Образовательный семинар аспирантов и студентов

СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

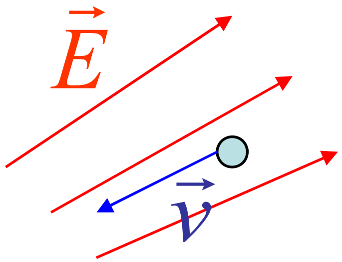
Криштопенко С.С. *Аспирант 1-го года ИФМ РАН*

2 апреля, ИФМ РАН, 2009

План семинара:

Природа спин-орбитального взаимодействия

Квазиклассика



$\vec{B} = \frac{1}{c}\left[\vec{v}\times\vec{E}\right]$ **- в с.о., где электрон покоится**

$\hat{\vec{\mu}} = g\mu_B\hat{\vec{s}}$ **- "собственный" магнитный момент электрона**

$$\hat{H}_{SO} = -\hat{\vec{\mu}}\cdot\vec{B} = -\frac{\hbar}{2m_0c^2}\vec{\sigma}\cdot\left[\vec{v}\times|e|\vec{E}\right] = -\frac{\hbar^2}{2m_0^2c^2}\vec{\sigma}\cdot\left[\vec{k}\times\nabla U\right]$$

$\nabla U = -|e|\vec{E}$ **, где *U* - потенциальная энергия электрона**

$\vec{v} = \frac{\hbar\vec{k}}{m_0}$ **- скорость электрона**

$\mu_B = \frac{|e|\hbar}{2m_0c}$ **- магнетон Бора**

$$\cancel{\hat{H}_{SO} = -\frac{\hbar^2}{2m_0^2c^2}\vec{\sigma}\cdot\left[\vec{k}\times\nabla U\right]} \Rightarrow \boxed{\hat{H}_{SO} = -\frac{\hbar^2}{4m_0^2c^2}\vec{\sigma}\cdot\left[\vec{k}\times\nabla U\right]}$$

Учёт только магнитного поля, возникающего при переходе в собственную систему отсчёта, не позволяет правильно определить величину спин-орбитального взаимодействия

Природа спин-орбитального взаимодействия

Нерелятивистский переход

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\left(c\alpha\cdot\left(\vec{p}-\frac{e}{c}\vec{A}\right)+\beta\cdot m_0c^2+U\right)\Psi$$

уравнение Дирака для релятивистского электрона

где $\alpha=\begin{pmatrix}0 & \sigma_i\\ \sigma_i & 0\end{pmatrix}$ $\beta=\begin{pmatrix}\hat{1} & 0\\ 0 & -\hat{1}\end{pmatrix}$

Матрицы Паули в σ_z-представлении:

$$\hat{\sigma}_x=\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix}\quad \hat{\sigma}_y=\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix}\quad \hat{\sigma}_z=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$$

В нерелятивистском пределе:

$$\frac{\bar{\hat{v}}}{c}<<1$$

$$\hat{H}=\hat{H}_{кин}+U+\hat{H}_{SO}+\hat{H}_{Дар}$$

$$\boxed{\hat{H}_{SO}=-\frac{\hbar^2}{4m_0^2c^2}\vec{\sigma}\cdot\left[\vec{k}\times\nabla U\right]}$$

Спин-орбитальное взаимодействие в кристалле

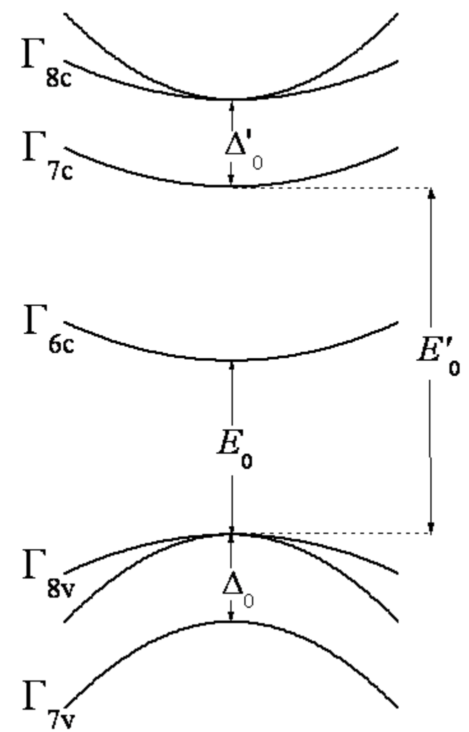
- **Одноэлектронное уравнение Шрёдингера в кристалле:**

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2 + U(\vec r) - \frac{\hbar^2}{4m_0^2c^2}\vec\sigma\cdot\left[\vec k, \nabla U(\vec r)\right]\right)\Psi(\vec r) = \varepsilon\Psi(\vec r)$$

$$U(\vec r) = U_{крист}(\vec r) + V_{ext}(\vec r), \text{ где } U_{крист}(\vec r) = U_{крист}(\vec r + \vec a)$$

- **Волновая функция при $V_{ext}(r)=0$:** $\Psi_{n,\vec k}(\vec r) = e^{i\vec k\cdot\vec r}u_{n,\vec k}(\vec r)$

$$u_{n,\vec k}(\vec r) = \sum_{n'} A_{nn'}(\vec k - \vec k_0)u_{n',\vec k_0}(\vec r) \qquad \int_{\Omega_0} u^*_{n,\vec k_0}(\vec r)u_{n',\vec k_0}(\vec r)d\vec r = \delta_{nn'}$$



- **Волновая функция при $V_{ext}(r)\neq 0$:** $\chi_{n,\vec k}(\vec r) = e^{i\vec k\cdot\vec r}u_{n,\vec k_0}(\vec r)$

$$\psi(\vec r) = \sum_{n'}\int_{З.Б.} A_{n'}(\vec k')\chi_{n',\vec k'}(\vec r)d\vec k' \text{ - вектор-столбец}$$

Считая, что $V_{ext}(r)$ мало меняется в пределах элементарной ячейки:

$$\left(\hat H_{эфф} + U(\vec r)\right)F(\vec r) = \varepsilon F(\vec r)$$

$$\psi(\vec r) = \sum_n F_n(\vec r)\,u_{n,\vec k_0}(\vec r) = \sum_n \Psi_n(\vec r)$$

Спиновые расщепления электронов в объёмных полупроводниках

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \hat{H}_{SO}(\vec{k})$$

Инвариантность системы по отношению к инверсии времени

$$\hat{H}_{SO}(\vec{k}) \propto \hat{\sigma}_l k_m; \hat{\sigma}_l k_i k_j k_z$$

$$\hat{T} = i\sigma_y \hat{C}$$

оператор комплексного сопряжения

Отсутствие симметрии кристаллической решётки по отношению к инверсии

$$\hat{H}_{SO}(\vec{k}) \neq 0$$

- ось симметрии не ниже третьего порядка:

$$\hat{H}_{SO}(\vec{k}) = \alpha\left[\vec{\sigma} \times \vec{k}\right] \cdot \vec{\nu}$$

$\alpha = const$

$\vec{\nu}$ - орт, направленный вдоль оси

- отсутствие центра инверсии в элементарной ячейке (A_3B_5):

$$\hat{H}_{SO}(\vec{k}) = \gamma\left[\hat{\sigma}_x k_x\left(k_y^2 - k_z^2\right) + \hat{\sigma}_y k_y\left(k_z^2 - k_x^2\right) + \hat{\sigma}_z k_z\left(k_x^2 - k_y^2\right)\right]$$

$\gamma = const$

3D гамильтониан Дрессельхауза

$$x \parallel [100], y \parallel [010], x \parallel [001]$$

Туннелирование через симметричный одиночный барьер (1)

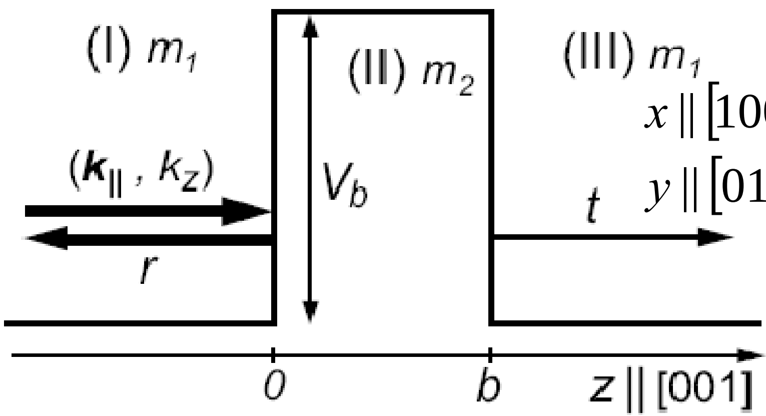
PHYSICAL REVIEW B 67, 201304(R) (2003)

Spin-dependent tunneling through a symmetric semiconductor barrier

V. I. Perel', S. A. Tarasenko,* and I. N. Yassievich
A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

S. D. Ganichev, V. V. Bel'kov, and W. Prettl
Fakultät für Physik, Universität Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany

(Received 30 December 2002; revised manuscript received 24 March 2003; published 12 May 2003)



