

- [1] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, S. Haroche, F. Lalóé. *Rev. Phys. Appl.*, 5, 95, 1970.
- [2] Л. Н. Новиков, Г. В. Скроцкий, Г. И. Соломахо. *Усп. физ. наук*, 113, 597, 1974.
- [3] L. D. Scheerer. *Advances in Quantum Electronics*, 239, Columbia Univ. Press, 1961.
- [4] R. E. Sloum. *Phys. Rev. Lett.*, 29, 1642, 1972.
- [5] В. В. Евстрафьев, Р. А. Житников, Б. Н. Севастьянов. *ЖТФ*, 45, 669, 1975.
- [6] Н. Н. Якобсон, Е. Б. Александров. *ЖТФ*, 48, 1914, 1978.
- [7] В. Н. Михайловский, Л. И. Грабар, В. И. Троцюк. В сб.: *Отбор и передача информации*, вып. 31, 53. Изд. «Наукова думка», Киев, 1972.
- [8] A. V. Phelps. *Phys. Rev.*, 99, 1307, 1955.
- [9] F. D. Colegrove, P. A. Franken. *Phys. Rev.*, 119, 680, 1960.
- [10] Ю. К. Долломанский, В. М. Рыжков, П. Н. Сальников, В. А. Фадеев. Установка для получения слабых магнитных полей и их измерение с помощью эффекта Ханле. Депонир. в ВИНТИ, № 1990-80 Деп, РФГФиз., 9А70 Деп, 1980.

Поступило в Редакцию 19 января 1982 г.

УДК 537.311.33 : 535

СПИН-ЗАВИСИМАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

В. И. Стриха и О. В. Третьак

В ряде работ [1-4] сообщалось о явлении спин-зависимой рекомбинации неравновесных носителей заряда на поверхности кремния, аморфном кремнии и кремнии с повышенной плотностью дислокаций. Величина относительного изменения фотопроводимости $\delta\Delta\sigma/\Delta\sigma$ в условиях спинового резонанса оказалась значительно (иногда на несколько порядков) больше 10^{-6} , предсказанного простейшей моделью [1]. В последующих работах [5-7] было предложено несколько различных моделей, позволяющих объяснить наблюдаемую величину $\delta\Delta\sigma/\Delta\sigma$. Однако только в работе [8] авторы учли специфику рекомбинации носителей заряда в существенно неупорядоченных полупроводниках, к которым, безусловно, относятся все перечисленные объекты. На рис. 1 изображена схема рекомбинации по указанной модели. Здесь E_1 и E_2 — связанные локализованные состояния в запрещенной зоне. Это могут быть либо донорно-акцепторные пары, либо другие центры геометрически близко расположенные. Здесь следует отметить, что модель рекомбинации электронно-дырочных пар в неупорядоченных полупроводниках через связанные состояния только без учета спина носителей уже ранее привлекалась для объяснения экспериментальных результатов [9]. В исходном состоянии в условиях термодинамического равновесия уровень E_1 заполнен полностью, уровень E_2 пуст, так что уровень Ферми расположен между E_1 и E_2 . Под действием кванта света рождается электронно-дырочная пара. Дырка захватывается на уровень E_1 , а электрон — на уровень E_2 . Последующий акт рекомбинации (переход электрона с уровня E_2 на уровень E_1) возможен, если спины электрона на уровне E_2 и неспаренного электрона на уровне E_1 антипараллельны, то есть образуют синглетную (S) конфигурацию. В противном случае — триплетная конфигурация (T_+ , T_0 , T_- — соответственно для трех проекций суммарного спина по направлению магнитного поля) — переход запрещен. В начальный момент рождения неравновесных носителей парные состояния находятся в S и T конфигурациях со статистическими весами $1/4$ и $3/4$. Так как рекомбинация в паре разрешена только для синглетных состояний, то в стационарном состоянии статистический вес триплетных состояний возрастает, а синглетных — соответственно уменьшается. Скорость рекомбинации можно увеличить, если каким-либо образом вызвать триплет-

синглетные ($T-S$) переходы в парах, стремящиеся вернуть систему к хаотическому распределению ($(1/4)S$, $(3/4)T$). Эффективными механизмами интеркомбинационных переходов в паре должны быть такие спиновые взаимодействия, которые за время жизни пары способны изменить либо разность фаз прецессии спинов партнеров ($S-T_0$ переходы), либо перевернуть их ($S-T_+$ и $S-T_-$ переходы).

