УДК 537.311.33

О НЕКОТОРЫХ СПИНОВЫХ ЭФФЕКТАХ В Ge ПРИ ИЗОЭЛЕКТРОННОМ ЛЕГИРОВАНИИ

С. К. Саввиных

В рамках метода потенциала нулевого радиуса показано, что в задаче об электронных состояниях, локализованных на короткодействующей примеси в Ge, помещенном в магнитное поле, возникают специфические спиновые эффекты, обусловленные сильной анизотропией g-фактора и междолинным примесным рассеянием электронов. Для междолинного мультиплета локализованных состояний установлена возможность своеобразных резонансных явлений, когда зависящее от спина магнитодипольное возмущение вызывает переходы между уровнями с энергетическим зазором, определяемым в основном орбитальной частью гамильтониана. Положение резонансных линий будет содержать при этом информацию о параметрах низкоэнергетического электрон-примесного рассеяния.

В многодолинных полупроводниках типа n-Ge с ярко выраженной анизотропией g-фактора электрона, принадлежащего отдельной долине, задача об электронных состояниях, локализованных на бесспиновом примесном центре, не допускает разделения спиновых и пространственных переменных даже в том случае, когда спиновая часть гамильтониана сводится лишь к зеемановской составляющей. Междолинные переходы, вызываемые примесью, приводят к эффективному спин-орбитальному (спин-долинному) взаимодействию, которое существенно отражается на спектре и волновых функциях локализованных состояний.

Впервые на существование эффектов, обусловленных спин-долинным взаимодействием, было обращено внимание в работе [1], где дан расчет расщепления в магнитном поле основного донорного состояния в Ge. В работе [2] эти эффекты были использованы для идентификации спектральных линий в n-Ge, соответствующих переходам с расщепленного основного состояния в возбужденные состояния донора. Экспериментальное подтверждение они нашли также при исследовании в n-Ge примесного рамановского рассеяния с участием переходов между компонентами расщепленного основного состояния донора.

В настоящей работе изучается роль эффективного спин-орбитального взаимодействия в задаче об электронных состояниях, локализованных на короткодействующей (изоэлектронной) примеси в Ge. Состояния предполагаются «мелкими», и расчет проводится по методу потенциала нулевого радиуса. Это дает возможность в отличие от [1-3] учесть магнитное поле и спин-долинные эффекты без теории возмущений и тем самым включить в рассмотрение так называемые магнитопримесные состояния — локализованные состояния, возникающие лишь при наложении магнитного поля [4]. Для изоэлектронных примесей в Ge такая ситуация, по-видимому, наиболее типична. Расчет магнитопримесных состояний, являющихся заведомо мелкими, представляет собой задачу, в применении к которой метод потенциала нулевого радиуса дает практически точное, хотя и не полное, решение, содержащее в качестве эмпирических параметров длины внутридолинного и междолинного рассеяния.

Эти важные характеристики электрон-примесного взаимодействия вряд ли возможно извлечь из данных по подвижности, поскольку рассеяние на короткодействующих центрах обычно вносит ничтожно малый вклад в релаксацию импульса по сравнению с рассеянием на заряженных примесях. Электрически неактивная, не создающая ловушек для носителей тока изоэлектронная примесь фактически остается «вещью в себе» до тех пор, пока ее концентрация не становится сравнимой с концентрацией атомов основной решетки, когда происходит заметное изменение зонной структуры кристалла. Обнаружение этих примесей на уровне предельно малых концентраций имело бы несомненное значение для проблемы изоэлектронного легирования. Нам кажется, что явление индуцированной магнитным полем локализации электрона на примеси и существование эффективного спин-орбитального взаимодействия в Ge предоставляют некоторые дополнительные возможности в этом направлении. В многодолинном полупроводнике магнитопримесным состояниям отвечает мультиплет энергетических уровней (междолинный мультиплет), число которых определяется числом эквивалентных долин, симметрией окружения примесного центра и ориентацией магнитного поля относительно кристаллографических осей. В настоящей работе будет показано, что благодаря эффективному спин-орбитальному взаимодействию слабое магнитное поле, гармонически зависящее от времени, вызывает резонансные переходы между различными состояниями междолинного мультиплета. Возникает явление своеобразного комбинированного резонанса, когда зависящее от спина возмущение вызывает переходы между уровнями, положение которых в основном определяется орбитальной частью гамильтониана. Все это дает принципиальную возможность развития резонансных методов обнаружения изоэлектронных примесей и измерения параметров низкоэнергетического электрон-примесного рассеяния в Ge.

