

Спиновая фильтрация неполяризованных электронов примесными центрами в полупроводниках

© Е.Г. Бобин, В.Л. Бердинский[¶]

Оренбургский государственный университет,
460018 Оренбург, Россия

(Получена 7 февраля 2011 г. Принята к печати 11 апреля 2011 г.)

Показано, что неполяризованные парамагнитные центры способны осуществлять спиновую фильтрацию неполяризованных электронов проводимости в полупроводниках. Эта способность парамагнитных центров обусловлена различием спиновой эволюции в парных состояниях „электрон–парамагнитный центр“ и спиновой селективностью захвата электрона исключительно из синглетных пар. Электронная спиновая поляризация должна быть противоположна поляризации парамагнитных центров. Для осуществления спиновой фильтрации необходимо внешнее магнитное поле. Поляризация может достигать наибольших значений ($\sim 10\%$), если вероятность спин-селективного захвата электрона из синглетных пар в 5–7 раз превышает скорость распада пар.

1. Введение

Развитие спинтроники как фундаментальной и прикладной науки [1–3], обещающей создать элементы электроники, где носителем информации является спин электронов, нуждается в появлении новых методов создания сильной спиновой поляризации в полупроводниках. До последнего времени основными методами были оптическая поляризация электронных спинов и инжекция поляризованных электронов из ферромагнитных материалов. В работах [4,5] показано, что возможен еще один метод — метод спиновой фильтрации. Суть этого метода заключается в удалении из зоны проводимости электронов с определенной спиновой ориентацией; при этом электроны, остающиеся в зоне проводимости, будут поляризованы с ориентацией, противоположной ориентации удаленных электронов. Очевидно, что спиновая фильтрация возможна только в результате спиновой селективности электронных процессов в полупроводниках.

Основными спин-селективными процессами в полупроводниках могут быть процессы электронно-дырочной рекомбинации [6–8] или захват электронов проводимости на парамагнитные центры с последующим переходом электрона в валентную зону [9–11]. Однако, в отличие от спин-селективного захвата, прямая электронно-дырочная рекомбинация оказалась не способной к спиновой фильтрации из-за быстрой спиновой релаксации дырок.

Очевидно, что процесс захвата электрона может быть спин-селективным только в том случае, если глубокий центр имеет неспаренные электроны, суммарный спин которых $S_i \neq 0$. После захвата электрона суммарный спин иона может быть либо $S_i + 1/2$, либо $S_i - 1/2$. Поскольку захваченные электроны должны располагаться на разных орбиталях примесного центра (например, парамагнитного иона), то и энергии $E_i(S_i + 1/2)$, $E_i(S_i - 1/2)$ могут (или должны) существенно различаться. Следовательно, должны различаться и вероятности захвата электрона с образованием состояний, раз-

личающихся значениями полного спина. В предельном случае может оказаться, что одно из этих спиновых состояний, например, с полным спином $S_i + 1/2$, лежит выше дна зоны проводимости и такой захват электрона не реализуется.

Роль „спиновой фильтра“ в принципе могут выполнять любые парамагнитные дефекты и примеси. Однако если спин примесного центра $S_i = 1/2$, то картина спин-селективного захвата оказывается особенно простой. В этом случае после захвата спиновое состояние иона может быть только синглетным или триплетным. Спиновая селективность захвата в синглетное состояние требует, как минимум, чтобы спины электрона и парамагнитного центра были антипараллельны. В модели спин-селективного захвата, предложенной в работах [9,10], считается, что вероятности захвата электрона из парных состояний, имеющих спиновую конфигурацию $|\alpha_e\beta_i\rangle$ и $|\beta_e\alpha_i\rangle$ одинаковы. Эта модель предполагает, что спиновая фильтрация обусловлена лишь различием населенностей примесных центров с ориентациями спина $|\alpha_i\rangle$ и $|\beta_i\rangle$ (здесь и далее индексы i относятся к состояниям примесного центра, индексы e отмечают состояния электрона проводимости). Начальная разность населенностей создается либо сильным внешним магнитным полем, либо изначально спин-поляризованными электронами проводимости. Если же изначально примесные центры и электроны проводимости не поляризованы, то эта модель не допускает реализации спиновой фильтрации.