$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m^*} + V(z) + \hat{H}_D$$

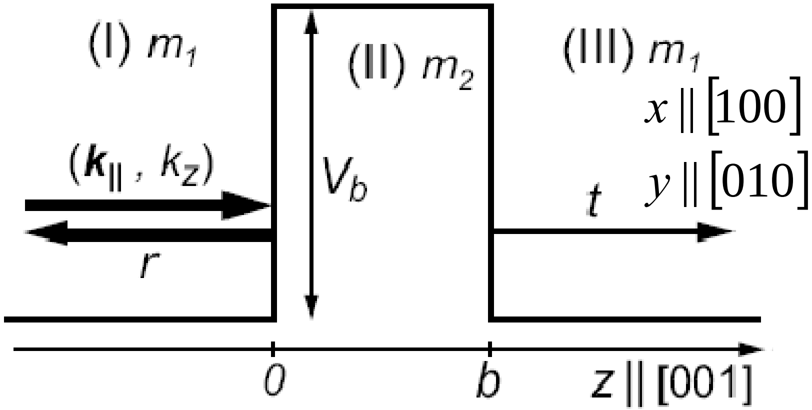
$$\hat{H}_D(\vec{k}) = \gamma\left[\hat{\sigma}_x k_x\left(k_y^2 - k_z^2\right) + \hat{\sigma}_y k_y\left(k_z^2 - k_x^2\right) + \hat{\sigma}_z k_z\left(k_x^2 - k_y^2\right)\right]$$

$$k_z = -i\frac{\partial}{\partial z}$$

$$\hat{H}_D(\vec{k}) = \begin{cases} \gamma\left(\hat{\sigma}_x k_x - \hat{\sigma}_y k_y\right)\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}, \ z \in (0,b) \\ 0, \ z \notin (0,b) \end{cases}$$

Аналогия $\Rightarrow$ $-\dfrac{\hbar^2}{2m^*}\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}$

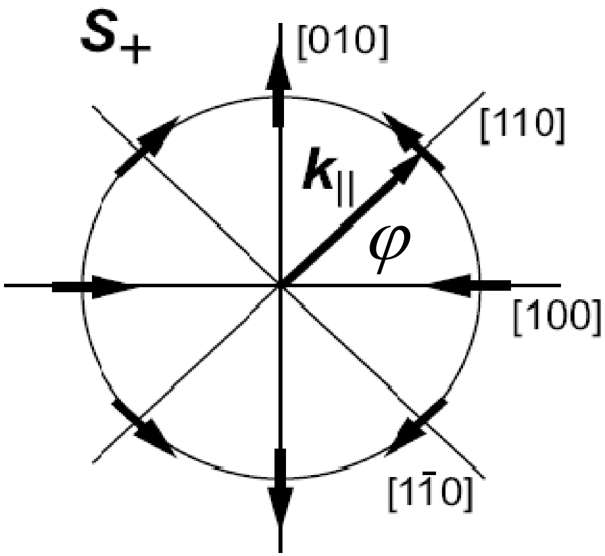
Пространственная ориентация электронных спинов в барьере (1)

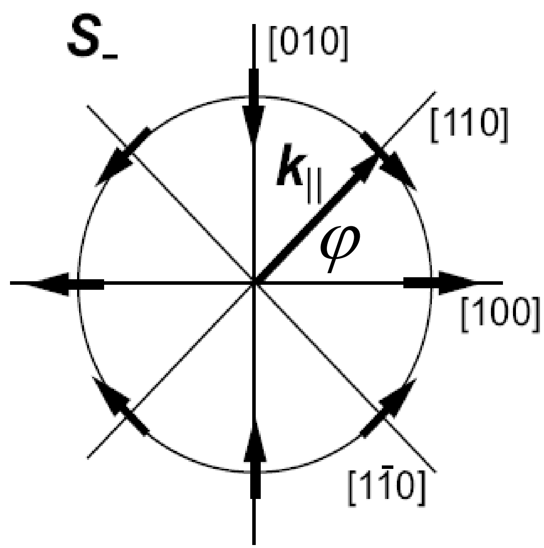


$$\hat{H}_D(\vec{k}) = \gamma\left(\hat{\sigma}_x k_x - \hat{\sigma}_y k_y\right)\frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

$$\chi_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 \\ \mp e^{-i\varphi} \end{pmatrix}$$

$$\vec{k}_\parallel = (k\cdot\cos\varphi, k\cdot\sin\varphi, 0)$$



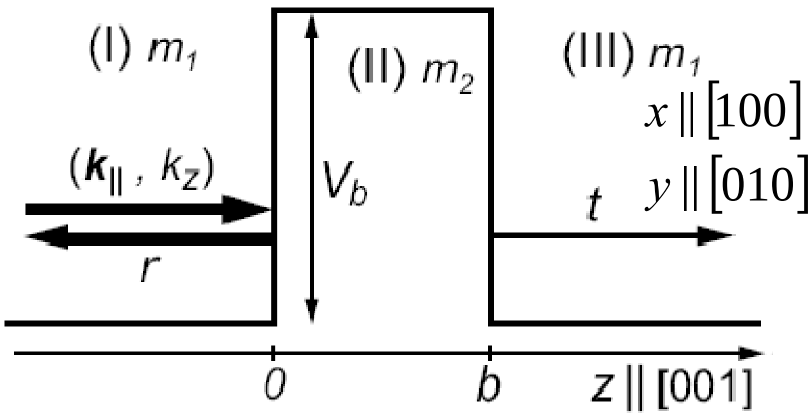


$$\vec{s}_\pm = \frac{1}{2}\chi_\pm^{(+)}\hat{\vec{\sigma}}\chi_\pm =$$

$$= \pm\frac{1}{2}\left(-\cos\varphi, \sin\varphi, 0\right)$$

Нет рассеяния → **$k_\parallel$ сохраняется** → **сохраняется *спин S***

Волновые функции электронов



$$\hat{H}_\pm = -\frac{\hbar^2}{2m_\pm}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m^*} + V(z)$$

$$m_\pm = m^*\left(1 \pm 2\frac{\gamma m^* k_\parallel}{\hbar^2}\right)^{-1}$$

Амплитуды волн:

$$u_\pm^{(I)}(z) = \left[\exp(ik_z z) + r_\pm \exp(-ik_z z)\right]$$

$$u_\pm^{(II)}(z) = \left[A_\pm \exp(q_\pm z) + B_\pm \exp(-q_\pm z)\right]$$

$$u_\pm^{(III)}(z) = t_\pm \exp(ik_z z)$$

Показатели затухания:

$$q_\pm = q_0\left(1 \pm 2\frac{\gamma m_2 k_\parallel}{\hbar^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$q_0 = \sqrt{\frac{2m_2 V_b}{\hbar^2} - k_z^2\frac{m_2}{m_1} - k_\parallel^2\left(\frac{m_2}{m_1} - 1\right)}$$

Волновая функция:

$$\Psi_\pm(\vec{r}) = \chi_\pm u_\pm(z)\exp(i\vec{k}_\parallel \cdot \vec{\rho})$$

Граничные условия:

$$\boxed{\hat{H}_\pm = -\frac{\partial}{\partial z}\frac{\hbar^2}{2m_\pm}\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m^*} + V(z)} \Rightarrow \boxed{\begin{array}{l}\Psi_\pm \\ \dfrac{1}{m_\pm}\dfrac{\partial \Psi_\pm}{\partial z}\end{array}}$$

непрерывны на гетерограницах

Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. New York: Halsted Press, 1988

Поляризационная эффективность при туннелировании электронов

	GaSb	InAs	GaAs	InP	InSb
γ, eV·Å^3	187	130	24	8	220
m^*/m_0	0.041	0.023	0.067	0.081	0.013

$$\gamma \frac{m_2 k_\parallel}{\hbar^2} << 1$$

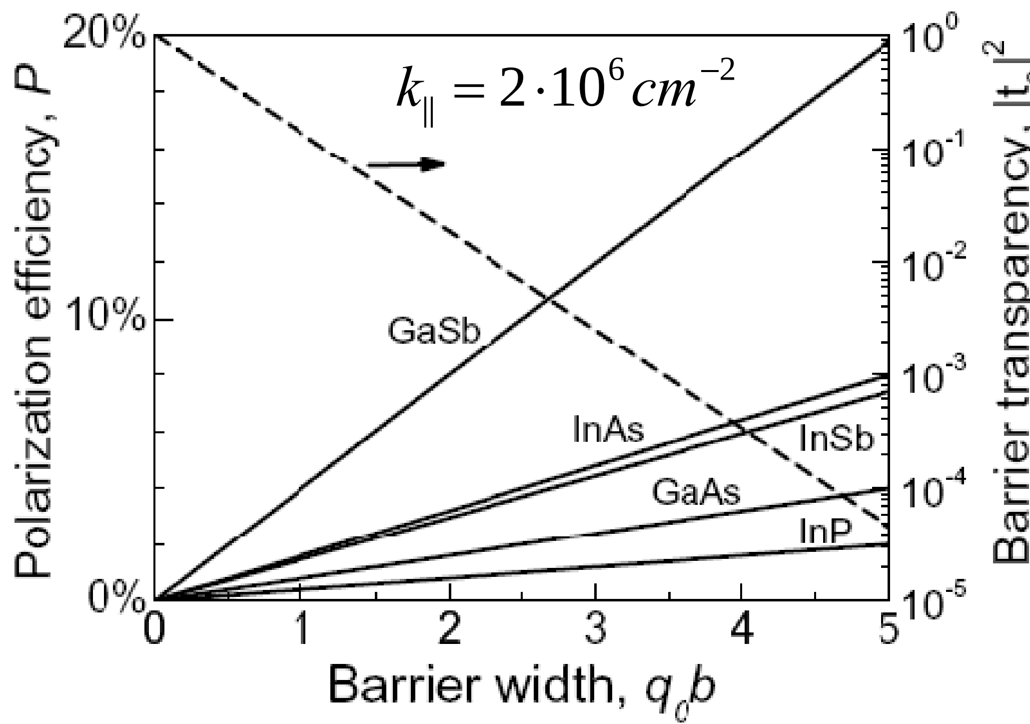
$$t_\pm = t_0 \exp\left(\pm \gamma \frac{m_2 k_\parallel}{\hbar^2} q_0 b \right)$$ - коэффициент прозрачности для электронов

$$t_0 = -4i \frac{m_2}{m_1} \frac{k_z q_0}{\left(q_0 - ik_z\, m_2/m_1\right)^2} \exp(-q_0 b - ik_z b)$$

