хода.[1] В нашем случае даже в облученном образце расчетная величина полного затухания в районе экситонного резонанса меньше критического значения Γ_c.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность использования спектров ПЛ для количественной оценки качества кристаллов GaAs. На практике использование предлагаемого метода ограничено, конечно, лишь весьма чистыми кристаллами ($N_D + N_A \leqslant 10^{15}$ см$^{-3}$). Однако именно для чистых образцов GaAs использование традиционных методов оценки качества встречает серьезные затруднения. Бесконтактный, неразрушающий способ оценки качества по спектрам поляритонной люминесценции GaAs может быть весьма полезным.

Авторы благодарят Г. Р. Маркаряна и А. Е. Черенкова за предоставление образцов, М. А. Литовского за проведение облучения.

Литература

[1] Ashen D. J., Dean P. J., Hurle D. T. J., Mullin J. B., White A. M., Greene P. D. — J. Phys. Chem. Sol., 1975, v. 36, N 10, p. 1041—1047.
[2] Zhilyaev Yu. V., Krivolapchuk V. V., Rodionov A. V., Rossin V. V., Rossina T. V., Sweshnikov Yu. N. — Phys. St. Sol. (a), 1985, v. 89, N 1, p. K61—K64.
[3] Травников В. В., Криволапчук В. В. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, в. 6, с. 2087—2106.
[4] Ломако В. М., Новоселов А. М. — ФТП, 1976, т. 10, в. 5, с. 900—905.
[5] Ботнарюк В. М., Жиляев Ю. В., Россин В. В., Россина Т. В., Травников В. В. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 1, с. 201—207.
[6] Жиляев Ю. В., Маркарян Г. Р., Россин В. В., Россина Т. В., Травников В. В. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 9, с. 2688—2696.
[7] Shultheis L., Kuhl J., Honold A., Tu C. W. — Phys. Rev. Lett., 1986, v. 57, N 14, p. 1797—1800.
[8] Tait W. C. — Phys. Rev. B, 1972, v. 5, N 2, p. 648—661.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 23.02.1988
Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ИНДУЦИРОВАННАЯ СВЕТОМ СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский Э. И.

В полумагнитных полупроводниках (ПМП) сильное обменное взаимодействие электронов с парамагнитными ионами приводит к взаимной ориентации их спинов. Если электроны ориентируются по спину, например, при возбуждении кругополяризованным светом, то обменное взаимодействие должно привести к заметной поляризации подсистемы магнитных ионов. Однако экспериментальные данные [1] свидетельствуют о том, что полученная таким образом намагниченность оказывается аномально малой. Как показано в настоящей статье, намагниченность мала вследствие того, что магнитные ионы сильно взаимодействуют с рожденными светом дырками. Происходит передача магнитного момента подсистемой магнитных ионов дырочной подсистеме. В то же время спин дырки в кристаллах со структурой цинковой обманки (к ним принадлежит и полупроводник $Hg_{1-x}Mn_xTe$, который исследовался в работе [1]) релаксирует

---

[1] Критическая величина затухания определяется по формуле [8] $\hbar\Gamma_c = 2E_T \times \sqrt{2\varepsilon_D E_{LT}/Mc^2}$, где ε_D — фоновая диэлектрическая проницаемость, M — масса экситона, E_{LT} — энергия продольно-поперечного расщепления, E_T — энергия дна экситонной зоны. При $\varepsilon_D = 12.56$, $M = 0.6m_D$, $E_{LT} = 0.13$ мэВ, $E_T = 1.515$ эВ $\hbar\Gamma_c = 0.31$ мэВ. Если взять $E_{LT} = 0.08$ мэВ, а остальные параметры оставить неизменными, то $\hbar\Gamma_c = 0.25$ мэВ.

за время рассеяния ее импульса. Поэтому дырки можно считать термализованными. Таким образом, обменное взаимодействие спинов магнитных ионов со спинами дырок обеспечивает мощный канал утечки, создаваемой светом намагниченности подсистемы магнитных ионов.

