МЕТОД ЛИНЕЙНО-ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМА ОДНОФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В ТЕЛЛУРЕ ДЫРОЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Наргизахон Зокиржон кизи Мамадалиева
PhD, доцент кафедры “Физика и астрономии” КГПИ

АННОТАЦИЯ

Рассчитаны спектральная и температурная зависимость коэффициента однофотонного поглощения поляризованного излучения и исследован линейно-циркулярный дихроизм в теллуре дырочной проводимости. При этом учтено когерентное насыщение конечного состояния дырок.

Ключевые слова: физика, масса, линейно-циркулярный**,** дихроизм**.**

LINEAR CIRCULAR DICHROISM METHOD OF ONE-PHOTON ABSORPTION OF POLARIZED LIGHT IN HOLY CONDUCTIVITY TELLURIUM

Nargizakhon Zokirjon kizi Mamadaliyeva
PhD, Associate Professor of Physics and Astronomy, KSPI

ABSTRACT

The spectral and temperature dependences of the single-photon absorption coefficient of polarized radiation are calculated and the linear-circular dichroism in hole conductivity tellurium is investigated. In this case, the coherent saturation of the final state of holes is taken into account.

Key words: physics, mass, linear-circular, dichroism.

ВВЕДЕНИЕ

Нелинейное поглощение света в полупроводнике со вырожденной валентной зоной, обусловленное прямыми оптическими переходами между подзонами тяжелых и легких дырок и зависящее от состояния поляризации излучения исследовано в [1-8]. В этих работах считается, что нелинейность в зависимости коэффициента однофотонного поглощения от интенсивности возникает за счет резонансного насыщения поглощения. Это насыщение обусловлено фотоиндуцированным изменением функций распределения легких и тяжелых дырок в области импульсного пространства вблизи поверхности $E_{hh}(\mathrm{k}) - E_{hl}(\mathrm{k}) - \mathrm{h}w = 0$, соответствующей условию резонанса. Здесь

$E_{hh}(\vec{k})\left(E_{hl}(\vec{k})\right)$-энергетический спектр тяжелых (легких) дырок, w-частота света.

LITERATURE REVIEW

В [8] исследован многофотонный линейно-циркулярный дихроизм (ЛЦД) в p-Ge в режиме развитой нелинейности, когда в поглощение вносят сопоставимый вклад n-фотонные процессы с $n = (1ё\ 5)$. В [9] исследован четырехфотонные процессы в полупроводниках, обусловленные оптическими переходами между подзонами валентной зоны. Однако однофотонный линейно-циркулярный дихроизм в теллуре дырочной проводимости остался открытым, к чему посвящена данная статья.

Здесь мы рассмотрим однофотонный линейно-циркулярный дихроизм поглощения поляризованного излучения с учетом эффекта когерентного насыщения [3,4] в теллуре дырочной проводимости, обусловленный прямыми оптическими переходами между подзонами валентной зоны. При этом считаем, что энергия фотона $\hbar w$ удовлетворяет неравенства $\hbar w << E_g, \Delta_{co}$, где E_g - ширина запрещенной зоны, Δ_{co} - спин-орбитальное расщепление валентной зоны.

В силу малости волнового вектора фотона по сравнению с волновым вектором электрона (дырки), образовавшего в результате поглощения, при расчете коэффициента поглощения света можно считать $|\vec{q}| << |\vec{k}|$ и положить $|\vec{q}| = 0$, где $\vec{q}(\vec{k})$-волновой вектор фотона (дырок).