Нами проведен расчет скорости спин-зависимой рекомбинации в рамках модели Каплана—Соломона—Мотта с учетом $S-T_0$ переходов, индуцируемых постоянным магнитным полем H_0 , и $S-T_+$ и $S-T_-$ переходов за счет резонансного переменного магнитного поля $\tilde{h} = h \exp(i\omega t)$ при произвольном времени спиновой релаксации. Анализ экспериментальных результатов и оценка важности механизмов синглет-триплетных переходов в рекомбини-

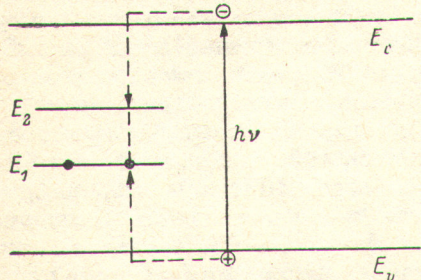


Рис. 1. Схема спин-зависимой рекомбинации через связанное состояние E_1-E_2 .

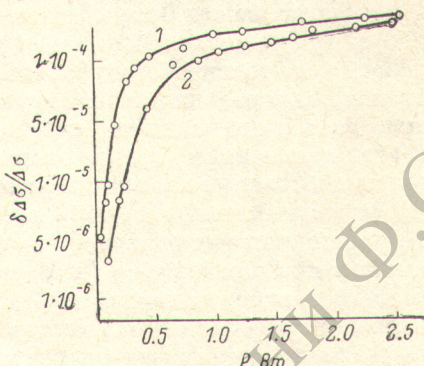


Рис. 2. Зависимость $\delta \Delta \sigma / \Delta \sigma$ от мощности СВЧ накачки.

Частота: 1 — 2.4, 2 — 9.3 ГГц.

рующей паре позволяет заключить, что в рассмотренных материалах наиболее эффективно интеркомбинационные переходы можно вызвать механизмами выше упомянутыми, а зависимостью времени релаксации от H_0 и механизмами сверхтонкого взаимодействия можно пренебречь. В результате расчета [10] получили, что в сильных магнитных полях ($H_0 \Delta \gamma T > 1$, где $\Delta \gamma = \gamma_1 - \gamma_2$, $\gamma_i = g_i e / 2mc$, g_i — g фактор электрона на i -том уровне, $i=1, 2$; $1/T = (W_S/4) + W_D + (1/T_1) + (1/T_2)$, W_S — скорость рекомбинации пары в синглетном состоянии, W_D — скорость диссоциации пары, T_1 и T_2 — времена спиновой релаксации электронов на уровне E_1 и E_2) вдали от резонанса одной из подсистем (например, вдали от резонанса $\omega_2 = \tau_2 H_0$) относительное изменение скорости рекомбинации в произвольном переменном поле есть

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{W_D T^3 h^2 \frac{\gamma_1^2}{1 + (\gamma_1 H_0 - \omega)^2 T^2 + \gamma_1^2 h^2 T^2}}{9 \left(1 - \frac{W_S T}{36} + \frac{4W_D}{W_S} \right) \left[1 - \frac{W_S T}{36} \frac{1 + (\gamma_1 H_0 - \omega)^2 T^2}{1 + (\gamma_1 H_0 - \omega)^2 T^2 + \gamma_1^2 h^2 T^2} \right]} \quad (1)$$

Как следует из (1), в области больших магнитных полей скорость рекомбинации зависит от H_0 только резонансным образом. Это, по-видимому, связано с тем, что при указанных полях интеркомбинационные переходы $S-T_0$ в постоянном поле находятся в насыщении. В отличие от полуширины обычной ЭПР резонансной кривой по поглощению, полуширина кривой спин-зависимой рекомбинации определяется характеристическим временем T , связанным со временем спиновой релаксации, скоростью рекомбинации и диссоциации парного состояния.