Проанализируем кинетику описанной системы. Для этого необходимо решить уравнения баланса, описывающие процессы рассеяния с переворотом спина ориентированных светом электронов на магнитных ионах и релаксацию магнитных ионов на термализованных дырках. Рассеяние электронов на магнитной примеси в $Hg_{1-x}Mn_xTe$ рассматривалось в работе [2].

Обменное взаимодействие электронов и дырок с парамагнитными ионами можно представить в виде

$$\mathscr{H}_{eM} = \alpha \sum_n (\hat{\mathbf{I}}_n \hat{\sigma})\, \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n), \tag{1}$$

$$\mathscr{H}_{hM} = \frac{\beta}{3} \sum_n (\hat{\mathbf{I}}_n \hat{\mathbf{J}})\, \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n), \tag{2}$$

где α, β — константы обменного взаимодействия, $\hat{\mathbf{I}}_n$ — оператор спина магнитного иона в узле с номером n, $\hat{\sigma}$ — оператор спина электрона, J_x, J_y, J_z — числовые матрицы 4×4, соответствующие спину $J=3/2$ (валентная зона четырехкратно выроождена в точке Γ). Вычислим матричные элементы для этого взаимодействия. Волновые функции электронов и дырок можно представить в виде

$$|k_l \sigma\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})\, X^{(e)}(\sigma), \tag{3}$$

$$|k_h \mu\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})\, X^{(h)}(\mathbf{k}, \mu), \tag{4}$$

где V — объем кристалла, $X^{(e)}(\sigma)$ — собственная функция оператора $\hat{\sigma}_z$, $X^{(h)}(\mathbf{k}, \mu)$ — собственный вектор матрицы $(\mathbf{k}\cdot\mathbf{J}_z)\, X^{(h)}(\mathbf{k}, \mu) = \mu X^{(h)}(\mathbf{k}, \mu)$, $\sigma = \pm 1/2$, $\mu = \pm 3/2$ (нас интересуют лишь тяжелые дырки, поскольку они дают основной вклад в рассеяние).

Соответственно матричные элементы

$$\langle M_n \pm 1,\ k'_e \sigma \mp 1 \,|\, \mathscr{H}_{eM} \,|\, M_n,\ k_e\sigma\rangle = \alpha \sum_\gamma \exp\{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_n\} \langle \sigma | \hat{\sigma}_\gamma | \sigma \mp 1\rangle \langle M_n | \hat{I}_{n\gamma} | M_n \pm 1\rangle, \tag{5}$$

$$\langle M_n \pm 1,\ k'_h \mu' \,|\, \mathscr{H}_{hM} \,|\, M_n,\ k_h \mu\rangle = \frac{\beta}{3} \sum_{i,j} \sum_\gamma \sum_\mu \exp\{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_n\} \times$$

$$\times X_i^*(\mathbf{k}, \mu)\, X_j(\mathbf{k}', \mu)\, (J_\gamma)_{ij} \langle M_n | \hat{I}_{n\gamma} | M_n \pm 1\rangle, \tag{6}$$

$M_n\rangle$ — собственный вектор оператора $\hat{I}_n$ магнитного иона с проекцией M на ось z, γ пробегает значения x, y, z.

В борновском приближении вероятность рассеяния электрона на магнитном ионе определяется выражением

$$W_{ei} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{(2\pi)^6} \int d^3k d^3k' \,|\langle M,\ k'_c \sigma \mp 1 \,|\, \mathscr{H}_{eM} \,|\, M,\ k_e \sigma\rangle|^2\, \delta(E_e(k) - E_e(k'))\, \{f_e(k) - f_e(k')\}, \tag{7}$$