Достоинства спиновой фильтрации, предложенной и осуществленной в работах [4,5,9,10], не исключают необходимости поиска других механизмов, способных создавать спин-поляризованный ток в полупроводниках, где невозможна оптическая ориентация электронных спинов, например, в органических полупроводниках со слабым спин-орбитальным взаимодействием. Далее будет показано, что спиновая эволюция в парных состояниях „электрон проводимости–примесный центр“ с последующим спин-селективным захватом электрона способна производить эффективную спиновую фильтрацию из ансамбля неполяризованных электронов проводимости и

[¶] E-mail: bvl@unpk.osu.ru

поляризовать и электроны проводимости, и примесные центры. Цель данной работы — показать возможность реализации спиновой фильтрации в полупроводниках с изначально не поляризованными электронами проводимости и примесными центрами.

2. Спиновая эволюция обменно-связанных пар

Рассмотрим полупроводник, в котором имеются примесные центры — ионы со спином $S_i = 1/2$. Характер заполнения электронной оболочки позволяет этим ионам захватывать только один дополнительный электрон с переходом в синглетное спиновое состояние. Изначально электроны проводимости не поляризованы и в зоне проводимости имеется равное количество электронов с обоими направлениями спина $|\alpha_e\rangle$ и $|\beta_e\rangle$. Непосредственно перед захватом электрон находится вблизи примесного центра, с которым образует обменно-связанную пару. Захват дырки на парамагнитный центр, электронно-дырочная рекомбинация и магнитная релаксация здесь не учитываются.

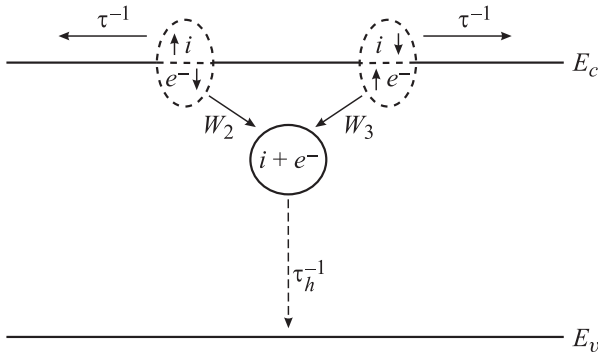


Рис. 1. Схема спиновой фильтрации электронов проводимости парамагнитными центрами в полупроводнике при разных вероятностях захвата $W_2 \neq W_3$.

Если полупроводник находится в магнитном поле H , то с учетом зеемановского и обменного взаимодействий гамильтониан имеет вид

$$H = \hbar\omega_e S_e^z + \hbar\omega_i S_i^z - \hbar J(\mathbf{S}_e \cdot \mathbf{S}_i), \quad (1)$$

где $\mathbf{S}_e, \mathbf{S}_i$ — операторы спинов электрона проводимости и примесного атома; ω_e, ω_i — частоты зеемановской прецессии электрона и примесного атома; J — интеграл обменного взаимодействия.