Тогда следуя по [3] коэффициент однофотонного поглощения можно записать в виде

$$K(w,T) = \frac{2p}{\hbar}\frac{\hbar w}{I}\sum_{\vec{k}}\left(f_{1\vec{k}} - f_{2\vec{k}}\right)\left|M_{2\vec{k};1\vec{k}}(\vec{k})\right|^2 d\left(E_{2\vec{k}} - E_{1\vec{k}} - \hbar w\right), \quad (1)$$

где $M_{m;m'}(\vec{k})$- матричный элемент оптического перехода из состояния $\left|m\vec{k}\right\rangle$ в $\left|m'\vec{k}\right\rangle$, $I = \frac{n_w w^2 A_0^2}{2pc}$- интенсивность света, $E_{l\vec{k}}$-энергетический спектр дырок в подзоне l (для p-Te $l = M_1, M_2$), $f_{l\vec{k}}$ - их неравновесная функция распределения при однофотонном поглощении света, n_w- коэффициент преломления света на частоте w. Остальные величины общеизвестные.

Поскольку матричный элемент оператора импульса определяется гамильтонианом носителей тока, который имеет вид [10]

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \sum_{\alpha} A_{\alpha}\sigma_{\alpha} \quad , \qquad (2)$$

где $\sigma_{\alpha}(\alpha = x, y, z)$ - матрицы Паули.

$$\hat{H}_0 = Ak_{\perp}^2 + Bk_z^2 + C\left(k_+^3 + k_-^3\right) + i\bar{\gamma}k_z\left(k_+^3 + k_-^3\right),$$

$$A_x = \Delta_2 + C'\left(k_+^3 + k_-^3\right) - \eta_{\perp}k_{\perp}^2 - \eta_{\parallel}^i k_z^2 + i\gamma' k_z\left(k_+^3 - k_-^3\right), \quad (3)\ A_y = \delta''\left(k_+^3 - k_-^3\right) + \delta'''\left(k_+^3 + k_-^3\right),$$

$A_z = \beta k_z + i\delta'\left(k_+^3 - k_-^3\right) + \delta_0 k_z\left(k_+^3 + k_-^3\right)$. Учитывая влияния оператора инверсии времени на волновые вектор дырок, т.е. $\hat{K}\ k_{\alpha} = -k_{\alpha}$ нетрудно показать, что зонные параметры β, δ', C', A, B, $\bar{\gamma}$, δ''' не меняют знаки при переходе от M к M, а δ_0, $\eta_{\perp}$, $\eta_{\parallel}$, γ', C, δ'' – меняют ($k_{\pm} = k_x \pm ik_y$, $k_{\perp}^2 = |k_{\pm}|^2$, $2\Delta_2$ -спин-орбитальное расщепление валентной зоны в точке M (P) зоны Бриллюэна).

Волновые функции дырок в подзонах (M_1 и M_2) валентной зоны являются суперпозицией состояний с проекцией момента количества движения на ось $Z(m_z = \pm 3/2)$

$$\Psi_{M_1'} = \sum_{m_z = \pm 3/2} C_{m_z}^{(l)} |m_z\rangle, \qquad (4)$$

где $C_{3/2}^{(1)} = C_{-3/2}^{(2)} = C_1 = \sqrt{(1+\eta)/2}$, $\eta = \beta k_z(\Delta_2^2 + \beta^2 k_z^2)^{-1/2}$. Здесь надо иметь ввиду, что выбор коэффициентов C_l $(l = 1,2)$ соответствует $\Delta > 0$, т.е. $C_1 \times C_2 = 2^{-1} \times \Delta_2(\Delta_2^2 + \beta^2 k_z^2)^{-1/2}$ и содержит Δ_2 а не, где индекс “2” надо отнести к верхней дырочной подзоне, а “1” - к нижней. Поэтому, для осуществления перехода от точке M к P зоны Брилюююэна, введем параметр $r = -\Delta_2/|\Delta_2|$ в C_2, т.е. $C_2 = r\sqrt{(1-\eta)/2}$. Поскольку для нижней валентной зоны спектр $E_1 \sim -\sqrt{\Delta_2^2 + \beta^2 k_z^2}$ поэтому знаки C_1 и C_2 должны быть разными.