1. Постановка задачи

Предполагая состояния мелкими, ищем волновую функцию в виде n-компонентной огибающей $\{\Psi^{(j)}\}$, где n — число эквивалентных долин. Ортом, соответствующим компоненте j, является блоховская функция дна долины j: $e_j = u_{\mathbf{k}}^{(j)}(r)\exp(i\mathbf{k}^{(j)}\mathbf{r})$. Каждая компонента $\Psi^{(j)}$ является в свою очередь двухкомпонентным спинором.

Стационарное уравнение Шредингера для огибающей имеет вид

$$\sum_{j'=1}^{n} \mathscr{H}_{jj'}\Psi^{(j')} = \varepsilon\Psi^{(j)}, \tag{1}$$

$$\mathscr{H}_{jj'} = \left(\mathscr{H}_0^{(j)} + \hat{V}_z^{(j)}\right)\delta_{jj'} + \hat{V}_{jj'}, \tag{2}$$

$\hat{\mathscr{H}}_0^{(j)}$ — гамильтониан приближения эффективной массы для электрона долины j в постоянном магнитном поле $\mathbf{H}$; $\hat{V}_z^{(j)}$ — зеемановское взаимодействие для долины j

$$\hat{V}_z^{(j)} = \frac{1}{2}\mu_B(\hat{\sigma}\hat{g}^{(j)}\mathbf{H}) \equiv \omega_B\hat{\gamma}^{(j)}, \tag{3}$$

$\hat{g}^{(j)}$ — тензорный g-фактор: $\omega_B = \mu_B H/2$; $\hat{V}_{jj'}$ — электронно-примесное взаимодействие, взятое в виде псевдопотенциала [5]

$$\hat{V}_{jj'}(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{m}\delta(\mathbf{r})\, a_{jj'}\frac{\partial}{\partial r^{(j')}} r^{(j')}, \tag{4}$$

где $a_{jj'}$ — матрица длин рассеяния; $r^{(j)} = m^{-1/2}(\Sigma m_{kl}^{(j)}x_l x_k)^{1/2}$; $m_{kl}^{(j)} = (\hat{\mu}^{(j)})_{kl}^{-1}$ — тензор эффективной массы; $\mu_\perp$, $\mu_\parallel$ — главные значения тензора μ_{kl}; $m = (\mu_\perp^2\mu_\parallel)^{-1/3}$.

Перейдем от дифференциальной формы уравнения Шредингера к интегральной

$$\Psi^{(j)}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{n}\int \mathscr{G}^{(j)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon)\,\hat{V}_{jj'}(\mathbf{r}')\,\Psi^{(j')}(\mathbf{r}')\,d^3z', \tag{5}$$

где $\mathcal{G}^{(j)}=(\varepsilon-\hat{\mathcal{H}}_0^{(j)}-\hat{V}_z^{(j)})^{-1}$ — матрица 2×2 по спиновым индексам. Выразим ее через бесспиновую функцию Грина $\hat{G}^{(j)}=(\varepsilon-\mathcal{H}_0^{(j)})^{-1}$. С этой целью построим систему ортонормированных собственных спиноров оператора $\hat{\gamma}^{(j)}$

$$\hat{\gamma}^{(j)}\chi_{\pm}^{(j)}=\pm g^{(j)}\chi_{\pm}^{(j)}. \tag{6}$$

Нетрудно видеть, что

$$\mathcal{G}^{(j)}(\mathbf{r},\ \mathbf{r}';\ \varepsilon)=G^{(j)}\left(\mathbf{r},\ \mathbf{r}';\ \varepsilon-\omega_B g^{(j)}\right)\chi_+^{(j)}\chi_+^{(j)*}+G^{(j)}\left(\mathbf{r},\ \mathbf{r}';\ \varepsilon+\omega_B g^{(j)}\right)\chi_-^{(j)}\chi_-^{(j)*}. \tag{7}$$