Эффективность поляризации:

$$P = \frac{|t_+|^2 - |t_-|^2}{|t_+|^2 + |t_-|^2} = th\left(2\gamma \frac{m_2 k_\parallel}{\hbar^2} q_0 b \right)$$

Штриховой линией показана зависимость туннельной прозрачности в отсутствие спин-орбитального взаимодействия от приведенной толщины барьера.



Туннелирование через асимметричный одиночный барьер (2)

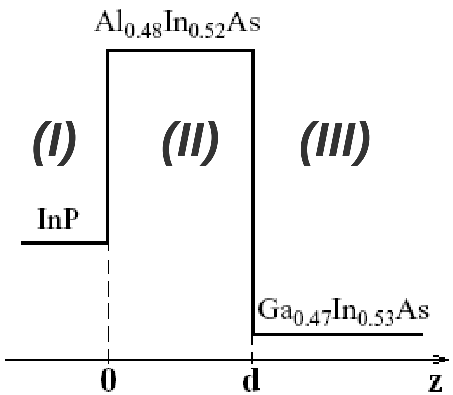
PHYSICAL REVIEW B VOLUME 58, NUMBER 23 15 DECEMBER 1998-I

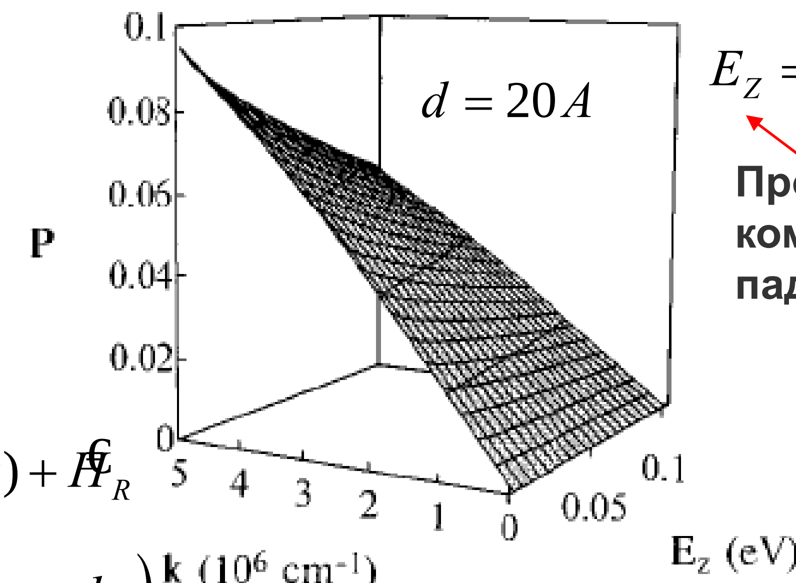
Spin-dependent electronic tunneling at zero magnetic field

A. Voskoboynikov
National Chiao Tung University, 1001 Ta Hsueh Road, Hsinchu 30010, Taiwan, Republic of China
and Kiev Taras Shevchenko University, 64 Volodymirska Street, 252030 Kiev, Ukraine

Shiue Shin Liu and C. P. Lee
National Chiao Tung University, 1001 Ta Hsueh Road, Hsinchu 30010, Taiwan, Republic of China

(Received 15 July 1998)





$$E_Z = E - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*_{(I)}}$$

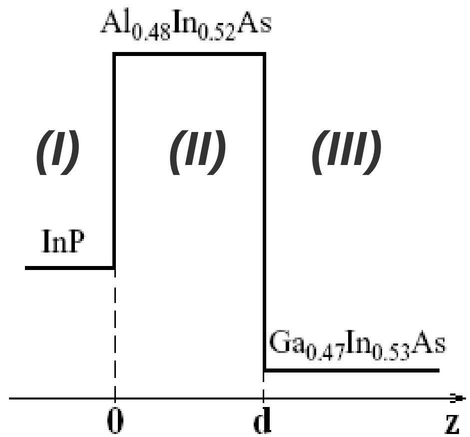
Продольная компонента энергии падающего электрона

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} + V(z) + \hat{H}_R$$

$$\hat{H}_R(\vec{k}) = \alpha\left[\vec{\sigma}\times\vec{k}\right]_z = \alpha\left(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x\right)$$

“Константа” спин-орбитального расщепления Рашбы может зависеть как от z так и от k_z

Пространственная ориентация электронных спинов в барьере (2)

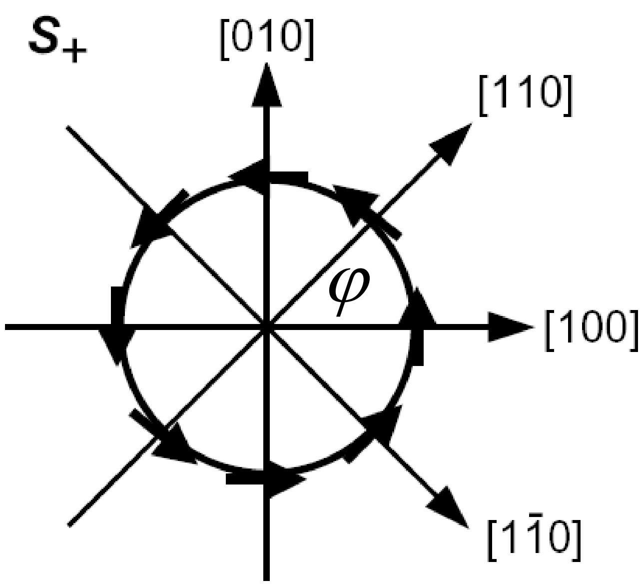


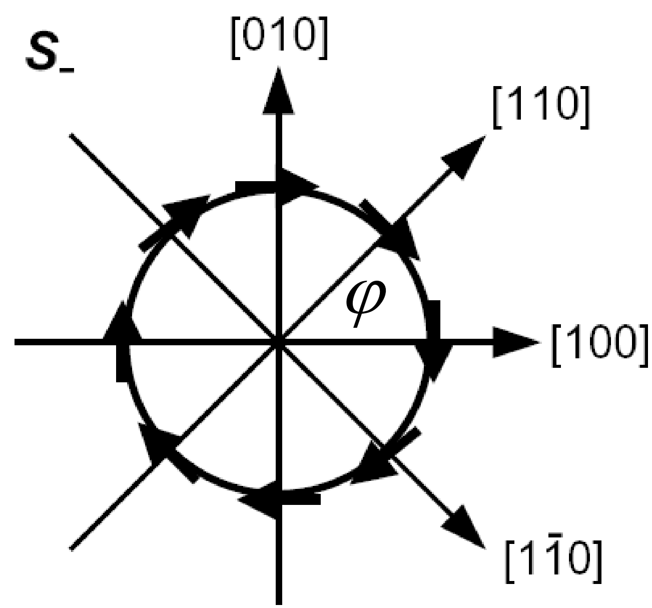
$$\hat{H}_R(\vec{k}) = \alpha\left(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x\right)$$

$$\chi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 \\ \mp i e^{i\varphi} \end{pmatrix}$$

$$\vec{k}_{\parallel} = (k \cdot \cos\varphi, k \cdot \sin\varphi, 0)$$

$$\vec{s}_{\pm} = \frac{1}{2}\chi_{\pm}^{(+)}\hat{\vec{\sigma}}\chi_{\pm} = \pm\frac{1}{2}\left(\sin\varphi, -co\varphi, 0\right)$$





Спин-орбитальное расщепление в двумерных гетероструктурах

$$\hat{H}_D(\vec{k}) = \gamma\left[\hat{\sigma}_x k_x\left(k_y^2 - k_z^2\right) + \hat{\sigma}_y k_y\left(k_z^2 - k_x^2\right) + \hat{\sigma}_z k_z\left(k_x^2 - k_y^2\right)\right]$$