Поскольку изначально электроны и примесные центры не поляризованы, начальное спиновое состояние пары представляет собой статистическую смесь состояний $|\Psi_1\rangle = |\alpha_e \alpha_i\rangle = |T_+\rangle$, $|\Psi_2\rangle = |\alpha_e \beta_i\rangle = 2^{-1/2}|T_0 + S\rangle$, $|\Psi_3\rangle = |\beta_e \alpha_i\rangle = 2^{-1/2}|T_0 - S\rangle$ и $|\Psi_4\rangle = |\beta_e \beta_i\rangle = |T_-\rangle$. Если пара образуется в триплетных состояниях $|\Psi_1\rangle$ или $|\Psi_4\rangle$, то захвата электронов не происходит, поскольку спиновый гамильтониан (1) сохраняет полный спиновый момент пары, а захват возможен только из синглетных состояний. Такие пары возвращают электрон

в зону проводимости. Состояния $|\Psi_2\rangle$ и $|\Psi_3\rangle$ в момент образования обменно-связанной пары содержат примесь синглетного состояния, однако эти состояния не являются собственными стационарными состояниями гамильтониана (1). Следовательно, во время жизни таких пар в них будет происходить эволюция спиновых состояний, которая, как будет показано далее, приведет к разной вероятности спин-селективного захвата электронов. Эта спиновая эволюция определяется уравнением Шредингера с гамильтонианом (1). Решения этого уравнения $|\Psi_2(t)\rangle, |\Psi_3(t)\rangle$ с начальными условиями $|\Psi_2\rangle$ или $|\Psi_3\rangle$ дают разные вероятности обнаружить пару в синглетном состоянии. Например, если пара образовалась в состоянии $|\Psi_2\rangle = |\alpha_e \beta_i\rangle$, то для нее вероятность синглетного состояния равна

$$P_2^S(t) = |\langle \Psi_2(t) | S \rangle|^2 = \frac{1}{2} + \frac{J\Delta\omega}{\Omega^2} \sin^2 \frac{\Omega t}{2}. \quad (2)$$

Для начального состояния $|\Psi_3\rangle = |\beta_e \alpha_i\rangle$ вероятность синглетного состояния есть

$$P_3^S(t) = |\langle \Psi_3(t) | S \rangle|^2 = \frac{1}{2} - \frac{J\Delta\omega}{\Omega^2} \sin^2 \frac{\Omega t}{2}. \quad (3)$$

В этих формулах $\Delta\omega = \omega_e - \omega_i$ — разность частот зеемановской прецессии примесного атома и электрона проводимости, $\Omega = (\Delta\omega^2 + J^2)^{1/2}$ — частота синглет-триплетной эволюции обменно-связанной пары. Из формул (2) и (3) следует, что синглет-триплетная эволюция увеличивает вероятность синглетного состояния обменно-связанных электронно-примесных пар, если они образуются в некоррелированном состоянии $|\Psi_2\rangle = |\alpha_e \beta_i\rangle$ с антипараллельными спинами, и уменьшает эту вероятность для начального состояния $|\Psi_3\rangle = |\beta_e \alpha_i\rangle$, которое тоже описывает антипараллельную ориентацию спинов, отличающуюся от состояния $|\Psi_2\rangle$. На рис. 2 показаны зависимости вероятностей от времени $P_{2,3}^S(t)$.

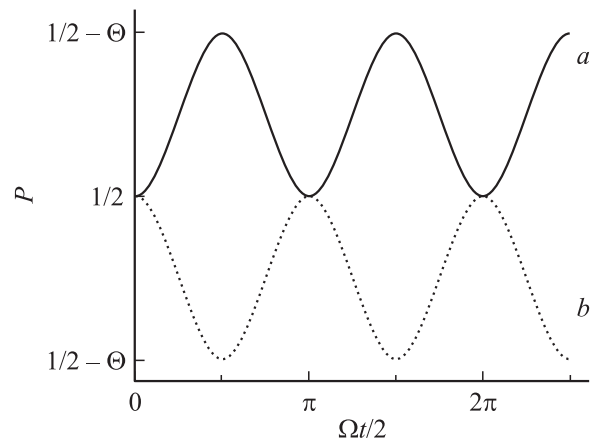


Рис. 2. Вероятности P синглетного состояния обменно-связанных пар: a — начальное спиновое состояние $|\alpha_e \beta_i\rangle$, b — начальное спиновое состояние $|\beta_e \alpha_i\rangle$. $\Theta = \Delta\omega J / (J^2 + \Delta\omega^2)$, $\Omega = (J^2 + \Delta\omega^2)^{1/2}$.