где $E_e(k)$, $E_e(k')$, $f_e(k)$, $f_e(k')$ — собственные энергии и больцмановские функции распределения электронов в состояниях k и k' (до и после рассеяния). Подставляя (6) в (7), получаем

$$W_{ei}(M,\ M \mp 1) = W_e (I \pm M)(I \mp M + 1), \tag{8}$$

где

$$W_e = \alpha^2 \frac{\pi}{\hbar} \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{m_e}{\hbar^2} \int d^3k k f_e(k) \left| \left\langle -\frac{1}{2} \right| \sigma_x - i\sigma_y \left| +\frac{1}{2} \right\rangle \right|^2. \tag{9}$$

Здесь использовано соотношение для оператора спина магнитного иона

$$\langle M | I_x \pm i I_y | M \mp 1\rangle = \sqrt{(I \pm M)(I \mp M + 1)}. \tag{10}$$

Вероятность рассеяния для дырок определяется аналогичным равенством

$$W_{hi}(M,\ M \mp 1) = W_h (I \pm M)(I \mp M + 1), \tag{11}$$

где

$$W_h = \left(\frac{\beta}{3}\right)^2 \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{m_h}{\hbar^2} \sum_{\mu,\,\mu'} \int d^3kkf_h(k) \sum_{i,\,j} \sum_{i_1,\,j_1}, \quad X_i^*(\mathbf{k},\ \mu)(J_x \mp iJ_y)_{ij} X_j(\mathbf{k}',\ \mu') \times$$

$$\times X_{j_1}^*(\mathbf{k}',\ \mu')(J_x \pm iJ_y)_{i_1,\,j_1} X_{i_1}(\mathbf{k},\ \mu), \tag{12}$$

m_e, m_h — эффективные массы электрона и дырки.

Соотношение

$$\sum_{\mu=\pm^3/_2} X_i^*(\mathbf{k},\ \mu) X_{i_1}(\mathbf{k},\ \mu) = \Lambda_{ii_1}^{(h)}(\mathbf{k}), \tag{13}$$

где

$$\Lambda^{(h)}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\left[\frac{(\mathbf{kJ})^2}{k^2} - \frac{1}{4}\right] \tag{14}$$

— проекционный оператор, действующий на состояние волновой функции дырки [3], позволяет переписать (11) в виде

$$W_h = \left(\frac{\beta}{3}\right)^2 \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{m_h}{\hbar^2} \sum_{\gamma,\,\gamma'} \int d^3kkf_h(k)\, \mathrm{Sp}\, \{\Lambda^{(h)}(\mathbf{k}) J_\gamma \Lambda^{(h)}(\mathbf{k}') J_{\gamma'}\}, \tag{15}$$

γ, γ' принимают значения x, y. Используя равенства

$$\frac{1}{4\pi} \int d\Omega_k \Lambda^{(h)}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}, \tag{16}$$

$$\mathrm{Sp}\,(J_\gamma J_{\gamma'}) = 5\delta_{\gamma\gamma'}, \tag{17}$$

окончательно получаем

$$W_e = \alpha^2 \frac{\sqrt{2}\ m_e^{3/2} T^{1/2}}{\pi^{3/2}\hbar^4}, \tag{18}$$

$$W_h = \beta^2 \frac{5 m_h^{3/2} T^{1/2}}{36\sqrt{2}\ \pi^{3/2}\hbar^4}. \tag{19}$$

Электроны в нашей системе под воздействием поляризованного света будут ориентированы по спину. Уравнения баланса для поляризованных электронов и ионов магнитной примеси имеют следующий вид:

$$\frac{\partial(ns)}{\partial t} = W_e n \sum_{M=-I}^{+I} \Big\{[(1+s)N_{M-1} - (1-s)N_M](I+M)(I-M+1)\Big\} +$$

$$+ (G_+ - G_-) - \frac{ns}{\tau_s}, \tag{20}$$

$$\frac{\partial N_M}{\partial t} = W_h p\, \{(N_{M-1} - N_M)(I+M)(I-M+1) + (N_{M+1} - N_M)(I-M)(I+M+1)\} +$$