Согласно (2) энергетический спектр дырок в подзонах M_1 и M_2 описывается формулой:

$$E_{M_{1,2}^{\copyright}} = \lambda_v \pm \left(\Delta_2^2 + \beta^2 k_z^2\right)^{1/2}. \qquad (5)$$

Здесь $\lambda_v = Ak_{\perp}^2 + Bk_z^2$, $A = \hbar^2/(2m_{\perp})$, $B = \hbar^2/(2m_{\parallel})$, $m_{\perp}$ и $m_{\parallel}$ -поперечные и продольные эффективные массы дырок в подзонах M_1 и M_2, равные с обратным знаком эффективным массам электронов, $A = 0.363 \times 10^{-14}\ eV \cdot cm^2$, $B = 0.326 \times 10^{-14}\ eV \cdot cm^2$, $A_x = \Delta = 63.15 \times 10^{-3}\ eV$, $\beta_V^2 = 0.6 \times 10^{-15}\ eV^2 \cdot cm^2$ [10] и не учтены релятивистски малые зонные параметры. Тогда одна из подзон валентной зоны имеет “горба”, глубина которого определяется соотношением

$\varepsilon_{\min} = \Delta - \left(\frac{\beta_V^{\,2}}{4A} + \frac{\Delta^2 A}{\beta_V^{\,2}} \right) = -2.37\ meV$, к чему соответствует волновой вектор: $k_{z,\min} = \pm \frac{1}{\beta_V} \sqrt{\frac{\beta_V^4}{4A^2} - \Delta^2} = \pm 2.16 \cdot 10^6\ cm^{-1}$.

На рис. 1 представлен одномерный энергетический спектр дырок в валентной зоне теллура. Отметим здесь, что если увеличим значения поперечной эффективной массы дырок на 16%, тогда глубина горба увеличивается на 9%.

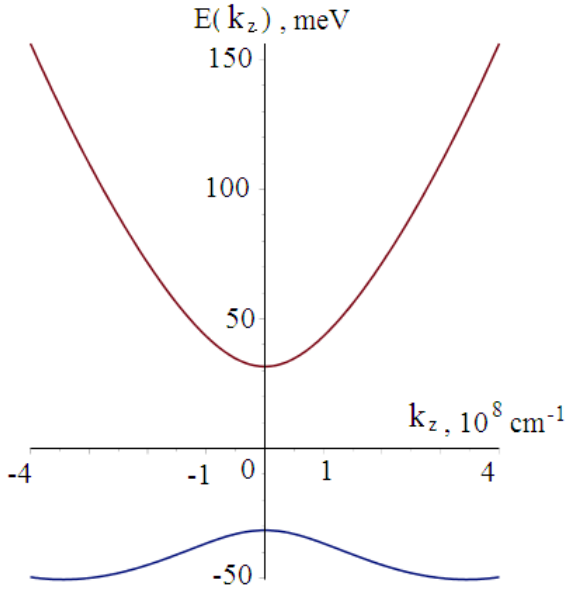


Рис. 1. Одномерный энергетический спектр дырок в валентной зоне теллура.

Тогда матричный элемент оператора импульса $\vec{p}$ имеет вид

$$(\vec{e}\cdot\vec{p})^{(l'l)} = \frac{1}{\hbar}\left\langle M'_{l'}\left|\vec{e}\cdot\frac{\partial\hat{H}(\vec{k})}{\partial\vec{k}}\right|M'_{l}\right\rangle =$$

$$= \frac{1}{\hbar}\left\langle M_{l'}\left|\sum_{\alpha=x,y,z} e_\alpha \cdot \frac{\partial A_1(\vec{k})}{\partial k_\alpha}\right|M_l\right\rangle + \frac{1}{\hbar}\left\langle M_{l'}\left|\sum_{\beta=x,y,z} e_\beta \cdot \frac{\partial}{\partial k_\beta}\sum_{\alpha=x,y,z} A_\alpha \hat{\sigma}_\alpha\right|M_l\right\rangle. \quad (6)$$

с помощью которых, можно классифицировать оптические переходы, где $\vec{e}$ -вектор поляризации света .

ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Далее рассмотрим однофотонное поглощение света и его линейно - циркулярный дихроизм в теллуре. В сферически симметричной аппроксимации в энергетическом спектре носителей тока однофотонное нелинейное по интенсивности поглощение излучения в полупроводниках с вырожденной

зонной структурой, исследован в [2], где показано, что коэффициент поглощения света уменьшается с ростом его интенсивности.