Если время жизни обменно-связанной пары τ ограничено и она распадается, возвращая электрон в зону проводимости, то средняя вероятность синглетного состояния $W = \tau^{-1} \int_0^{\infty} P^S(t) e^{-t/\tau} dt$.

Для начального состояния $|\Psi_2\rangle = |\alpha_e \beta_i\rangle$ эта вероятность равна

$$W_2 = \frac{1}{2} + \frac{J\Delta\omega}{2\Omega^2} \left(1 + \frac{1}{1 + \Omega^2\tau^2} \right), \quad (4)$$

а для начального состояния $|\Psi_3\rangle = |\beta_e \alpha_i\rangle$

$$W_3 = \frac{1}{2} - \frac{J\Delta\omega}{2\Omega^2} \left(1 + \frac{1}{1 + \Omega^2\tau^2} \right). \quad (5)$$

Различие вероятностей пребывания обменно-связанных пар в синглетном состоянии указывает на различие вероятностей последующего спин-селективного захвата электрона примесным центром. Если $W_2 > W_3$, то преимущественно захватываются будут электроны со спином $|\alpha_e\rangle$ и оставаться в зоне проводимости электроны со спином $|\beta_e\rangle$. Если $W_2 < W_3$, то зона проводимости будет „обогащаться“ электронами со спином $|\alpha_e\rangle$. Знак разности

$$\Delta W = W_2 - W_3 = \frac{J\Delta\omega}{\Omega^2} \left(1 + \frac{1}{1 + \Omega^2\tau^2} \right) \quad (6)$$

определяется обменным взаимодействием J и разностью g -факторов электрона проводимости и примесного центра.

Эта простая модель иллюстрирует и поясняет причины различий вероятностей спин-селективного захвата для различных ориентаций спинов электронов зоны проводимости. Строго говоря, вышеприведенные формулы справедливы только в том случае, если вероятность спин-селективного захвата много меньше скорости распада обменно-связанных пар и частоты синглет-триплетной конверсии, т. е. когда $w_S \ll \tau^{-1}$, Ω . Если эти величины хотя бы соизмеримы, то даже такая простая модель должна описываться формализмом спиновой матриц плотности, который позволяет, во-первых, строго учесть необратимость процесса захвата и, во-вторых, автоматически учесть влияние спиновой селективности на частоту синглет-триплетной конверсии обменно-связанных пар. Это нетривиальное влияние аналогично эффекту Зенона в теории квантовых измерений [12].

3. Спиновая фильтрация из обменно-связанных пар

Для строгого доказательства происхождения спиновой поляризации при спиновой фильтрации из обменно-связанных пар рассмотрим, как и прежде, упрощенную модель процесса, которая, однако, позволит определить основные факторы, определяющие эффективность спиновой фильтрации. Полупроводник находится в постоянном внешнем магнитном поле. В начальный момент времени $t = 0$ в зоне проводимости появляются неполяризованные электроны и образуют обменно-связанные пары

с ионами примесных атомов. Захват электрона возможен только из синглетных состояний пар; одновременно эти пары независимо от их спинового состояния могут распасться, возвращая электрон в зону проводимости.

