}{m_{n\perp}} \sim \frac{m_p}{m_{p\perp}} \sim 1. \quad r_0 \sim 3\xi_0, \quad \gamma \sim 0{,}1,$$

$$\frac{m_n}{m_0} \simeq 0{,}0013, \quad \varepsilon_0 \simeq 7\cdot 10^{-4}\ \textit{эв}, \quad r_0 \simeq 6\cdot 10^{-6}\ \textit{см}, \quad L \simeq 3\cdot 10^{-6}\ \textit{см},$$

из (18) для вероятности распада получим

$$W \simeq 9\cdot 10^7\, T \exp\left(-\frac{15}{T}\right) \ (T \text{ — в градусах}).$$

При $T \simeq 10°$К имеем

$$W \simeq 2\cdot 10^8\ \textit{сек}^{-1}.$$

В заключение выражаем благодарность Э. М. Казаряну за обсуждение полученных в работе результатов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 16.XI.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Г. Самойлович, В. М. Кондратенко.* ЖЭТФ, 31, 596 (1956).
2. *А. А. Липник,* ЖТФ, 27, 2774 (1957).
3. *А. А. Липник.* ФТТ, 1, 726 (1959).
4. *А. А. Липник.* ФТТ, 11, 2644 (1960).
5. *А. А. Липник.* ФТТ, 12, 2322 (1961).
6. *В. Л. Бонч-Бруевич, В. Д. Искра.* ФТП, 10, 1948 (1971).
7. *Р. Нокс.* Теория экситонов, Изд. Мир, М., 1966.
8. *О. Н. Филатов, И. А. Карпович.* ФТТ, 11, 1637 (1969).
9. *Р. Л. Энфиаджян.* Кандидатская диссертация, Ереван, 1973.
10. *В. Я. Демиховский, Б. А. Тавгер.* Радиотехника и электроника, 11, 1147 (1966).
11. *Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш.* Специальные функции, Изд. Наука, М., 1964.
12. *Э. М. Казарян, А. А. Киракосян.* Препринт ЕГУ, 72—05, Ереван, 1973.

ԷՔՍԻՏՈՆԻ ՏՐՈՀՈՒՄԸ ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Ռ. ՇԵՊԿԵ

Ստացված է մեծ շառավիղով էքսիտոնի՝ կիսահաղորդչային բարակ թաղանթի հաստության անհամասեռությունների վրա տրոհման հավանականության համար արտահայտություն

քվանտային չափային էֆեկտների առկայության դեպքում։ Որոշակի կոռելյացիոն ֆունկցիայի դեպքում բերված են տրոհման հավանականության թվային գնահատումները InSb *թաղանթի համար։*

THE EXCITON DECAY ON THE THICKNESS INHOMOGENEITIES OF A SEMICONDUCTOR QUANTIZED THIN FILM

A. A. KIRAKOSSYAN, R. SHÖPKE

The expression for the probability of the decay of large-radius exciton on the inhomogeneities of thickness under the condition of quantum-dimensional-effect in thin semiconductor films is obtained. The numerical estimates for the probability of the decay in InSb film are given at the definite choice of correlation function.