Для однофотонного поглощения поляризованного излучения, обусловленного межподзонными оптическими переходами в случае, когда свет распространяется поперек к главной оси симметрии теллура, т.е. при $\vec{e}=(0,0,e_z)$ (5) принимает вид

$$\vec{e}\vec{p}_{21}=\frac{m_0}{\hbar}e_z r\frac{\beta_V\Delta_2}{\sqrt{\Delta_2^2+\beta_V^2k_z^2}} \qquad (7)$$

Тогда в сферическом приближении, т.е. при

$$E_{M_2',M_1'}(\vec{k})=E_{M_2',M_1'}(k_\perp,k_z)=A_{2,1}k_z^2+B_{2,1}k_\perp^2\pm\Delta_2, \qquad (8)$$

коэффициент однофотонного поглощения света имеет вид

$$K_\parallel(\omega,T)=\frac{2e^2\beta_V^2}{cn_\omega\hbar(A_2-A_1)}\frac{1}{\hbar\omega}\sqrt{\frac{\hbar\omega-2\Delta_2}{(A_2-A_1)}}\exp\left(\frac{E_F}{k_BT}\right)\exp\left(\frac{(3A_1-A_2)\Delta_2}{k_BT(A_2-A_1)}\right)\exp\left(\frac{-A_1\hbar\omega}{k_BT(A_2-A_1)}\right), \qquad (9)$$

где учли, что из закона сохранения энергии $\delta(E_{3\vec{k}}-E_{1\vec{k}}-2\hbar\omega)$ волновой вектор дырок: $k_\omega=\sqrt{\frac{\hbar\omega-2\Delta_2}{(A_2-A_1)}}$.

В горбообразном приближении (см. формулу (5)) имеем

$$K_\parallel(\omega,T)=\frac{e^2}{cn_\omega\hbar}\frac{k_BT}{B}\frac{1}{k_z^{(\omega)}}\cdot e^{\frac{\hbar\omega-A\left(k_z^{(\omega)}\right)^2}{k_BT}}\cdot e^{\frac{E_F}{k_BT}}, \qquad (10)$$

где $k_z^{(\omega)}=\frac{\Delta}{2\beta_V}\sqrt{\left(\frac{\hbar\omega}{\Delta}\right)^2-1}$, E_F – химический потенциал дырок , определяемый соотношением $e^{E_F\beta}=\frac{2\pi^2p\beta\hbar^2}{3m_\perp}S$, p – концентрация дырок,

$$S=\int dk_z\left\{\exp\left[\frac{1}{k_BT}\left(\sqrt{\Delta_2^2+\beta_V^2k_z^2}-\frac{\hbar^2}{2m_\parallel}k_z^2\right)\right]+\exp\left[-\frac{1}{k_BT}\left(\sqrt{\Delta_2^2+\beta_V^2k_z^2}+\frac{\hbar^2}{2m_\parallel}k_z^2\right)\right]\right\}. \qquad (11)$$

На рис.1 представлена температурная зависимость выражения $\exp\left(\frac{E_F}{k_BT}\right)\approx p\cdot\left(\frac{\pi k_BT}{A_2}\right)^{-3/2}\exp\left(-\frac{\Delta_2}{k_BT}\right)$, которая получается из (11) при

$\left(\sqrt{\Delta_2^2+\beta_V^2 k_z^2}-\frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}}k_z^2\right)\rangle\rangle k_B T$ и имеет экстремальное значение при $T\approx 500\,K$, где $A_2=0.363\times10^{-14}\ eV\cdot cm^2$, $p=5\times10^{24}\,m^{-3}$, $\Delta_2=63.15\,meV$.

Коэффициент однофотонного поглощения света в приближении (4) при распространении света поперек к главной оси симметрии теллура, т.е. при $e_z=0, e_x\neq 0, e_y\neq 0$ определяется аналогичным образом.