Волновую функцию ищем в виде

$$\Psi^{(j)}=\chi_+^{(j)}\varphi_+^{(j)}+\chi_-^{(j)}\varphi_-^{(j)}. \tag{8}$$

Подставим (8) и (7) в (5) и полученное равенство умножим слева сначала на $\chi_+^{(j)*}$, а затем на $\chi_-^{(j)*}$. Это приводит к следующей системе $2n$ уравнений:

$$\varphi_+^{(j)}(\mathbf{r})=\sum_{j'=1}^{n}\int G_+^{(j)}(\mathbf{r},\ \mathbf{r}')\,\hat{V}_{jj'}(\mathbf{r}')\left[\varphi_+^{(j')}(\mathbf{r}')\,b_{++}^{(jj')}+\varphi_-^{(j')}(\mathbf{r}')\,b_{+-}^{(jj')}\right]d^3r',$$

$$\varphi_-^{(j)}(\mathbf{r})=\sum_{j'=1}^{n}\int G_-^{(j)}(\mathbf{r},\ \mathbf{r}')\,\hat{V}_{jj'}(\mathbf{r}')\left[\varphi_-^{(j')}(\mathbf{r}')\,b_{--}^{(jj')}+\varphi_+^{(j')}(\mathbf{r}')\,b_{-+}^{(jj')}\right]d^3r', \tag{9}$$

где

$$G_{\pm}^{(j)}(\mathbf{r},\ \mathbf{r}')=G^{(j)}(\mathbf{r},\ \mathbf{r}';\ \varepsilon\mp\omega_B g^{(j)}),\quad b_{\pm\pm}^{(jj')}=\left(\chi_{\pm}^{(j)*}\chi_{\pm}^{(j')}\right).$$

Из вида оператора электрон-примесного взаимодействия (4) следует, что

$$\varphi_{\pm}^{(j)}(\mathbf{r})=B_{\pm}^{(j)}G_{\pm}^{(j)}(\mathbf{r},\ 0). \tag{10}$$

При этом уравнения (9) превращаются в систему однородных линейных уравнений относительно коэффициентов $B_{\pm}^{(j)}$. Условие совместности этой системы приводит к уравнению, определяющему энергетический спектр междолинного мультиплета.

2. Волновые функции междолинного мультиплета в Ge

Приведенные выше общие соотношения применим к полупроводнику, у которого нижний край зоны проводимости имеет структуру типа Ge.

Будем предполагать, что примесный центр обладает тетраэдрической симметрией, при которой матрица длин рассеяния выражается через две величины, $a_{jj}=a$ ($j=1,\ldots,4$) и $a_{ij}=\tilde{a}$ ($i\neq j$) — соответственно длины внутри и междолинного рассеяния [5]. Пусть оси вращения эллипсоидов, отвечающих тензорам $\hat{\mu}^{(j)}$ и $\hat{g}^{(j)}$, лежат в направлениях единичных векторов

$$n_1=\frac{1}{\sqrt{3}}(1,\ 1,\ 1),\quad n_2=\frac{1}{\sqrt{3}}(1,\ -1,\ -1),$$

$$n_3=\frac{1}{\sqrt{3}}(-1,\ 1,\ -1),\quad n_4=\frac{1}{\sqrt{3}}(-1,\ -1,\ 1).$$

Магнитное поле направим по кубической оси кристалла $H=(0,\ 0,\ H)$. В этом случае оно не нарушает эквивалентности долин по отношению к орбитальному движению и функция Грина в (9) не зависит от номера долины, $G_{\pm}^{(j)}=G_{\pm}$. Все $g^{(j)}$ в (6) также одинаковы и равны $q=[(2g_{\perp}^2+g_{\parallel}^2)/3]^{1/2}$.