Отсутствие центра инверсии

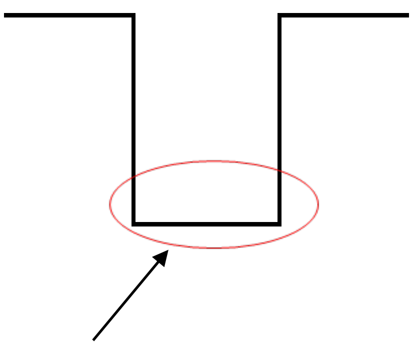
Объёмно-инверсионная асимметрия (Bulk Inversion Asymmetry)
A_3B_5, A_2B_6, Tellurium

$$H_{BIA}(\vec{k}) = \beta\left(\sigma_x k_x - \sigma_y k_y\right)$$

Структурно-инверсионная асимметрия (Structure Inversion Asymmetry)

$$H_{SIA}(\vec{k}) = \alpha\left(\sigma \times \vec{k}\right)_z$$

Интерфейсно-инверсионная асимметрия (Interface Inversion Asymmetry) (!Symmetric Si/Ge QW)



2D электронный газ

Спин-орбитальное взаимодействие в 2D электронном газе

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \hat{H}_{BIA} + \hat{H}_{SIA}$$

$$\hat{H}_{SIA}(\vec{k}) = \alpha\left(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x\right)$$

$$\hat{H}_{BIA}(\vec{k}) = \beta\left(\hat{\sigma}_x k_x - \hat{\sigma}_y k_y\right)$$

$$x \parallel [100],\ y \parallel [010]$$

Собственные функции гамильтониана:

$$\Psi_\pm = \frac{\exp(i\vec{k}\vec{\rho})}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\theta} \\ \pm i \end{pmatrix}$$

$$\tan\theta = \frac{\alpha k_y - \beta k_x}{\alpha k_x - \beta k_y} = \frac{\alpha\sin\varphi - \beta\cos\varphi}{\alpha\cos\varphi - \beta\sin\varphi}$$

$$\vec{k} = (k\cdot\cos\varphi, k\cdot\sin\varphi)$$

Собственные значения гамильтониана:

$$E_\pm(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm k\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta\sin 2\varphi}$$

$$\alpha\cdot\beta \neq 0 \;\Longrightarrow\; \boxed{\Delta_{spin} \neq \Delta_{BIA} + \Delta_{SIA}}$$

$$\Delta_{SIA} = 2\alpha k \qquad \Delta_{BIA} = 2\beta k$$

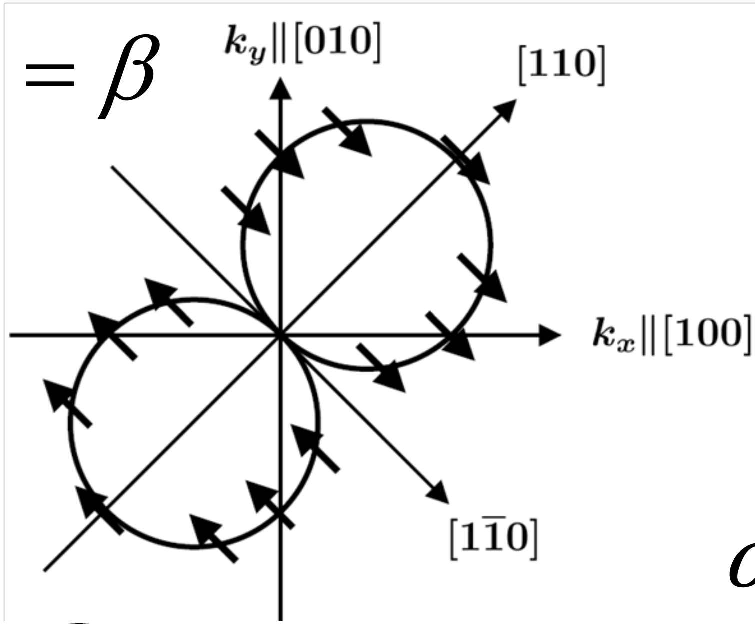
Зеемановский вид:

$$\hat{H}_{SO}(\vec{k}) = \hbar\hat{\vec{\sigma}}\cdot\vec{\Omega}(\vec{k}) \;\Longrightarrow\; \Delta_{spin} = 2\hbar\left|\vec{\Omega}(\vec{k})\right|$$

$\vec{\Omega}(\vec{k})$ **- частота спиновой прецессии в “’эффективном магнитном поле”**

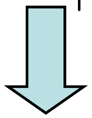
Распределения эффективных магнитных полей в *k*-пространстве

$\alpha = \beta$



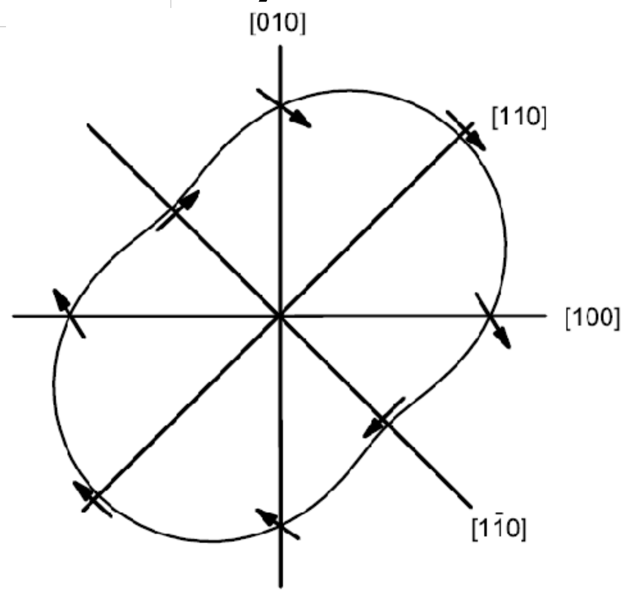
$$\boxed{\vec{\Omega}(\vec{k}) = \vec{\Omega}_{SIA}(\vec{k}) + \vec{\Omega}_{BIA}(\vec{k})}$$

$$\left|\vec{\Omega}(\vec{k})\right| \neq \left|\vec{\Omega}_{SIA}(\vec{k})\right| + \left|\vec{\Omega}_{BIA}(\vec{k})\right|$$

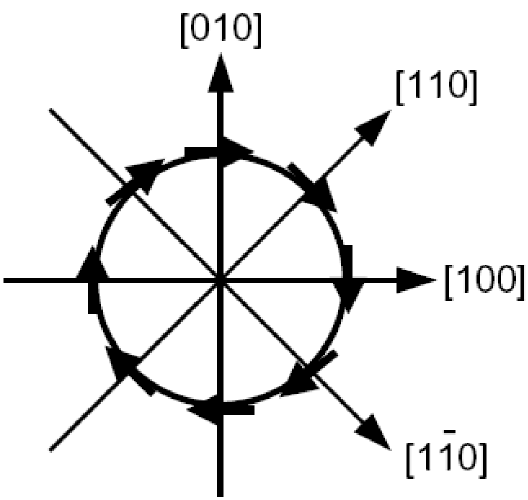


$$\boxed{\Delta_{spin} \neq \Delta_{BIA} + \Delta_{SIA}}$$

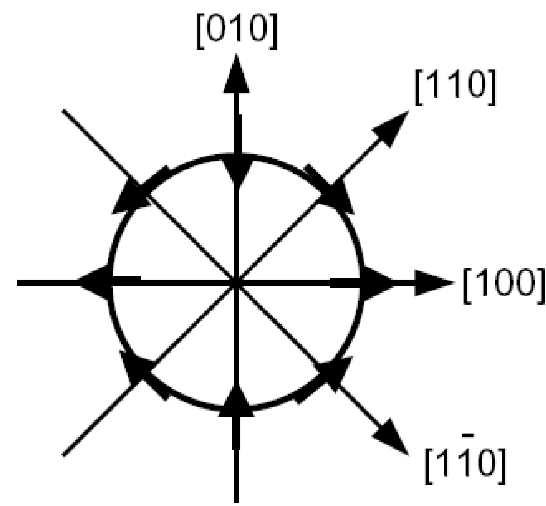
$\alpha / \beta = 4$



SIA



BIA



Экспериментальное изучение эффектов спин-орбитального взаимодействия в 2D электронном газе

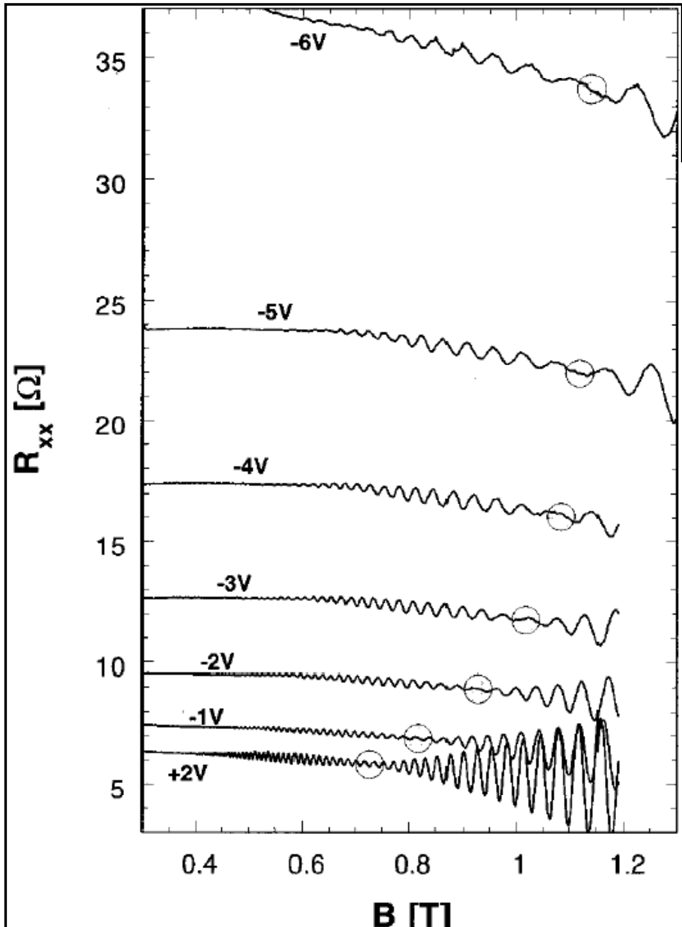
- Магнитоосцилляционные явления.
- Слабая локализация.
- Фотогальванические эффекты.
- Исследование времён спиновой релаксации.
- Инжекция носителей заряда из магнитных материалов.
- Комбинационное рассеяние.