Далее будем исследовать линейно-циркулярный дихроизм однофотонного поглощения света в *p-Te* с учетом эффекта Раби [11], который для произвольной интенсивности света I, определяется вероятностью межподзонного оптического перехода

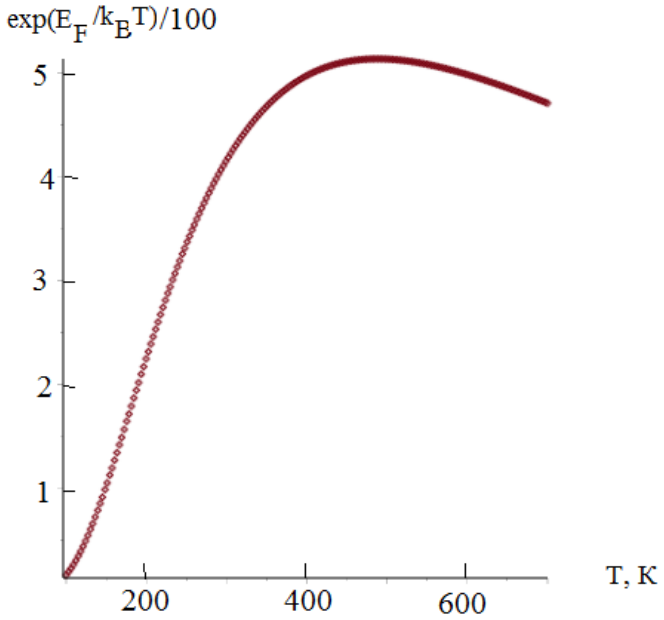


Рис.3. Температурная зависимость величины $\exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right)$.

$$W^{(1)}=\frac{4\pi^2\alpha I}{n_\omega\hbar\omega b^2 k_{zc}}\sum_{\vec{k}} f(E_{1\vec{k}})(1-e^{-\beta\hbar\omega})\frac{|e_z|^2\delta(E_{2\vec{k}}-E_{1\vec{k}}-\hbar\omega)}{\varepsilon(1+I\varphi|e_z|^2/(\varepsilon I_S))^{1/2}}, \qquad (12)$$

где $I_S=\omega^2 T_1 T_2 I_0$, $I_0=\frac{\hbar^3\omega^4 n_\omega}{8\pi\alpha b^2}$, $\varepsilon=(\Delta^2+b^2k_z^2)^{1/2}$, $f(E)$-функция распределения носителей тока с энергией E, α - параметр тонкой структуры ($e^2/\hbar c$), n_ω - коэффициент преломления света среды на частоте ω, T_i - время выхода из резонансной области носителей тока в ветви l [2], b - параметр зоны, который является множителем перед линейной по волновому вектору слагаемой в эффективном гамильтониане (см., например, [11]), $\beta=1/k_B T$, T - температура, k_B - постоянная Больцмана, $b=P$ ($b=P$-зонный параметр перед линейным по

слагаемым в эффективном гамильтониане электронов) и $\varphi = \Delta$ в случае n-GaP [12]; $b = \beta_V$ и $\varphi = \beta_V k_Z$ в случае в теллура. Тогда вероятность однофотонного межподзонного оптического перехода для линейной поляризации имеет следующий вид

$$W_{lin}^{(1)} / W_0^{(1)} = \xi_{lin}(I / I_S), \qquad (13)$$

$$W_{circ}^{(1)} / W_0^{(1)} = \xi_{circ}(I / 2I_S), \qquad (14)$$

где $l = 1, 2;$, $W_0^{(1)} = \frac{\alpha}{n_\omega B}\frac{I}{(\hbar\omega)^2} f(E_\omega)(1 - e^{-\beta\hbar\omega})\frac{b}{\varphi_0}$, $E_\omega = E_{1\vec{k}}(k_\perp = 0, k_Z = k_{ZC})$,