$$+ \frac{1}{2} W_e n\, \{[(1+s)N_{M-1} - (1-s)N_M](I+M)(I-M+1) +$$

$$+ [(1-s)N_{M+1} - (1+s)N_M](I-M)(I+M+1)\}. \tag{21}$$

Здесь N_M — концентрация парамагнитных ионов с проекцией момента на ось z, равной M; $G_+ - G_-$ — скорость генерации поляризованных электронов, $n = n_+ - n_-$, p — концентрации электронов и дырок, созданных светом, τ_s включает в себя все остальные механизмы спиновой релаксации электронов, s — стационарная степень поляризации электронов, связанная с концентрацией электронов соотношением

$$s = \frac{n_+ - n_-}{n}, \tag{22}$$

$n_{\pm}$ — концентрация электронов, поляризованных по спину вдоль и против оси квантования z.

Далее предположим, что $s \ll 1$, а концентрация ориентированных магнитных ионов $\delta N_M = N_M - N/(2I+1)$ мала по сравнению с полной концентрацией примесных ионов N. Линеаризованные уравнения для стационарного случая имеют вид

$$G_+ - G_- = \frac{4}{3} I(I+1) N W_e n s - W_e n \sum_M (\delta N_M - \delta N_{M-1})(I+M)(I-M+1) + \frac{ns}{\tau_s}, \quad (23)$$

$$\frac{2M}{2I+1} N W_e n s + \left(W_h p + \frac{1}{2} W_e n\right) \{(\delta N_{M+1} - \delta N_M)(I-M)(I+M+1) + $$
$$+ (\delta N_{M-1} - \delta N_M)(I+M)(I-M+1)\} = 0. \quad (24)$$

Решение уравнений (23), (24) дает выражения, связывающие концентрации ориентированных по спину электронов и магнитных ионов с соответствующими временами релаксации:

$$ns = \frac{3(G_+ - G_-)}{4I(I+1)} \tau_{eM} \left(1 + \frac{\tau_{hM}}{2\tau_{eM}}\right) \varphi, \quad (25)$$

$$\delta N_M - \delta N_{M-1} = \frac{sNW_e}{(2I+1)\left(W_h + \frac{1}{2} W_e\right)}, \quad (26)$$

где

$$\varphi = \left\{1 + \frac{3\tau_{eM}}{4I(I+1)\tau_s}\left(1 + \frac{\tau_{hM}}{2\tau_{eM}}\right)\right\}^{-1}. \quad (27)$$

Здесь $\tau_{eM} = 1/NW_e$ — время релаксации спина электрона на магнитных ионах, $\tau_{hM} = 1/NW_h$ — время релаксации дырки на ионах магнитной примеси. Формулы (25)—(27) написаны в предположении равной концентрации электронов и дырок.

Как следует из (27), разность между заселенностями двух последовательных спиновых уровней магнитного иона не зависит от номера уровня. Магнитный момент единицы объема связан с разницей соотношением

$$M = g\mu_B \sum_M M N_M = \frac{1}{3} g\mu_B I(I+1)(2I+1)(\delta N_M - \delta N_{M-1}), \quad (28)$$

где μ_B — магнетон Бора, $g=2$ — фактор спектроскопического расщепления магнитного иона.

Уравнения (25)—(28) позволяют определить спиновую поляризацию электронов и степень намагниченности системы при заданной интенсивности и степени поляризации света. Оценим степень намагниченности и спиновую поляризацию для полумагнитного полупроводника $Hg_{0.88}Mn_{0.12}Te$, который имел максимальный магнитный момент, согласно экспериментальным данным, приведенным в [1]. Величина магнитного момента составляла $M \sim 5 \cdot 10^{-7}$ Э. Из выражения (28) следует, что $\delta N_M - \delta N_{M-1} \sim 10^{12}$ см$^{-3}$. Полная концентрация ионов M_n^{2+}, которая связана с постоянной решетки a_0 соотношением $N = 4x/a_0^3$, равна $\sim 10^{21}$ см$^{-3}$. Отсюда находим, что доля поляризованных магнитных ионов составляет $(\delta N_M - \delta N_{M-2})/N \sim 10^{-9}$. Из формулы (26), которая устанавливает связь между спиновой поляризацией электронов и отклонением от равновесия заселенности спиновых уровней магнитных ионов, можно установить величину s в эксперименте [1]. Вследствие малого отношения масс электрона и дырки отношение времен релаксации дырки и электрона также мало́:

