УДК 621.373.826.038.825.4 ***Физика***

АЛ. Г. АЛЕКСАНЯН

О МАТРИЧНОМ ЭЛЕМЕНТЕ ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА В СИСТЕМАХ С ПОНИЖЕННОЙ РАЗМЕРНОСТЬЮ.

Показано, что матричный элемент дипольного момента проявляет зависимость от размерности электронно-дырочной системы.

Процесс технологий за последние несколько лет сделал возможным получение структур, размер которых составляют несколько нанометров [1]. По мере продвижения в нанометровы-*6й диапазон, существенно модифицируются физические свойства лежащие в основе функционирования приборов.

Известно, что вероятность оптических переходов, определяющая оптические константы, пропорциональна квадрату матричного элемента дипольного момента. В связи с этим весьма интересно проанализировать его поведение в зависимости от размерности системы.

Обычно для прямозонных полупроводников, матричный элемент дипольного момента определяется правилом к-отбора [2], которое требует равенство волнового вектора в начальном и конечном состояниях, т. е.

$$\vec{R}_{eh} = \vec{R}_0 \delta_{\vec{k}_e \vec{k}_h}, \quad R_0 = e \int_{\Omega_0} U_e^* \vec{r}\, U_h d\vec{r}, \tag{1}$$

где Ω_0 -объем элементарной ячейки, U-модулирующий множитель Блоха.

По мере понижения размерности, (1) в соответствии с выбором огибающих, может принимать следующий вид для:

$$KPC : \vec{R}_{eh} = \vec{R}_0 \delta_{\vec{k}_e^p \vec{k}_h^p} \delta_{nn'} \tag{2a}$$

$$KH : \vec{R}_{eh} = \vec{R}_0 \delta_{\vec{k}_e^z \vec{k}_h^z} \delta_{ee'} \delta_{nn'} \tag{2b}$$

$$KT : \vec{R}_{eh} = \vec{R}_0 \delta_{nn'} \delta_{ee'} \delta_{mm'} \tag{2c}$$

С другой стороны из соотношения

$$\int \Psi_n^* \vec{p} \Psi_m d\vec{r} = i \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_n}{\hbar} m \int \Psi_m^* \vec{p} \Psi_n d\vec{r} \tag{3}$$

с учетом (1) видно, что вектор $\vec{R}_{eh}$ вращается в плоскости перпендикулярной волновому вектору

$$\vec{k} = \frac{1}{\hbar}\int \Psi_n^* \vec{p}\Psi_m d\vec{r}$$

Определим положение вектора $\vec{k}$ в k-пространстве углами Θ и φ

$\left(\cos\Theta = \frac{k_y}{|\vec{k}|}; \sin\varphi = \frac{k_x}{|\vec{k}_p|}; \cos\varphi = \frac{k_z}{|\vec{k}_p|}\right)$, тогда для проекций вектора $\vec{R}_{eh}$ имеем:

$$R_x = R_0 \sin\Theta$$
$$R_y = R_0(\cos\Theta\cos\varphi + i\cos\varphi) \quad (4)$$
$$R_z = R_0(\cos\Theta\cos\varphi - i\sin\varphi)$$

В планарном волноводе, образованного гетероструктурой, могут возбуждаться два типа колебания [3]:

$$TE(E_x \neq 0, E_z = E_y = 0) \text{ и } TM(E_y = 0, E_z < E_x \neq 0).$$

Для примера рассмотрим TE моду. Если волноводный слой представлен объемным полупроводником, то волновой вектор $\vec{k}$ хорошо определен во всех направлениях. Среднее квадрата проекции $\vec{R}$ в любом из фиксированных направлениях поля $\vec{E}$ можно получить прямым интегрированием по всем направлениям, в результате получится $\overline{R}^2 = \frac{2}{3}R_0^2$, если волна не поляризована, очевидно $\overline{R}^2 = \frac{1}{3}R_0^2$.

Далее при понижении размерности вектор $\vec{k}$ принимает в соответствующих направлениях дискретные значения. Если это квантовый слой и это k_y, тогда усреднение надо проводить в плоскости (k_x, k_y). В результате имеем:

$$\overline{R}^2 kc = \frac{R_0^2}{2}(1 + \cos^2\Theta)$$

Т.к. для изотропной и параболической зоны

$$\cos^2\Theta = \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_n + \varepsilon(k_x, k_z)}, \text{ то } \overline{R}^2 kc = \frac{R_0^2}{2}\left(1 + \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_n + \varepsilon(k_x k_z)}\right) \quad (5)$$

Учитывая, что $\sin^2\varphi = \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x + \varepsilon_z}, \cos^2\varphi = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_x + \varepsilon_z}$ для квантовой нити и квантовой точки соответственно получим:

$$\overline{R}^2{}_{KH} = R_0^2\left(\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_n + \varepsilon_1 + \varepsilon_z}\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_z} + \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_1 + \varepsilon_z}\right), \varepsilon = \varepsilon_n + \varepsilon_1 + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (6)$$

$$\overline{R}^2_{KT} = R_0^2\left(\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_n+\varepsilon_1+\varepsilon_m} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1+\varepsilon_m} + \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_1+\varepsilon_m}\right), \varepsilon = \varepsilon_n+\varepsilon_1+\varepsilon_m \quad (7)$$

Для частного случая, когда сечение нити квадратное, а форма КТ кубическая, на краях подзон имеем

$$\overline{R}^2_{KC} = R_0^2, \overline{R}^2_{KH} = \frac{1}{2}R_0^2, \overline{R}^2_{KT} = \frac{2}{3}R_0^2$$

Однако при a<<b, d (a, b и d размеры КТ, для КН a и b поперечные размеры, а в случае КС a-толщина слоя) из (5) –(7) видно, что

$$\overline{R}^2_{KC} = \overline{R}^2_{KH} = \overline{R}^2_{KT} \approx R_0^2$$

Таким образом вследствии пространственной анизотропии ограничивающего потенциала, наблюдается некоторый рост матричного элемента дипольного момента.

Физика подобного поведения связана с медленностью движения системы в соответственных направлениях. В этом случае поведение системы приближается к одномерному.

Ֆիզիկայի ամբիոն

ЛИТЕРАТУРА

1. Siegel R. W., Phys. Taday, 46 (10) 64 (1993).
2. Б. Ридли, Квантовые процессы в полупроводниках. М. "Мир"1986 г.
3. "Интегральная оптика" под ред. Т. Тамира. М."Мир" 1978 г. с. 59-67.

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ

ԻՋԵՑՎԱԾ ՉԱՓԱՅՆՈՒԹՅԱՄԲ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ԴԻՊՈԼԱՅԻՆ ՄՈՄԵՆՏԻ ՄԱՏՐԻՑԱՅԻՆ ՏԱՐՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Ցույց է տրված, որ դիպոլային մոմենտի մատրիցային էլեմենտը ցուցաբերում է էլեկտրոն-խոռ համակարգի չափողականությունից կախվածություն:

AL. G. ALEXANIAN

ON MATRIX ELEMENT OF THE DIPOLE MOMENT IN LOW DIMENSIONAL SYSTEMS

Summary

It is shown that the matrix element of the dipole moment demonstrates dependence on dimensional electron-hole systems.