$\varphi_0 = \varphi(k_Z = k_{ZC})$, $2\Delta = E_2(\vec{k} = 0) - E_1(\vec{k} = 0)$ - энергетическая щель между подзонами (валентной зоны теллура и зоны проводимости фосфида галлия) в центре зоны Бриллюэна,

$$\xi_{lin}(\mathrm{x}) = \frac{1}{4x}\left[2\sqrt{1+x} - \frac{1}{\sqrt{x}}\ln\left|\frac{\sqrt{1+x}+\sqrt{x}}{\sqrt{1+x}-\sqrt{x}}\right|\right] \qquad (x = I/I_S), \quad (15)$$

$$\xi_{circ}(\mathrm{y}) = \frac{1}{4y}\left[1 + \frac{y-1}{\sqrt{y}}\arcsin\sqrt{\frac{y}{1+y}}\right] \qquad (y = x/2), \quad (16)$$

представлены на рис.4. Из рис.4 видно, что в области маленькой интенсивности света, когда эффекта Раби возможна пренебречь, вероятности однофотонных оптических переходов не зависят от степени поляризации, но с ростом интенсивности света возникает линейно-циркулярный дихроизм даже при однофотонном поглощении света. Согласно последних соотношений фактор линейно - циркулярного дихроизма $\eta = W_{circ}^{(1)} / W_{lin}^{(1)}$ в пределах большой интенсивности, то есть $I >> I_0$, не зависеть от интенсивности и равен $\pi\sqrt{2}/4 \approx 1.1$ и в частоте $\Delta/\hbar$ однофотонный линейно - циркулярный дихроизм в полупроводниках с "горбообразной" зонной структурой типа *p-Te* и *n-GaP* возникает только при учете эффекта Раби для рассматриваемых оптических переходов.

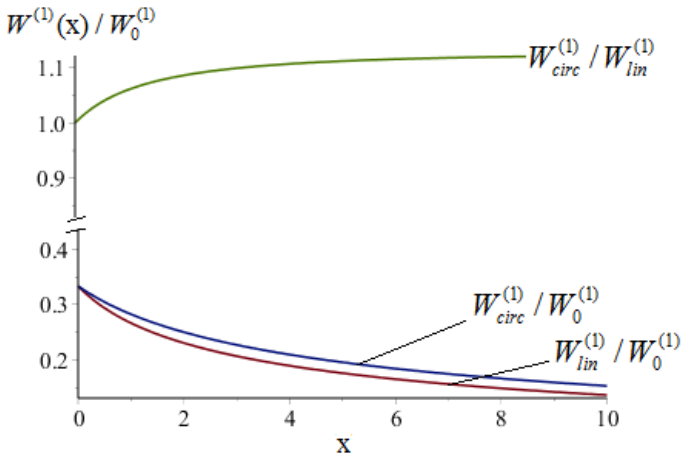


Рис. 4. Зависимость $W^{(1)}/W_0^{(1)}$ от интенсивности возбуждающего света в зависимости от его степени поляризации в *p-Te*.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении отметим, что, что коэффициент поглощения света $K_{\parallel}(\omega,T)$ при фиксированной температуре с ростом частоты возбуждающего света, удовлетворяющей условию $\hbar\omega>\Delta$, проходит через экстремальное значение, определяемое выражением $K_{\parallel,экстр}=K_{\parallel}(\omega_{1,2},T)$, где ω_i-корни следующего кубического уравнения $2\gamma x^3-x^2+\left(\frac{1}{\beta}-2\gamma\right)x+1=0,$

$$x=\frac{\hbar\omega}{\Delta_2},\gamma^{-1}=\varepsilon\frac{m_{\parallel}}{m_0},\quad \varepsilon=\frac{4m_0\beta_V^2}{\hbar^2\Delta_2},\ \omega_{1,2}(I)=\frac{\Delta_2}{3\gamma}\sqrt{4+6\gamma\frac{2\gamma\beta-1}{\beta}},\ \beta=\frac{\Delta_2}{2k_BT}.$$