Осцилляции Шубникова- де Гааза

PHYSICAL REVIEW B VOLUME 55, NUMBER 4 15 JANUARY 1997-II

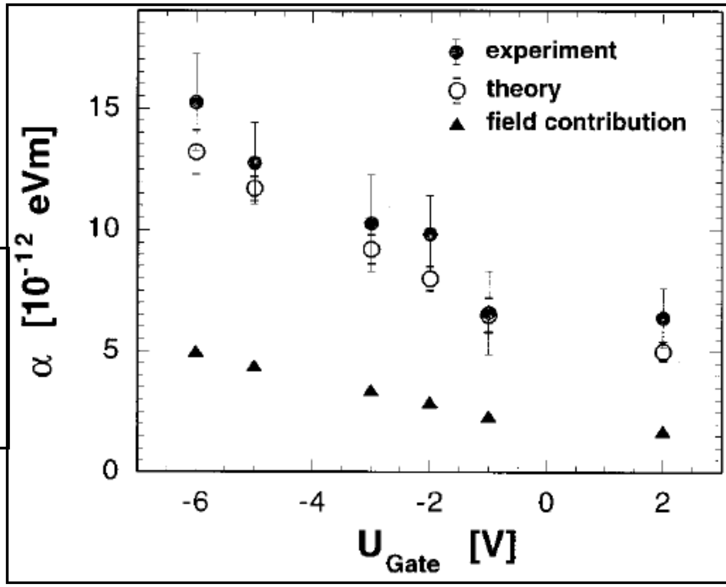
Experimental and theoretical approach to spin splitting in modulation-doped $In_xGa_{1-x}As/InP$ quantum wells for $B \to 0$

G. Engels, J. Lange, Th. Schäpers, and H. Lüth
Institut für Schicht- und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich GmbH, 52425 Jülich, Germany
(Received 26 August 1996)



Осцилляции ШдГ при T=0.3K при различных напряжениях на затворе

Значения константы Рашбы в зависимости от напряжения на затворе



$$E_{\pm}(k,\varphi) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k$$

Осцилляции Шубникова- де Гааза

PHYSICAL REVIEW B VOLUME 39, NUMBER 2 15 JANUARY 1989-I

Evidence for spin splitting in $In_xGa_{1-x}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ heterostructures as $B \to 0$

B. Das, D. C. Miller, and S. Datta
School of Electrical Engineering, Purdue University, West Lafayette, Indiana 47907

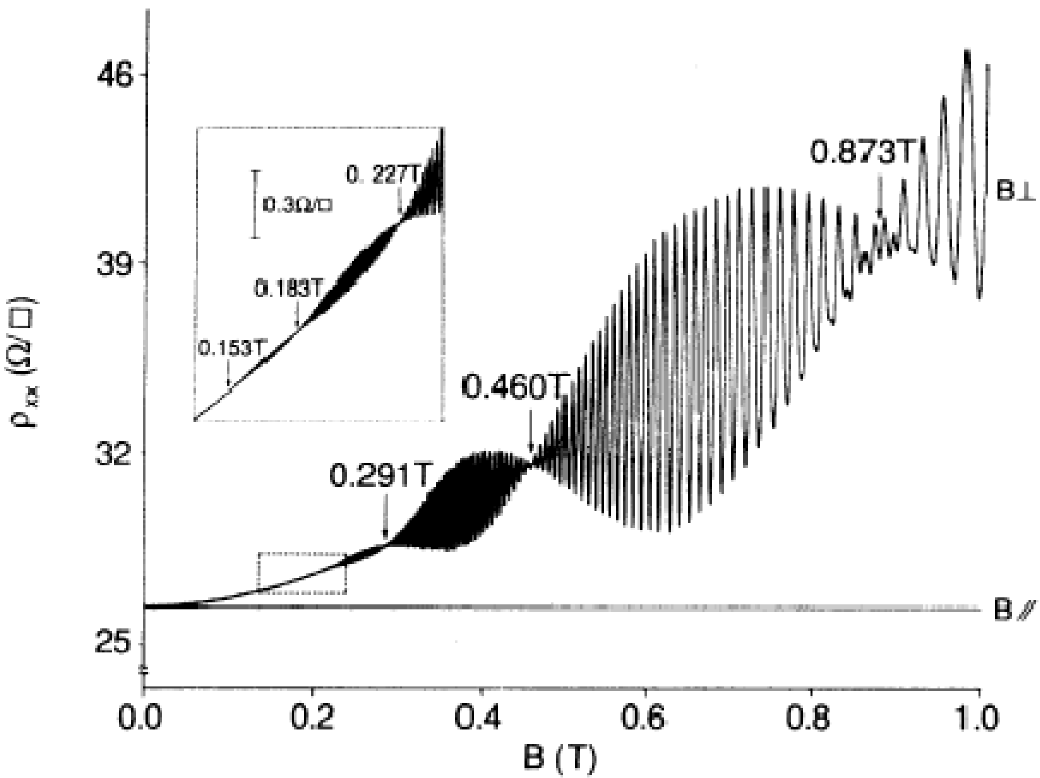


FIG. 2. The resistance for sample A as a function of magnetic field at $T=0.5$ K. Node positions in the SdH oscillations are marked by arrows. The magnetoresistance for $B<0.25$ T is shown by the dotted inset.

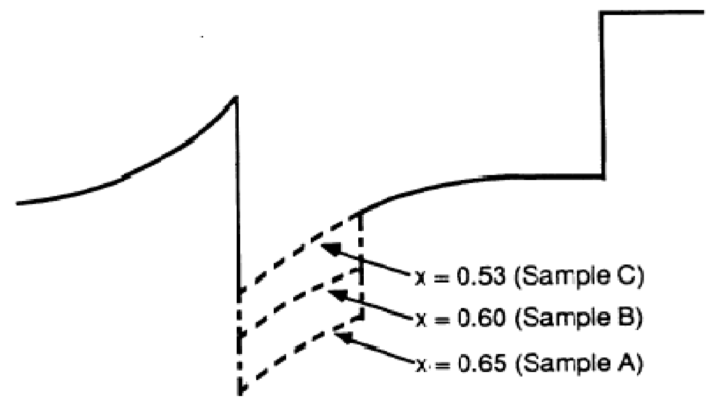


FIG. 1. Schematic and band diagrams of the $In_xGa_{1-x}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ heterostructures investigated. The dashed line shows the position of the 2DEG.

Осцилляции Шубникова- де Гааза

Письма в ЖЭТФ, том 75, вып. 11, с. 669 – 672 © 2002 г. 10 июня

Интерференция спиновых расщеплений в магнитоосцилляционных явлениях в двумерных системах