Для иллюстрации приведем явное выражение спиноров $\chi_{\pm}^{(j)}$ для одной из долин. Например,

$$\chi_+^{(1)}=N\begin{pmatrix}1\\ -\dfrac{1-i}{2}S\end{pmatrix},\quad \chi_-^{(1)}=N\begin{pmatrix}\dfrac{1-i}{2}S\\ 1\end{pmatrix},$$

где

$$N^2=(1+S^2/2)^{-1},\quad S=(2g_\perp+g_\parallel-3g)/(g_\parallel-g_\perp).$$

Нетрудно убедиться, что $S\to 0$ при $g_\perp\to g_\parallel$. Согласно [6], для главных значений g-фактора в Ge имеем $g_\perp\approx 1.92$, $g_\parallel\approx 0.87$. При этом $S\approx\approx 0.23$.

При выбранной ориентации магнитного поля система уравнений для коэффициентов $B_\pm^{(j)}$ радикально упрощается, если перейти к комбинациям

$$B_\pm^{(s)}=\sum_{j=1}^{4}B_\pm^{(j)},$$

$$B_\pm^{(\pm)}=(1\pm i)\,B_\pm^{(j)}-(1\mp i)\,B_\pm^{(2)}+(1\mp i)\,B_\pm^{(3)}-(1\pm i)\,B_\pm^{(4)},$$

$$B_\pm^{(t)}=B_\pm^{(1)}-B_\pm^{(2)}-B_\pm^{(3)}+B_\pm^{(4)}. \tag{11}$$

Вводя удобные безразмерные обозначения, близкие к обозначениям работы [5], получаем

$$1,\,2)\ \begin{cases}(1+A_s^{(\sigma)}f_\pm(x))\,B_\pm^{(s)}+2N^2\tilde{A}Sf_\mp(x)\,B_\mp^{(\mp)}=0,\\ \\ (1+A_t^{(\sigma)}f_\mp(x))\,B_\mp^{(\mp)}-4N^2\tilde{A}Sf_\pm(x)\,B_\pm^{(s)}=0,\end{cases}\quad \text{состояния типа } [B_\pm^{(s)}],$$

$$3,\,4)\ (1+A_tf_\pm(x))\,B_\pm^{(\mp)}=0,\ \text{ состояния типа } [B_\pm^{(\mp)}],$$

$$5,\,6)\ (1+A_tf_\pm(x))\,B_\pm^{(t)}=0,\ \text{ состояния типа } [B_\pm^{(t)}]. \tag{12}$$

Здесь

$$f(x)=2\sqrt{2}\,\pi lm^{-1}\Phi^{-1/4}\left(\frac{1}{3}\right)\frac{\partial}{\partial r}\,rG(r,\,0;\,\varepsilon)\,|_{r=0}=\zeta\left(\frac{1}{2},\,x\right)$$

— обобщенная дзета-функция Римана, $f_\pm(x)=f(x\pm\delta)$, $x=1/2-\varepsilon/\omega_c$, $\delta=g\omega_B/\omega_c$, $l=(c/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, $\omega_c=eH\Phi^{1/2}(1/3)/mc$ — циклотронная частота в направлении (0, 0, 1),

$$\Phi(\cos^2\varphi_i)=\frac{1}{m}\left(\frac{1-\cos^2\varphi_i}{\mu_\perp}+\frac{\cos^2\varphi_i}{\mu_\parallel}\right),$$