$$\tau_{hM}/\tau_{eM} = (72/5)(\alpha/\beta)^2 (m_e/m_h)^{3/2}.$$

В результате из (26) получим следующую оценку:

$$s = \frac{W_h}{W_e}(2I+1)(\delta N_M - \delta N_{M-1}) N^{-1} \sim 10^{-7}.$$

При оценке мы использовали следующие значения параметров: $m_e=0.025m_0$, $m_h=0.4m_0$, $\alpha N_0=-0.45$ эВ, $\beta N_0=0.8$ эВ, m_0 — масса свободного электрона, N_0 — концентрация атомов в заполненной катионной подрешетке.

Энергия кванта лазера (238 мэВ) заметно превышала ширину запрещенной зоны (165 мэВ). Поэтому происходит довольно значительная деполяризация электронной системы, когда после своего рождения электрон теряет энергию, испуская оптические фононы. Величина $G_+-G_-=\rho G$, которая фигурирует в исходных формулах (20), должна учитывать степень этой деполяризации. Ее можно оценить, если переписать соотношение (25) в виде

$$\rho=\frac{4}{3}I(I+1)(2I+1)W_h\tau_r(\delta N_M-\delta N_{M-1}), \tag{29}$$

где τ_r — время рекомбинации свободных носителей заряда. Формула (29) справедлива при выполнении неравенства $\tau_{eM}\ll\tau_s$. Для $Hg_{0.88}Mn_{0.12}Te$ оценка дает $\tau_{eM}\sim10^{-9}$ с. К сожалению, в [1] не приводятся данные о времени рекомбинации в исследованных образцах. Измерение времени жизни по кинетике спада фотопроводимости в образцах близкого состава [4] дает величину $\tau_r\sim10^{-5}$ с. Из формулы (29) находим $\rho\sim10^{-2}$.

В заключение авторы выражают благодарность М. И. Дьяконову за полезное обсуждение.

Литература

[1] Krenn H., Zawadzki W., Bauer G. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 14, p. 1510—1513.
[2] Kossut J. — Phys. St. Sol. (b), 1975, v. 72, p. 359—367.
[3] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский И. М. — УФН, 1976, т. 120, в. 3, с. 337—362.
[4] Постолаки И. Т. — Автореф. канд. дис. Л., 1985.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 25.04.1988
Принято к печати 2.06.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

ПАССИВАЦИЯ МЕЛКИХ ДОНОРОВ В ФОСФИДЕ ИНДИЯ АТОМАРНЫМ ВОДОРОДОМ

Омельяновский Э. М., Пахомов А. В., Поляков А. Я.

Атомарный водород как средство пассивации электрически активных центров в монокристаллических полупроводниках становится объектом интенсивных и многосторонних исследований [1]. Механизм пассивации предположительно [1] заключается в образовании нейтральных комплексов вида дефект—водород в процессе диффузии атомов водорода в объем монокристалла. По своему влиянию на процессы переноса заряда в полупроводнике это явление аналогично эффективной очистке материала от различных электрически и рекомбинационно активных центров.

В настоящее время достаточно подробно изучено влияние атомарного водорода на свойства Si [2], Ge [3] и GaAs [4], известны работы по исследованию эффекта пассивации в CdTe и ZnTe [5], GaAlAs [6] и GaP [7]. В настоящей работе в дополнение к перечисленным материалам будет показана принципиальная возможность пассивации фосфида индия.

Исследовавшиеся образцы представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной 2 мм, вырезанные перпендикулярно оси роста $\langle 100\rangle$ монокристаллов нелегированного n-InP, выращенных методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава. На предварительно травленые поверхности