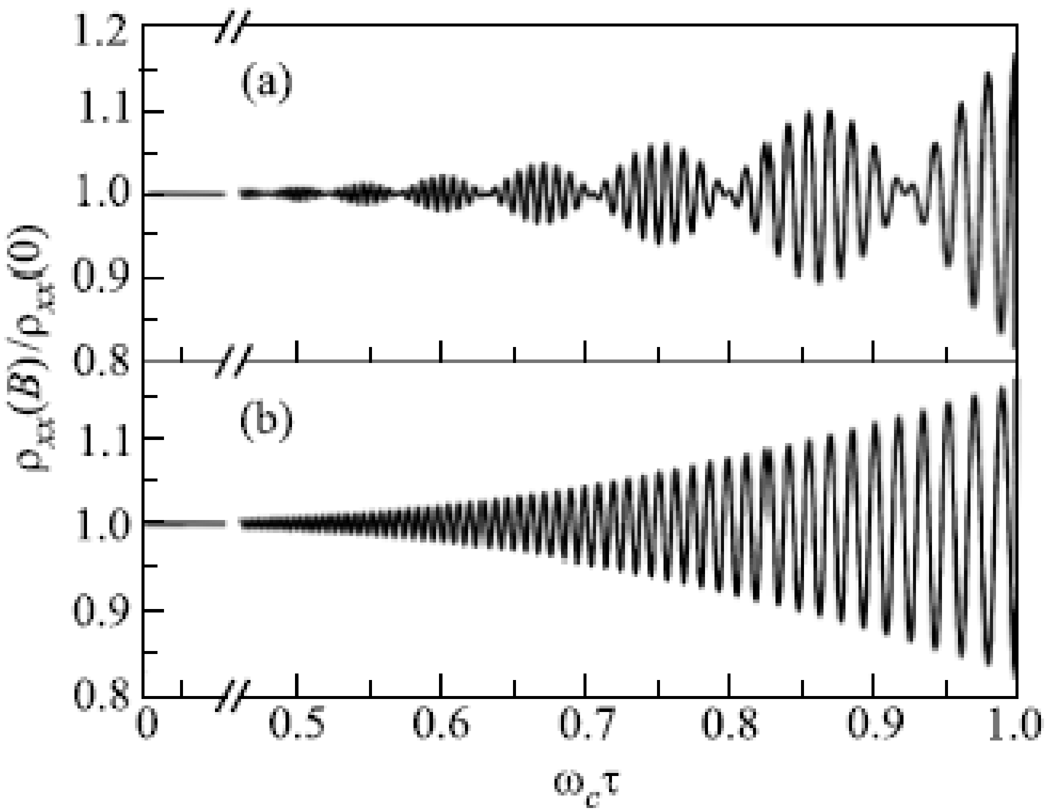
С. А. Тарасенко[1], Н. С. Аверкиев

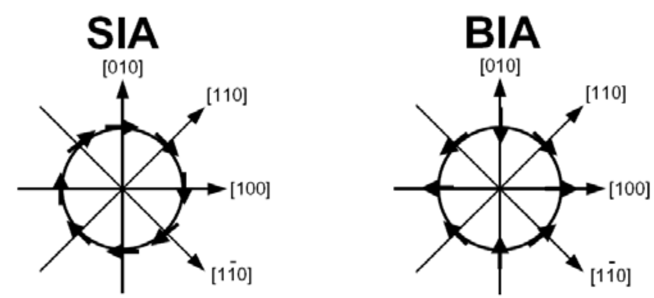
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \hat{H}_{BIA} + \hat{H}_{SIA}$$

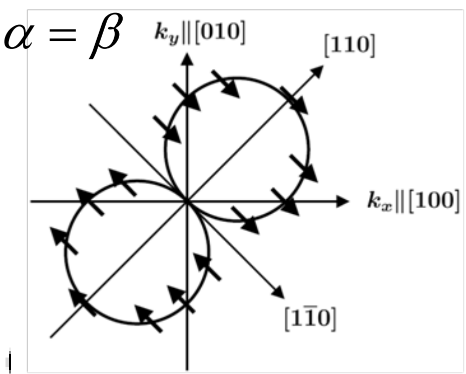
$$\hat{H}_{SIA}(\vec{k}) = \alpha(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x)$$
$$\hat{H}_{BIA}(\vec{k}) = \beta(\hat{\sigma}_x k_y + \hat{\sigma}_y k_x)$$

$$x \parallel [1\bar{1}0],\ y \parallel [110]$$





$\alpha = \beta$



$$\hat{H}_{SO} = 2\alpha\sigma_x k_y$$
$$\Omega_x(\vec{k}) = 2\alpha k_y$$
$$\Omega_y(\vec{k}) = 0$$

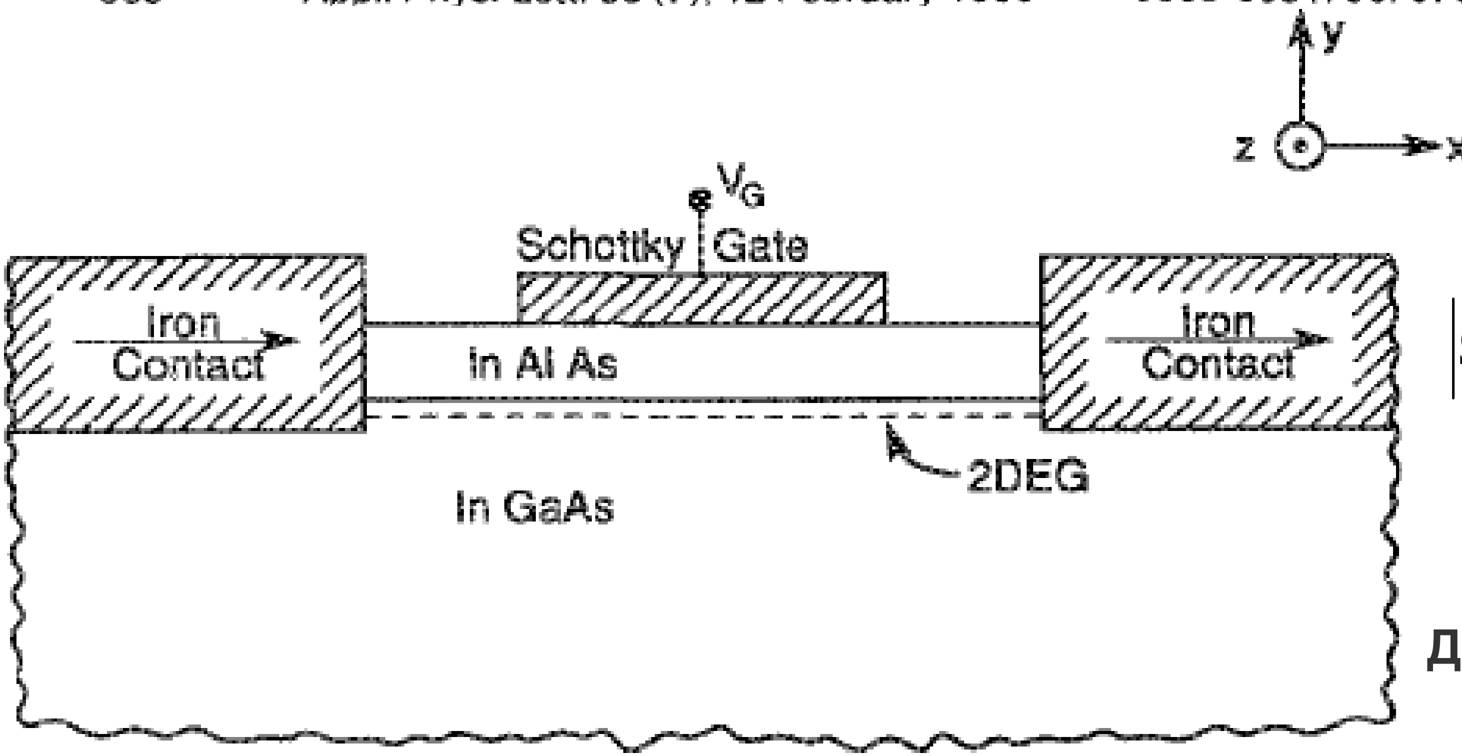
Спиновый полевой транзистор

Electronic analog of the electro-optic modulator

Supriyo Datta and Biswajit Das
School of Electrical Engineering, Purdue University, West Lafayette, Indiana 47907

(Received 3 October 1989; accepted for publication 5 December 1989)

665 Appl. Phys. Lett. **56** (7), 12 February 1990 0003-6951/90/070665-03$02.00



$$\left|\vec{\Omega}_{SIA}(\vec{k})\right| = \frac{\alpha \cdot k}{\hbar}$$

$$t = \frac{m^{*}L}{\hbar k \cos\varphi}$$

Для InAs, *L~1* мкм.

Восьмизонный гамильтониан Кейна

	Sα	Sβ	3/2,3/2	3/2,1/2	3/2,-1/2	3/2,-3/2	1/2,1/2	1/2,-1/2
Sα	$E_c+\hbar^2k^2/2m_c$	0	$\frac{Pk_+}{\sqrt{2}}$	$-i\sqrt{\frac{2}{3}}Pk_z$	$\frac{Pk_-}{\sqrt{6}}$	0	$\frac{Pk_z}{\sqrt{3}}$	$\frac{-iPk_-}{\sqrt{3}}$
Sβ	0	$E_c+\hbar^2k^2/2m_c$	0	$\frac{iPk_+}{\sqrt{6}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}Pk_z$	$\frac{iPk_-}{\sqrt{2}}$	$\frac{Pk_+}{\sqrt{3}}$	$\frac{iPk_z}{\sqrt{3}}$
3/2,3/2	$\frac{Pk_-}{\sqrt{2}}$	0	F	H	I	0	$\frac{iH}{\sqrt{2}}$	$-iI\sqrt{2}$
3/2,1/2	$i\sqrt{\frac{2}{3}}Pk_z$	$\frac{-iPk_-}{\sqrt{6}}$	H^*	G	0	I	$\frac{i(G-F)}{\sqrt{2}}$	$iH\sqrt{\frac{3}{2}}$
3/2,-1/2	$\frac{Pk_+}{\sqrt{6}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}Pk_z$	I^*	0	G	-H	$-iH^*\sqrt{\frac{3}{2}}$	$\frac{i(G-F)}{\sqrt{2}}$
3/2,-3/2	0	$\frac{-iPk_+}{\sqrt{2}}$	0	I^*	$-H^*$	F	$-iI^*\sqrt{2}$	$\frac{-iH}{\sqrt{2}}$
1/2,1/2	$\frac{Pk_z}{\sqrt{3}}$	$\frac{Pk_-}{\sqrt{3}}$	$\frac{-iH^*}{\sqrt{2}}$	$\frac{-i(G-F)}{\sqrt{2}}$	$iH\sqrt{\frac{3}{2}}$	$iI\sqrt{2}$	$\frac{F+G}{2}-\Delta$	0
1/2,-1/2	$\frac{iPk_+}{\sqrt{3}}$	$\frac{-iPk_z}{\sqrt{3}}$	$iI^*\sqrt{2}$	$iH^*\sqrt{\frac{3}{2}}$	$\frac{-i(G-F)}{\sqrt{2}}$	$\frac{iH}{\sqrt{2}}$	0	$\frac{F+G}{2}-\Delta$