φ_i — угол между направлением магнитного поля и осью эллипсоида i,

$$a_t=a-\tilde{a},\quad a_s=a+3\tilde{a},\quad A_{t,\,s}=a_{t,\,s}\Phi^{1/4}(1/3)/\sqrt{2}\,l,$$

$$A_t^{(\sigma)}=A_t+2\tilde{A}N^2S^2,\quad A_s^{(\sigma)}=A_s-2\tilde{A}N^2S^2.$$

Условия существования нетривиальных решений уравнений (12) приводят к соотношениям, определяющим энергетический спектр мультиплета

$$1,\,2)\ (1+A_sf_\pm(x))(1+A_tf_\mp(x))-2N^2S^2\tilde{A}\,(f_\pm(x)-f_\mp(x))=0,$$

$$3,\,5)\ 1+A_tf_+(x)=0,$$

$$4,\,6)\ 1+A_tf_-(x)=0. \tag{13}$$

Разрешая (11) относительно величин $B_\pm^{(j)}$ с учетом (12) и (13), получаем следующую долинную структуру волновых функций для состояний различных типов:

1, 2) состояния типа $[B_\pm^{(s)}]$

$$\{B_\pm^{(j)}\}=\frac{1}{4}(1,\,1,\,1,\,1)\,B_\pm^{(s)},$$

$$\{B_\mp^{(j)}\}=\pm\varphi_\pm(x)\,(1\pm i,\ -(1\mp i),\ (1\mp i),\ -(1\pm i))\,B_\pm^{(s)}, \tag{14}$$
$$\varphi_\pm(x)=-N^2\tilde{A}Sf_\pm(x)/2\,(1+A_t^{(\sigma)}f_\mp(x)),$$

3, 4) состояния типа $[B_\pm^{(\mp)}]$

$$\{B_\pm^{(j)}\}=(1\pm i,\ -(1\mp i),\ (1\mp i),\ -(1\pm i))\,B_\pm^{(\mp)},\quad B_\mp^{(j)}=0, \tag{15}$$

5, 6) состояния типа $[B_\pm^{(t)}]$

$$\{B_\pm^{(j)}\}=(1,\,-1,\,-1,\,1)\,B_\pm^{(t)},\quad B_\mp^{(j)}=0.$$

Нормировочные коэффициенты $B_{\pm}^{(s)}$, $B_{\pm}^{(\mp)}$, $B_{\pm}^{(t)}$ в (14) и (15) легко могут быть выражены через $f'_{\pm}(x)$, если воспользоваться соотношением

$$\int G^*(\mathbf{r},\ 0;\ \varepsilon_1)\, G(\mathbf{r},\ 0;\ \varepsilon_2)\, d^3r \equiv g(x_1,\ x_2) = \frac{\sqrt{2}\, m\Phi^{1/2}\,(1/3)}{4\pi l\,(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}\,(f(x_1) - f(x_2)), \tag{16}$$

на выводе которого мы здесь не останавливаемся. Это же соотношение будет использовано в дальнейшем при вычислении матричных элементов магнитодипольного возмущения.

Формулами (14), (15), а также (8) и (10) полностью определяются волновые функции междолинного мультиплета.

3. Энергетический спектр

Обратимся теперь к анализу энергетического спектра мультиплета. Первые два уравнения в (13) очень близки по форме к уравнению, рассмотренному в [5]. При выключении зеемановского взаимодействия, когда $f_+ = f_-$, они определяют положение синглетного и триплетного уровней бесспиновой задачи. Последние, попарно совпадающие уравнения дают двукратно вырожденные уровни, положение которых, отвечающее спин-расщепленному триплетному состоянию, не изменилось под влиянием эффективного спин-орбитального взаимодействия. По виду эти уравнения не отличаются от соответствующего уравнения для однодолинной бесспиновой ситуации и подробно анализировались в [7].