Эволюция спинового состояния пар описывается уравнением эволюции для матрицы плотности $\rho^p(t)$, в котором учитываются необратимые процессы спин-селективного захвата и распада пар,

$$d\rho^p/dt = -i\hbar^{-1}[H, \rho^p] - (w_S/2)\{P_S\rho^p + \rho^p P_S\} - \tau^{-1}\rho^p. \quad (7)$$

В этом уравнении первый член описывает спиновую эволюцию пар, второй — спин-селективный захват электронов (w_S — вероятность захвата электрона из синглетных пар) и третий — неселективный распад пар с образованием свободных частиц (τ — время жизни парного состояния „электрон–примесный центр“); $P_S = |S\rangle\langle S|$ — оператор проектирования в синглетное состояние $|S\rangle = 2^{-1/2}|\alpha_e\beta_i - \beta_e\alpha_i\rangle$. Образование синглетных состояний примесных центров с захваченным электроном описывается уравнением

$$\frac{d\hat{\rho}^s}{dt} = w_S \hat{P}_S \hat{\rho}^p \hat{P}_S. \quad (8)$$

Здесь мы считаем, что время жизни такого состояния превышает время жизни пар τ , и пренебрегаем процессами захвата дырки. Это означает, что, захватив электрон, примесный центр „выбывает из игры“ до конца процесса. Парные состояния распадаются со скоростью τ^{-1} , спиновая матрица „освобожденных“ электронов есть

$$d\rho^e/dt = \tau^{-1} \text{Tr}_i \rho^p. \quad (9)$$

Здесь $\text{Tr}_i \hat{\rho}^p$ означает взятие частичного следа по спиновым переменным примесного атома.

Если электрон и примесный центр изначально не поляризованы, то начальное спиновое состояние обменно-связанных пар описывается спиновой матрицей плотности

$$\begin{aligned} \rho_0^p &= \rho_0^e \otimes \rho_0^i = (1/4) \{ |\alpha_e \alpha_i\rangle \langle \alpha_e \alpha_i| + |\alpha_e \beta_i\rangle \langle \alpha_e \beta_i| \\ &+ |\beta_e \alpha_i\rangle \langle \beta_e \alpha_i| + |\beta_e \beta_i\rangle \langle \beta_e \beta_i| \} = (1/4) \{ |T_+\rangle \langle T_+| \\ &+ |\alpha_e \beta_i\rangle \langle \alpha_e \beta_i| + |\beta_e \alpha_i\rangle \langle \beta_e \alpha_i| + |T_-\rangle \langle T_-| \}. \end{aligned} \quad (10)$$

Взаимодействия, учитываемые гамильтонианом (1), не способны переводить пары из триплетных состояний T_+ и T_- в синглетное. При распаде таких пар в зону проводимости возвращаются неполяризованные электроны. Спиновая эволюция (триплет-синглетная конверсия) возможна только для начальных состояний $|\Psi_3\rangle = |\beta_e \alpha_i\rangle$ и $|\Psi_2\rangle = |\alpha_e \beta_i\rangle$. Поэтому вместо решения полного уравнения (7) следует найти решение для двухуровневой подсистемы $\{|\Psi_2\rangle, |\Psi_3\rangle\}$ и использовать начальные условия в виде

$$\rho_0^p = (1/4) \{ |\alpha_e \beta_i\rangle \langle \alpha_e \beta_i| + |\beta_e \alpha_i\rangle \langle \beta_e \alpha_i| \}. \quad (11)$$

Матрица плотности (11) пропорциональна единичной матрице. Применяв метод решения уравнения (10), описанный в [12], можно легко получить решение в виде

$$\rho^p(t) = \frac{1}{4} \exp[-(1 + w_s\tau/2)t/\tau] \times \left(\text{Ch}(\Gamma t) + \frac{A}{\Gamma} \text{Sh}(\Gamma t) \right) \left(\text{Ch}(\Gamma^* t) + \frac{A^*}{\Gamma^*} \text{Sh}(\Gamma^* t) \right). \quad (12)$$

Здесь A и A^* — неэрмитовы операторы, матрицы которых

$$A = \begin{pmatrix} -\frac{i\Delta\omega}{2} & \frac{w_s}{4} + \frac{iJ}{2} \\ \frac{w_s}{4} + \frac{iJ}{2} & \frac{i\Delta\omega}{2} \end{pmatrix},$$

$$A^* = \begin{pmatrix} \frac{i\Delta\omega}{2} & \frac{w_s}{4} - \frac{iJ}{2} \\ \frac{w_s}{4} - \frac{iJ}{2} & -\frac{i\Delta\omega}{2} \end{pmatrix},$$