$$P=\frac{\hbar}{m}\langle S|p_x|X\rangle=\frac{\hbar}{m}\langle S|p_y|Y\rangle=\frac{\hbar}{m}\langle S|p_z|Z\rangle,$$

$$F=f+E_v+\frac{\hbar^2}{2m}\left[\left(A+\frac{B}{2}\right)(k_x^2+k_y^2)+(A-B)k_z^2\right],$$

$$G=g+E_v+\frac{\hbar^2}{2m}\left[\left(A-\frac{B}{2}\right)(k_x^2+k_y^2)+(A+B)k_z^2\right],$$

$$H=-i\frac{\hbar^2}{2m}Dk_-k_z,$$

$$I=\frac{\hbar^2}{2m}\left\{\frac{\sqrt{3}}{2}B(k_x^2-k_y^2)-iDk_xk_y\right\},$$

$$k_\pm=k_x\pm ik_y$$

$$f=(2a+b)\varepsilon_{xx}+(a-b)\varepsilon_{zz}$$

$$g=(2a-b)\varepsilon_{xx}+(a+b)\varepsilon_{zz}$$

$$Pk_z\Rightarrow 0.5\{Pk_z\}=0.5\{Pk_z+k_zP\}$$

Гетероструктуры InAs/AlSb выращиваются на плоскости (001), при росте на этой плоскости тензор деформации может иметь только три отличные от нуля компоненты: $\varepsilon_{XX}=\varepsilon_{YY}$, ε_{ZZ}. Оси *x*, *y*, *z* направлены вдоль [100], [010], [001] соответственно.

Спин-орбитальное расщепление Рашбы

Гамильтониан вблизи дна зоны проводимости :

$$\hat{H}_{ee} = \begin{pmatrix} \hat{A} & 0 \\ 0 & \hat{A} \end{pmatrix} + \hat{K}_{SO}$$

$$\hat{A} = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m_C} + Herm(P;k_z)\frac{\hbar^2}{2m_C P^2} Herm(P;k_z) + V(z)$$

$$\hat{K}_{SO} = \hat{K}_{SIA} + \hat{K}_{BIA}$$

$$\hat{K}_{SIA} = \left(Herm(P;k_z)\cdot\Gamma\cdot P - P\cdot\Gamma\cdot Herm(P;k_z)\right)\cdot\begin{pmatrix} 0 & -(k_x - ik_y) \\ k_x + ik_y & 0 \end{pmatrix}$$

$$\hat{K}_{BIA} = -i2k_x k_y \cdot B\cdot P\cdot\Gamma\cdot\begin{pmatrix} 0 & k_x - ik_y \\ k_x + ik_y & 0 \end{pmatrix} -$$

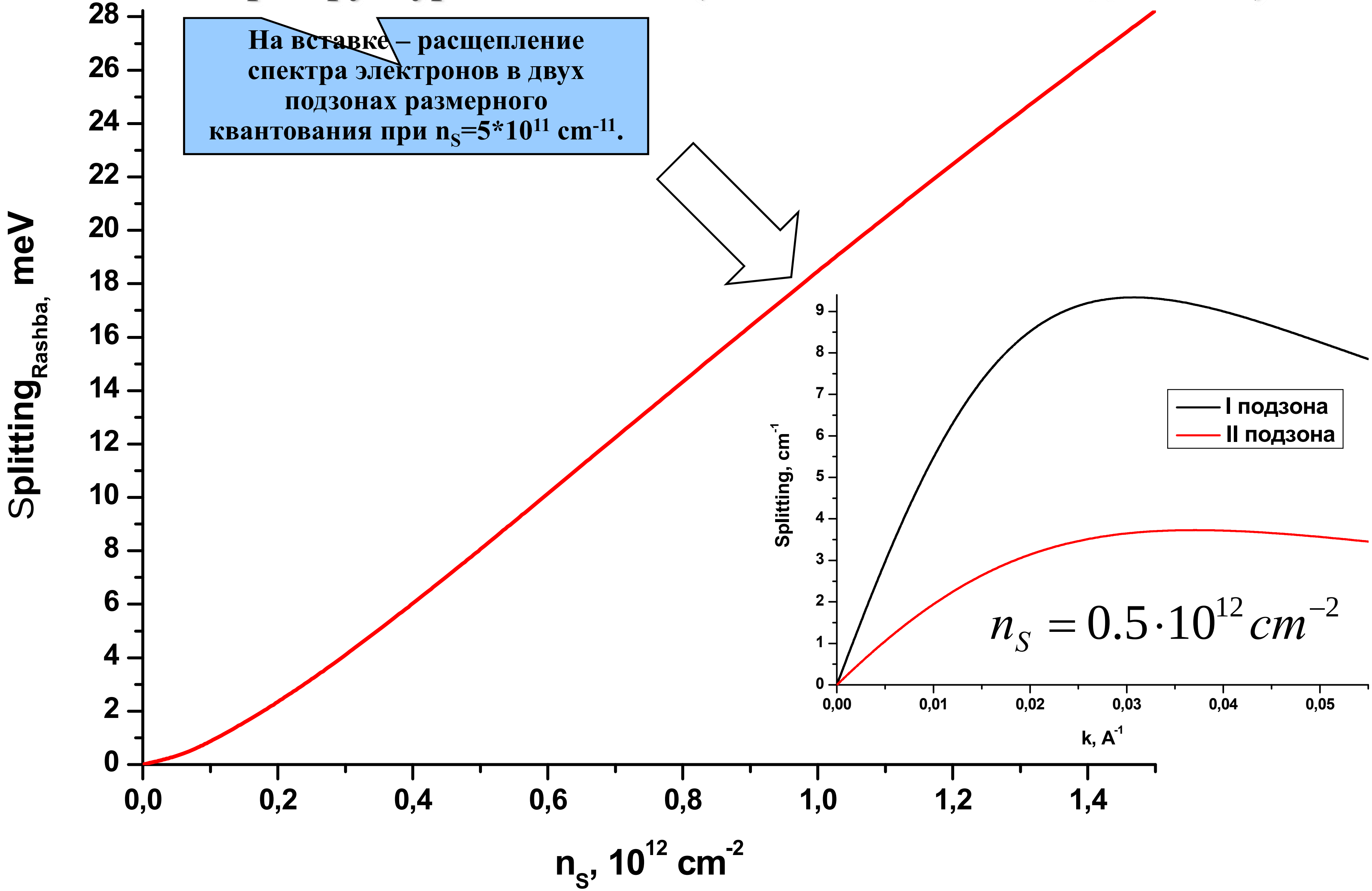
$$-\left(Herm(B;k_z)\cdot\Gamma\cdot Herm(P;k_z) + Herm(P;k_z)\cdot\Gamma\cdot Herm(B;k_z)\right)\cdot\begin{pmatrix} 0 & k_x + ik_y \\ k_x - ik_y & 0 \end{pmatrix}$$

$$\Gamma(z) = \frac{\Delta}{3\cdot\left(E_g + V(z)\right)\cdot\left(E_g + \Delta + V(z)\right)}$$