Здесь мы опустим все детали вычислений и приведем окончательные формулы для состояний типа $[B_{\pm}^{(s)}]$ в предельных случаях, наиболее интересных, на наш взгляд, с точки зрения эксперимента. Везде ниже будем предполагать, что магнитная длина велика по сравнению с длинами рассеяния, $l \gg |a_t|$, $|a_s|$ ($|A_t|$, $|A_s| \ll 1$). Это дает возможность использовать простые асимптотические выражения для функции $f(x)$: а) $f(x) \approx -2x^{1/2} + 2^{-1}x^{-1/2} + 24^{-1}x^{-3/2}$ при $x \gg 1$, б) $f(x) \approx x^{-1/2} + \zeta(1/2)$ при $x \ll 1$ [7].

Возвращаясь к размерным обозначениям, получаем следующее.

1) a_t, $a_s < 0$ (магнитопримесные состояния)

$$\varepsilon_{\pm}^{(1)} \approx \frac{\omega_c}{2} \pm \omega_B g - \omega_c A_s^{(\sigma)^2} \Pi_{\pm}^{(s)},$$

$$\varepsilon_{\pm}^{(2)} \approx \frac{\omega_c}{2} \mp \omega_B g - \omega_c A_t^{(\sigma)^2} \Pi_{\mp}^{(t)}, \tag{17}$$

где

$$\Pi_{\pm}^{(s,\ t)} = 1 + 2\,|A_{s,\ t}^{(\sigma)}|\,\{-\zeta(1/2) + 8N^4S^2\,(\bar{A}/A_{s,\ t})^2\,[(\mp 2\delta)^{-1/2} + \zeta(1/2)]\}.$$

Верхние знаки в (17) отвечают состояниям типа $[B_{+}^{(s)}]$, а нижние состояниям типа $[B_{-}^{(s)}]$.

Легко видеть, что одно из решений в каждой паре является комплексным, а соответствующее состояние квазистационарным. Затухающим оказывается состояние, погруженное в фон непрерывного спектра, причем затухание $\Gamma \sim \bar{A}^2S^2$, т. е. обусловлено эффективным спин-орбитальным взаимодействием.

2) a_t, $a_s > 0$.

При этом условии состояния, локализованные на примеси, существуют и в отсутствие внешнего магнитного поля. Приближенное решение первых двух уравнений (13) в предположении, что междолинное взаимодействие не слишком мало и выполнено условие $|\bar{A}/A| \gg A^2\delta^2S^2$, приводит к результату

$$\varepsilon_{\pm}^{(1)} \approx \varepsilon_s \pm \omega_B g' + \frac{\omega_c A_s^2}{12}\,[1 + 24\,(1 - A_t/2\bar{A})\,\delta^2N^4S^2],$$

$$\varepsilon_{\pm}^{(2)} \approx \varepsilon_t \mp \omega_B g' + \frac{\omega_c A_t^2}{12}\,[1 - 24\,(1 - A_s/2\bar{A})\,\delta^2N^4S^2], \tag{18}$$

где

$$\varepsilon_{s,\,t} = -(2ma_{s,\,t}^2)^{-1}, \quad g' = N^2(1 - S^2/2)\,g = (2g_\perp + g_\parallel)/3.$$

Смысл верхних и нижних знаков здесь тот же, что и в формулах (17). Из формул (18) видна возникшая перенормировка g-фактора, выражаемая заменой $g \to g'$. Эта перенормировка обусловлена эффективным спин-орбитальным взаимодействием. В самих формулах это обстоятельство завуалировано, поскольку слагаемое, линейное по магнитному полю, содержит только фактор анизотропии S и не содержит явной зависимости от междолинного взаимодействия. Дело в том, что формула (18) справедлива в предположении, что спиновое расщепление много меньше междолинного ($\omega_B \ll |\Delta\varepsilon| = |\varepsilon_t - \varepsilon_s|$), а переход $g \to g'$ возникает при тех значениях параметров, когда эти расщепления становятся одного порядка.