а Γ и Γ^* — функции их детерминантов,

$$\Gamma = \sqrt{\left(\frac{w_s}{4} + \frac{iJ}{2}\right)^2 - \frac{\Delta\omega^2}{4}},$$

$$\Gamma^* = \sqrt{\left(\frac{w_s}{4} - \frac{iJ}{2}\right)^2 - \frac{\Delta\omega^2}{4}}.$$

Решение (12) получено без учета триплетных обменно-связанных пар. Очевидно, что учет выхода электронов из этих пар приведет лишь к увеличению количества неполяризованных электронов в зоне проводимости, т.е. к уменьшению их спиновой поляризации. Из формул (9) и (12) следует, что матрица плотности „освобожденных“ электронов на временах $t > \tau$ есть

$$\rho^e(t) = \frac{1}{4} (F_1 + F_2 + 1) \cdot |\alpha_e\rangle\langle\alpha_e| + \frac{1}{4} (F_1 - F_2 + 1) \cdot |\beta_e\rangle\langle\beta_e|, \quad (13)$$

где

$$F_1 = \frac{(2 + w_s\tau)[\Omega^2\tau^2 + (1 + w_s\tau/2)^2]}{2(1 + w_s\tau)[\Omega^2\tau^2 + (1 + w_s\tau/2)^2] + w_s^2\tau^4\Delta\omega^2/2} \quad (14)$$

и

$$F_2 = \frac{Jw_s\tau^3\Delta\omega}{2(1 + w_s\tau)[\Omega^2\tau^2 + (1 + w_s\tau/2)^2] + w_s^2\tau^4\Delta\omega^2/2}. \quad (15)$$

Из формулы (13) следует, что количество электронов, избежавших захвата парамагнитными ионами и возвращенных в зону проводимости, равно

$$N^{\text{lost}} = N_\alpha + N_\beta = \text{Tr}\rho_e = \frac{1}{2} (1 + F_1) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{(2 + w_s\tau)[(1 + w_s\tau/2)^2 + \Omega^2\tau^2]}{2(1 + w_s\tau)[(1 + w_s\tau/2)^2 + \Omega^2\tau^2] + w_s^2\tau^4\Delta\omega^2/2} \right\}. \quad (16)$$

Очевидно, что N^{lost} будет определять электронную проводимость полупроводника.

Суммарный магнитный момент электронов проводимости полупроводника определяется разностью

$$\Delta N = N_\alpha - N_\beta = F_2/2 = \frac{Jw_s\tau^3\Delta\omega}{4(1 + w_s\tau)[(1 + w_s\tau/2)^2 + \Omega^2\tau^2] + w_s^2\tau^4\Delta\omega^2/2}. \quad (17)$$

Из формул (16) и (17) следует, что спиновая поляризация электронов проводимости после завершения процесса спин-селективного захвата (при $t \gg \tau$) равна

$$P^e = \frac{w_sJ\Delta\omega\tau^3}{(4 + 3w_s\tau)[(1 + w_s\tau/2)^2 + \Omega^2\tau^2] + w_s^2\tau^4\Delta\omega^2/2}. \quad (18)$$

Формула (18) доказывает, что спин-селективный захват неполяризованных электронов проводимости неполяризованными примесными ионами способен создавать спиновую поляризацию электронов проводимости P^e . Для создания этой поляризации необходимо одновременное выполнение нескольких условий: а) спиновая селективность захвата электронов примесными центрами ($w_s \neq 0$); б) наличие обменного взаимодействия в парах „электрон–примесный центр“; в) разность зеемановских частот электрона проводимости и примесного центра $\Delta\omega \neq 0$; г) конечное время жизни парного состояния ($\tau \neq 0$). Условие $\Delta\omega \neq 0$ подразумевает обязательное наличие внешнего магнитного поля, $H \neq 0$, но это поле не обязательно должно быть сильным. При выводе формулы (18) предполагалось, что это поле не создает начальной разности ориентаций спинов электронов проводимости и примесных центров, однако спин-селективный захват оказался способным создавать спиновую поляризацию даже в ансамбле неполяризованных частиц.