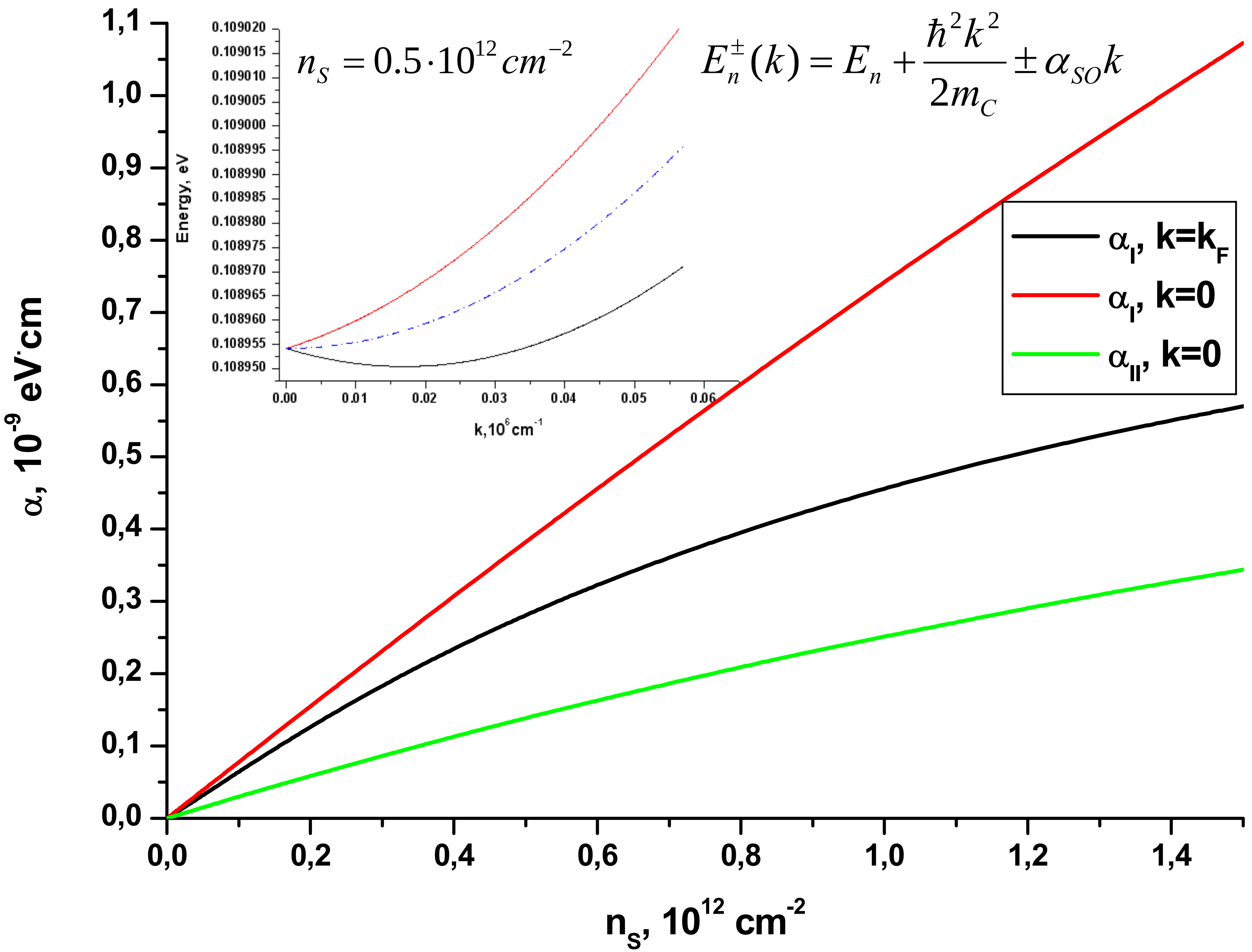
$$P(z) = \sqrt{\frac{3\hbar^2}{2m_C}\frac{E_g(E_g + \Delta)}{3E_g + 2\Delta}}$$

Спин-орбитальное расщепление спектра электронов на уровне Ферми в гетероструктурах InAs/AlSb (без обменного взаимодействия)

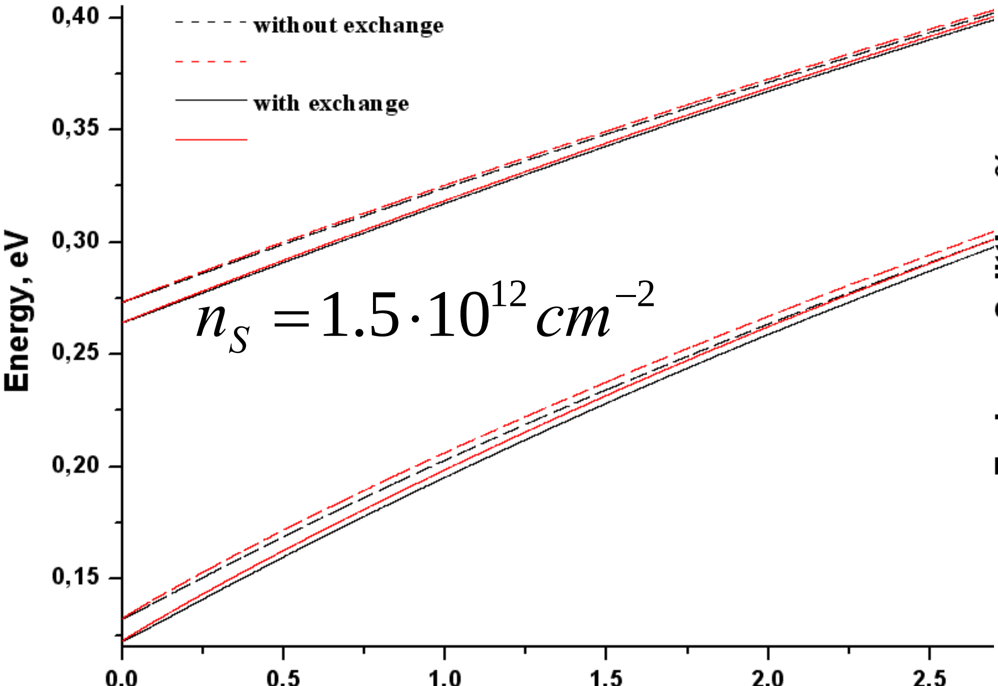
На вставке – расщепление спектра электронов в двух подзонах размерного квантования при $n_S=5*10^{11}$ cm^{-11}.

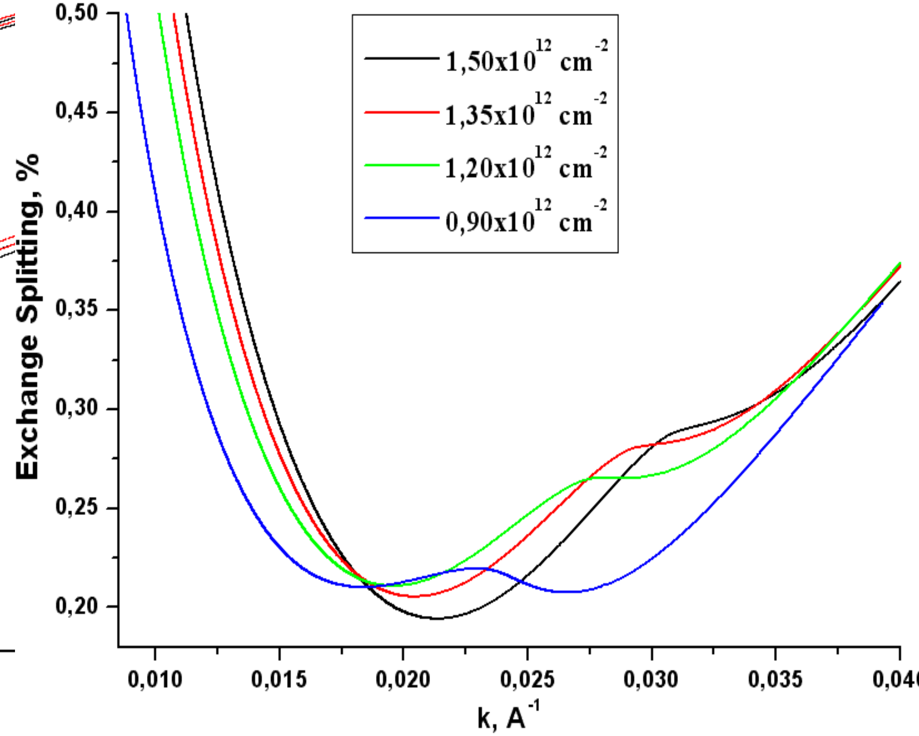


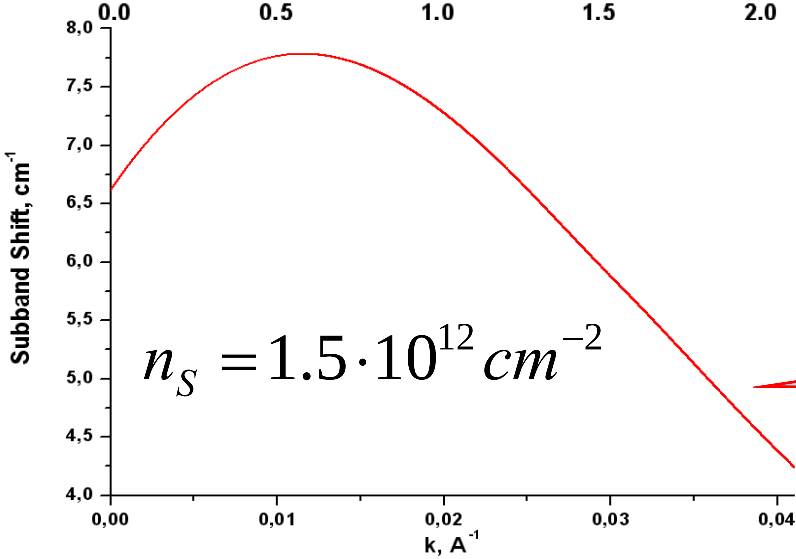
Константа Рашбы для электронов в КЯ AlSb/InAs/AlSb от концентрации



Влияние обменного взаимодействия на энергетический спектра в КЯ







Обменное взаимодействие увеличивает расстояние между подзонами размерного квантования