Решая уравнения (13) в предположении $\omega_B \sim |\Delta\varepsilon| \ll |\varepsilon_{s,\,t}|$, получаем соотношение

$$\varepsilon_{\pm}^{(1,\,2)} \approx \varepsilon_{s,\,t} \pm \frac{\Delta\varepsilon}{2}\left\{\left[1 \pm 4\,\frac{\omega_B}{\Delta\varepsilon}\,g' + 4\left(\frac{\omega_B}{\Delta\varepsilon}\,g\right)^2\right]^{1/2} - 1\right\}, \tag{19}$$

в котором легко прослеживается переход $g \to g'$.

Можно показать, что формула (19) следует из теории возмущений в низшем порядке по магнитному полю и междолинному взаимодействию и эквивалентна соответствующему соотношению работы [1] (формула (3.15)).

4. Магнитодипольные переходы

Пусть наряду с постоянным магнитным полем $\mathbf{H}$ на кристалл наложено гармонически зависящее от времени поле $\tilde{\mathbf{H}}(t) = \tilde{\mathbf{H}}\cos\omega t$, направленное перпендикулярно к $\mathbf{H}$, $\tilde{\mathbf{H}} = \tilde{H}(\cos\theta,\ \sin\theta,\ 0)$. Рассмотрим возможность переходов между состояниями междолинного мультиплета под действием магнитодипольного возмущения

$$\mathscr{H}_{\text{int}}^{(jj')} = \delta_{jj'}\,\frac{\mu_B}{2}\,(\hat{\sigma}\hat{g}^{(j)}\tilde{\mathbf{H}})\cos\omega t = \delta_{jj'}\tilde{\omega}_B\hat{\tilde{\gamma}}^{(j)}(\theta)\cos\omega t, \tag{20}$$

введенные здесь обозначения аналогичны принятым в (3).

Относительные интенсивности различных переходов определяются матричными элементами вида

$$M_{if} = \sum_{j=1}^{4}\int \Psi_i^{(j)*}(\mathbf{r};\ \varepsilon_i)\,\hat{\tilde{\gamma}}^{(j)}(\theta)\,\Psi_f^{(j)}(\mathbf{r};\ \varepsilon_f)\,d^3r, \tag{21}$$

где $\Psi^{(j)}$ — стационарные волновые функции, найденные выше.

Путем простых, но довольно громоздких вычислений убеждаемся в том, что переходы $[B_{\pm}^{(s)}]^{(1)} \to [B_{\pm}^{(s)}]^{(2)}$, $[B_{\pm}^{(t)}] \to [B_{\pm}^{(s)}]$, $[B_{\mp}^{(\pm)}] \to [B_{\pm}^{(s)}]$ являются запрещенными. Остальные переходы разрешены. В качестве примера разрешенного перехода рассмотрим ситуацию, когда $\Psi_i \in [B_+^{(s)}]$, $\Psi_f \in [B_-^{(s)}]$. Для этого случая находим

$$\begin{aligned} M_{if} = N^2 B_+^{(s)*} B_-^{(s)} e^{-i\theta}\Big\{&[Sg_\perp - \tilde{g}(1 - 2S - S^2/2)]\times \\ &\times[\varphi_-(x_f)\,g_{++}(x_i,\ x_f) + \varphi_+^*(x_i)\,g_{--}(x_i,\ x_f)] + \\ &+\frac{1}{4}\,[g_\perp + \tilde{g}(1 + S - S^2/2)]\,g_{+-}(x_i,\ x_f) + \\ &+4\,[S^2 g_\perp - 2\tilde{g}(1 + S - S^2/2)]\,\varphi_+^*(x_i)\,\varphi_-(x_f)\,g_{-+}(x_i,\ x_f)\Big\}. \end{aligned} \tag{22}$$

Здесь

$$g_{\pm\pm}(x_i,\ x_f) = g(x_i \pm \delta,\ x_f \pm \delta), \quad \tilde{g} = (g_\parallel - g_\perp)/3.$$

Проанализируем формулу (22) при различных предположениях об электрон-примесном взаимодействии, ограничиваясь низшим порядком по малым параметрам A_t, A_s.