Зависимости спиновой поляризации электронов от основных характеристик пары w_s , τ , $H = \beta^{-1}(\Delta\omega/\Delta g)$, J имеют качественно схожий характер. С ростом любой из этих величин вначале поляризация электронов P^e увеличивается, достигает максимума и затем начинает уменьшаться. Таким образом, для каждой из величин w_s , τ , $H = \beta^{-1}(\Delta\omega/\Delta g)$, J существует свое значение, при котором поляризация P^e максимальна. Например, максимальная поляризация P^e_{max} достигается в магнитном поле

$$H = \frac{\hbar}{\beta\tau|\Delta g|} \sqrt{\frac{(4 + 3w_s\tau)[(1 + w_s\tau/2)^2 + J^2\tau^2]}{4 + 3w_s\tau + w_s^2\tau^2/2}}. \quad (19)$$

При малых значениях w_s ($w_s < \tau^{-1}$) поляризация электронов проводимости есть

$$P^e \approx \frac{w_sJ\Delta\omega\tau^3}{4(1 + \Omega^2\tau^2)}. \quad (20)$$

При $\Omega\tau \ll 1$ поляризация P^e линейно растет при увеличении w_s , J или H и резко возрастает при увеличении времени жизни обменно-связанных пар ($P^e \propto \tau^3$). Если $\Omega\tau \gg 1$ и $J \approx \Delta\omega$, то $P^e \approx w_s\tau/8$. Очевидно, при таких значениях w_s трудно ожидать, что поляризация P^e

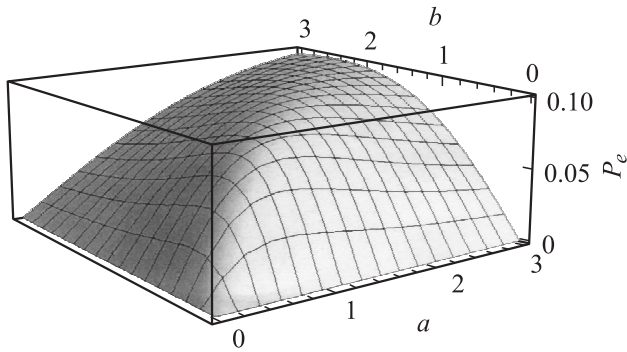


Рис. 3. Зависимость P^e от относительных величин $a = \Delta\omega/w_S$ и $b = J/w_S$ для значения $w_S\tau = 5$.

превысит значения 10^{-2} . Однако даже такая поляризация будет существенно больше термодинамически равновесной в слабых магнитных полях при нормальных температурах.

При произвольных значениях магнитных параметров обменно-связанных пар полное исследование выражения (18) приводит к громоздким выражениям, мало-пригодным даже для качественного анализа. На рис. 3 представлены зависимости P^e от относительных величин $a = \Delta\omega/w_S$ и $b = J/w_S$:

$$P^e = \frac{ab(w_S\tau)^3}{(4+3w_S\tau)[(1+w_S\tau/2)^2+(a^2+b^2)(w_S\tau)^2]+b^2(w_S\tau)^4/2}. \quad (21)$$

Исследование таких трехмерных зависимостей показало, что максимальные значения $P^e_{\max} \approx 10^{-1}$ достигаются при достаточно больших значениях a и b ($a > 1$ и $b > 1$) и при $w_S\tau \approx 5-7$ (т.е. вероятность захвата электрона из синглетных пар w_S должна в 5–7 раз превышать скорость распада пар τ^{-1}).