В малых магнитных полях ($H_0 \Delta \gamma T < 1$ и $h \gamma T < 1$)

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{2W_D T^3 \Delta \gamma^2}{9 \left(1 - \frac{W_S T}{12} \right) \left(1 - \frac{W_S T}{12} + \frac{4W_D}{W_S} \right)} \left[H_0^2 + h^2 \frac{1 + H_0 T^2 \gamma (\gamma H_0 - 2\omega)}{1 + T^2 (\gamma H_0 - \omega)^2} \right] \quad (2)$$

Из приведенных выше соображений можно сделать вывод, что в области малых магнитных полей скорость рекомбинации зависит от H_0 не только резонансным образом.

Экспериментально нами изучалась спин-зависимая рекомбинация в образцах пластически деформированного кремния. На рис. 2 приведены полученные зависимости наблюдаемого относительного изменения фотопроводимости $\delta\Delta\sigma/\Delta\sigma$ в резонансе от величины мощности СВЧ накачки для двух значений постоянного магнитного поля (3200 и 950 Гс). Как и следует из проведенного анализа, в указанных больших постоянных магнитных полях величина $\delta\Delta\sigma/\Delta\sigma$ в насыщении от H_0 не зависит. Это является прямым подтверждением справедливости реализации рассмотренной модели рекомбинации в исследованных образцах кремния. Заметное влияние H_0 обнаружено нами при полях ниже 30 Гс, что легко может быть объяснено $S-T_0$ -переходами, вызываемыми в малых полях при разумном значении $\Delta\gamma$.

Очевидно, не только фотопроводимость, но и ряд других явлений в полупроводниках и полупроводниковых структурах будут спин-зависимыми, если существенную роль в природе этих явлений играет рассмотренная выше рекомбинация. С этой целью нами изучался спин-зависимый перенос тока в диодах с $p-n$ -переходом и барьером Шоттки. Граница раздела в исследованных структурах всегда была существенно неупорядоченна и содержала значительную концентрацию парамагнитных центров. Это достигалось либо специальной обработкой поверхности полупроводника (в диодах с барьером Шоттки), либо введением повышенной плотности дислокаций в область $p-n$ -перехода или базы диода. Результаты исследований опубликованы в работах [11, 12]. Показано, что в зависимости от внешних факторов и механизма прохождения носителей заряда через границу раздела, ток в условиях спинового резонанса может как возрастать, так и уменьшаться. Получены оценочные соотношения, которые могут служить либо для проверки справедливости модельных представлений, либо для определения недостающего параметра. Следует особо отметить, что изучение спин-зависимого прохождения тока через различные структуры позволяет выделить конкретный канал переноса носителей заряда и проводить его детальное изучение.

Литература

- [1] D. Lepine. Phys. Rev., B, 6, 436, 1972.
- [2] I. Solomon. Proc. 11 Int. Conf. Phys. Semicond. Warsaw, 1972.
- [3] T. Wosinski, T. Figielski. Phys. Stat. Sol. (b), 83, 93, 1977.
- [4] В. С. Львов, О. В. Третьяк, И. А. Коломиец. ФТП, 11, 1118, 1977.
- [5] R. White, I. Gouyet. Phys. Rev., B, 16, 3596, 1977.
- [6] H. Mell, B. Movaghar, L. Schweitzer. Phys. Stat. Sol. (b), 88, 531, 1978.
- [7] T. Figielski. Solid State Electronics, 21, 1403, 1978.
- [8] D. Kaplan, I. Solomon, N. F. Mott. J. de Phys. (Lett.), 39, 51, 1978.
- [9] N. F. Mott, E. A. Davis, R. A. Street. Phil. Mag., 32, 961, 1975.
- [10] Л. С. Мима, О. В. Третьяк. ФТП, 15, 1729, 1981.
- [11] И. А. Коломиец, О. В. Третьяк. Сб.: Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки, 113. «Наукова думка», Киев, 1979.
- [12] Ф. И. Борисов, В. И. Стриха, О. В. Третьяк. ФТП, 15, 1978, 1981.

Поступило в Редакцию 13 октября 1981 г.

UDK 535.375+681.142

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ РЕДУКЦИИ В СПЕКТРОСКОПИИ

Н. П. Мясникова, И. Ф. Ковалев и И. Д. Молоденкова

Создание быстродействующих ЭВМ последнего поколения и разработка различных алгоритмов быстрого преобразования Фурье (БПФ) [1] открывают широкие возможности для решения спектральных задач, описываемых интегральными уравнениями типа свертки, методом дискретного преобразования Фурье (ДПФ). На современных ЭВМ по алгоритмам БПФ можно обрабатывать