1) a_t, $a_s < 0$ (переходы между магнитопримесными состояниями).

Рассмотрим переход между двумя нижними стационарными состояниями $[B_+^{(s)}]^{(2)}$ и $[B_-^{(s)}]^{(1)}$. Согласно (17), имеем

$$\varepsilon_i = \varepsilon_+^{(2)} \approx \frac{\omega_c}{2} - \omega_B g - \omega_c A_t^{(\sigma)^2},$$

$$\varepsilon_f = \varepsilon_-^{(1)} \approx \frac{\omega_c}{2} - \omega_B g - \omega_c A_s^{(\sigma)^2},$$

$$\omega_{\text{res}} = |\varepsilon_i - \varepsilon_f| \approx \omega_c |A_t^{(\sigma)^2} - A_s^{(\sigma)^2}| \sim H^2.$$

Формула (22) для этого случая преобразуется к виду

$$M_{if} \approx N^2 e^{-i\theta} [\tilde{g}(1 - 2S - S^2/2) - S g_\perp] \frac{(2|A_t^{(\sigma)} A_s^{(\sigma)}|)^{1/2}}{|A_t^{(\sigma)}| + |A_s^{(\sigma)}|}. \tag{23}$$

2) a_t, $a_s > 0$. Пусть

$$\varepsilon_i = \varepsilon_+^{(2)} \approx \varepsilon_t - \omega_B g', \quad \varepsilon_f = \varepsilon_-^{(1)} \approx \varepsilon_s - \omega_B g', \quad \omega_{\text{res}} \approx |\varepsilon_s - \varepsilon_t| \sim H^0.$$

Расчет по формуле (22) в этом случае приводит к результату

$$M_{if} \approx e^{-i\theta} \tilde{g} \frac{(2A_s A_t)^{1/2}}{A_s + A_t}. \tag{24}$$

В рассмотренных примерах играют существенную роль как междолинное взаимодействие, определяющее резонансную частоту перехода, так и анизотропия g-фактора, благодаря которой переходы становятся разрешенными. Здесь мы имеем дело с наиболее интересным, на наш взгляд, проявлением эффективного спин-орбитального взаимодействия.

Проведенное рассмотрение является низшим приближением по параметру $(bl)^{-1} \ll 1$, где b — величина вектора обратной решетки; l — размер области локализации электрона, который для магнитопримесных состояний совпадает с магнитной длиной. В этом приближении электродипольные переходы между состояниями междолинного мультиплета являются запрещенными. Поэтому переходы под действием магнитодипольного возмущения и связанные с этими переходами резонансные явления вполне заслуживают внимания. Резонансы рассмотренного выше типа, разумеется, должны иметь место и для обычной донорной примеси в Ge в связи с магнитодипольными переходами между компонентами расщепленного основного состояния донора. Следует ожидать, что эти резонансы окажутся достаточно узкими и могут быть использованы для идентификации примесных атомов.

Литература

[1] *People R.*, *Wolf P. A.* Phys. Rev. B, 1981, vol. 24, N 8, p. 463—464.
[2] *Аверкиев Н. С.*, *Гельмонт Б. Л.*, *Голубев В. Г.* и др. ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 4, с. 1409—1417.
[3] *Youngdale E. R.*, *Larsen D. M.*, *Aggarwal R. L.* Phys. Rev. B., 1985, vol. 32, N 6, p. 3938—3950.
[4] *Бычков Ю. А.* ЖЭТФ, 1960, т. 39, № 3, с. 689—702.
[5] *Саввиных С. К.* ФТТ, 1979, т. 21, № 6, с. 1673—1678.
[6] *Wilson D. K.* Phys. Rev. A, 1964, vol. 134, N 1, p. 265—286.
[7] *Демков Ю. Н.*, *Друкарев Г. Ф.* ЖЭТФ, 1965, т. 49, № 1, с. 257—264.

Институт физики
полупроводников СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
6 апреля 1988 г.