Более подробно рассмотрим поведение $K_{\parallel}(\omega,T)$ в экспериментально интересной области частот освещения: $\hbar\omega-\Delta<\Delta$. Тогда для больших значений $\varepsilon\left(\varepsilon\rangle\rangle\frac{m_0}{m_{\parallel}}\right)$ и зависимость $K_{\parallel}(\omega,T)$ имеет максимум в точке $\omega^{(1)}=\frac{\Delta_2}{2\beta}\left[1+\sqrt{1+\beta^2}\right]$ и не зависеть от параметров ε и $m_{\parallel}$, а для случая меньших значений $\varepsilon\left(\varepsilon\langle\langle\frac{m_0}{m_{\parallel}}\right)$: $\omega^{(2)}=\frac{\Delta_2}{2}\sqrt{1-\frac{1}{2\gamma\beta}}$. Как видно из последнего соотношения, что для появления максимального значения в спектральной зависимости $K_{\parallel}(\omega,T)$ в случае $\varepsilon\langle\langle\frac{m_0}{m_{\parallel}}$ должна выполняться следующее условие для температуры $T<\frac{\gamma\Delta_2}{k_B}$.

Данная работа частично финансирована грантом ОТ-Ф2-66.

REFERENCES

1. Е.Л.Ивченко. Двухфотонное поглощение света и оптическая ориентация свободных носителей// ФТТ, 14, 3489 (1972).
2. Р.Я. Расулов. Дисс. на соиск. уч. ст. докт. физ.-мат. наук. (С.-П. ФТИ РАН им. акад. Иоффе, 1993). Гл.3. 138 с.
3. С.Д.Ганичев, Е.Л.Ивченко, Р.Я.Расулов, И.Д.Ярошецкий, Б.Я.Авербух. ФТТ, 35, 198 (1993); Р. Я. Расулов. ФТТ, 35, 1107 (1993).
4. Д.А.Паршин, А.Р.Шабаев. ЖЭТФ, 92, 1471 (1987).

5. С.Д.Ганичев, С.А.Емельянов, Е.Л.Ивченко, Е.Ю.Перлин, Я.В.Терентьев, А.В.Федоров, И.Д.Ярошецкий. ЖЭТФ, 91, 729 (1986).
6. Р. Я.Расулов,Г.Х.Хошимов, Х.Холитдинов. ФТП, 30, 274, (1996).
7. Р.Я.Расулов. ФТП, 22, 2077 (1988).
8. Р.Я.Расулов. ФТТ, 35, 1674 (1993).
9. R. Ya. Rasulov, V. R. Rasulov, and I. M. Eshboltaev. Physics of the Solid State, 59, 463 (2017).
10. R.Ya.Rasulov, Yu.E.Salenko, D.Kambarov. Semiconductors. 36, 141, (2002).
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория) Т.III. М.: Физматлит.- 2004, -800 с. ISBN5-9221-0058-2 (Т.III).
12. Расулов В.Р., Коканбаев И.М.., Расулов К.Я., Камбаров Д. Узбекский физический жур¬нал. 4, 141 (2002).
13. Akhmedov, B. A., & Khasanova, S. K. (2020). Public education system methods of distance in education in development of employees. Journal of Innovations in Engineering Research and Technology, 1(1), 252-256.
14. Ахмедов, Б. А. (2020). Математические модели оценки характиристик качества и надежности программного обеспечения. EURASIAN EDUCATION SCIENCE AND INNOVATION JOURNAL, 3(10), 97-100.
15. Гулбоев, Н. А., Дуйсенов, Н. Э., Ахмедов, Б. А., & Рахманова, Г. С. (2020). Модели систем управления электрическими сетями. Молодой ученый, 22(312), 105-107.
16. Мухамедов, Ғ. И., & Ахмедов, Б. А. (2020). Инновацион “Klaster mobile” иловаси. Academic Research in Educational Sciences, 1 (3), 140-145.
17. Ахмедов, Б. А. (2020). О развитии навыков интерактивных онлайн-курсов в дистанционных условиях современного общества (модель-программа для преподавателей образовательных учреждений). Universum: технические науки, 12(18).