Из закона сохранения момента следует, что одновременно с поляризацией электронов проводимости должны поляризоваться неспаренные электроны примесных атомов. В нашей модели их поляризация P^i должна быть противоположной поляризации электронов проводимости $P^e = -P^i$. Повторение расчетов для примесных центров, начиная с решения (12), подтверждает этот вывод. Для того чтобы в реальных экспериментах спиновая поляризация примесных атомов P^i не маскировала электронную поляризацию P^e , необходимо наличие дополнительной физической подсистемы, способной „нейтрализовать“ P^i . В принципе такой подсистемой может быть радиочастотное поле или система ядерных спинов полупроводника.

4. Заключение

Неполяризованные парамагнитные примесные центры способны осуществлять спиновую фильтрацию в ансамбле неполяризованных электронов проводимости и создавать спиновую поляризацию в полупроводниках, зонная структура которых не позволяет использовать методы оптической ориентации.

Спиновая фильтрация обусловлена различиями синглет-триплетной эволюции в обменно-связанных парах „электрон–примесный центр“ и спиновой селективностью захвата электрона проводимости.

Для реализации процесса спиновой фильтрации не требуется начальная „затравочная“ поляризация электронов проводимости или сильное внешнее магнитное поле.

Поляризация примесных центров, создаваемая в процессе спиновой фильтрации, противоположна поляризации электронов проводимости.

Спиновая фильтрация неполяризованных электронов способна создавать поляризацию электронов проводимости, превышающую термодинамически равновесную во всем объеме полупроводника.

Список литературы

- [1] D.D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation* (Berlin, Springer, 2002).
- [2] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.*, **76**, 323 (2003).
- [3] Ю.Г. Кусраев. УФН, **180**, 759 (2010).
- [4] В.К. Калевич, Е.Л. Ивченко, М.М. Афанасьев, А.Ю. Ширяев, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, Б. Пал, Я. Масумото. Письма ЖЭТФ, **82**, 509 (2005).
- [5] X.J. Wang, I.A. Buyanova, F. Zhao, D. Lagarde, A. Balocchi, X. Marie, C.W. Tu, J.C. Harmand, W.M. Chen. *Nature Mater.*, **8**, 198 (2009).
- [6] D. Kaplan, I. Solomon, N.F. Mott. *J. Phys. Lett.*, **39**, 51 (1978).
- [7] V.S. L'vov, O.V. Tretyak. *Sov. Phys. JETP*, **60**, 136 (1984).
- [8] V.S. L'vov, L.S. Mima, O.V. Tretyak. *Sov. Phys. JETP*, **56**, 897 (1982).
- [9] C. Weisbuch, G. Lampel. *Sol. St. Commun.*, **14**, 141 (1974).
- [10] D. Paget. *Phys. Rev. B*, **30**, 931 (1984).
- [11] В.Л. Бердинский. ЖЭТФ, **91**, 2120 (1986).
- [12] В.Л. Бердинский, И.Н. Якунин. Докл. АН, **421**, 69 (2008).

Редактор Л.В. Шаронова

Spin filtration of unpolarized electrons by impurity centers in semiconductors

E.G. Bobin, V.L. Berdinskiy

Orenburg State University,
460018 Orenburg, Russia

Abstract The unpolarized paramagnetic centers are shown can realize spin filtration of unpolarized conductivity electrons in semiconductors. This ability of paramagnetic centers is due to different spin evolutions of pairs „electron–paramagnetic center“ preceding spin dependent conductivity electron capture from the single pairs only. Electron spin polarization should be opposite to paramagnetic center polarization; both are determined by magnetic and kinetic parameters of the pairs. To produce spin filtration the external magnetic field is needed. Polarizations can reach maximal values ($\sim 10\%$) if spin-selective capture probability is 5–7 times more than the pair decay rate.