

то степень заполнения уровней уменьшается незначительно, оставаясь по величине меньшей $2/3$; тогда вклад этих уровней в шум растет. По мере увеличения интенсивности света (и концентрации создаваемых им свободных дырок) степень заполнения уровней продолжает уменьшаться, приближаясь к величине $2/3$. При этом шум, обусловленный данными уровнями, максимален. При дальнейшем росте интенсивности света степень заполнения становится меньше $2/3$, шум падает и при некотором значении I может стать ниже темного.

Подробный анализ зависимости спектральной плотности шума от интенсивности света представлен в работе [1].

В настоящей работе для GaAs проведен численный расчет зависимости S_U/U^2 от интенсивности света аналогично расчету, проделанному в [1] для кремния. При расчете использовались следующие основные параметры: отношение N_c/N_d (N_c — эффективная плотность состояний, N_d — концентрация доноров), $\alpha = \mathcal{E}_0/\mathcal{E}_1$ (где \mathcal{E}_0 и \mathcal{E}_1 — характерные энергии, определяющие соответственно спад плотностей состояний в глубь запрещенной зоны и рост времени захвата электронов при увеличении глубины залегания уровней), $t = kT/\mathcal{E}_0$ (T — температура), частота анализа в безразмерных единицах $\omega\tau_{00}$ (ω — циклическая частота, τ_{00} — время захвата электронов уровнями на краю зоны проводимости) и параметр β , который характеризует интенсивность света (с увеличением I параметр β растет, явное определение этого параметра дано в [1]).

На рис. 2, б приведены результаты расчета зависимости спектральной плотности шума на нескольких частотах анализа от интенсивности света при значениях параметров $N_c/N_d=470$, $t=1$, $\alpha=3$. Из сравнения а и б (рис. 2) видно, что численно рассчитанные на основе модели зависимости S_U/U^2 от I имеют такой же характер поведения, как и экспериментальные кривые.

Таким образом, предположение [2] о том, что шум $1/f$ в GaAs обусловлен флуктуациями заселенности уровней в хвосте плотности состояний, получает дополнительное подтверждение.

Автор благодарит М. Е. Левинштейна и С. Л. Румянцеву за помощь в работе и обсуждение результатов и М. И. Дьяконову за ценные замечания.

Список литературы

- [1] Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 5. С. 813—820.
- [2] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [3] Вайнштейн С. Н., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 11. С. 645—648.
- [4] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1049—1052.
- [5] Copeland J. A. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1971. V. ED-18. N 1. P. 50—53.

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

Получено 11.10.1990
Принято к печати 17.10.1990

ФТП, том 25, вып. 2, 1991

О ХАРАКТЕРЕ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА МЕЛКИХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЦЕНТРАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Дмитриев С. Г., Рыльков В. В., Шагимурагов О. Г.

Известно, что подвижность носителей заряда μ в легированных слабо компенсированных полупроводниках при низких температурах T определяется их рассеянием на атомах нейтральной примеси, которое должно носить резонансный характер [1] в связи с наличием у нейтральных центров слабо-

связанных D^- , A^+ -состояний для доноров и акцепторов соответственно [2]. В большинстве работ такой вид рассеяния для мелких примесей в полупроводниках рассматривается по аналогии с рассеянием электрона на нейтральном атоме водорода. При этом часто используется подход (см., например, [3]), в котором фактически учитывается только рассеяние, соответствующее синглетному (с полным спином $S=0$) состоянию рассеивающегося и связанного электронов, а анализ рассеяния проводится в рамках модели потенциала нулевого радиуса, т. е. в рамках полюсного приближения для амплитуды рассеяния [4]. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что полученная при таком подходе температурная зависимость μ (T) как качественно, так и количественно отличается от наблюдаемой экспериментально.

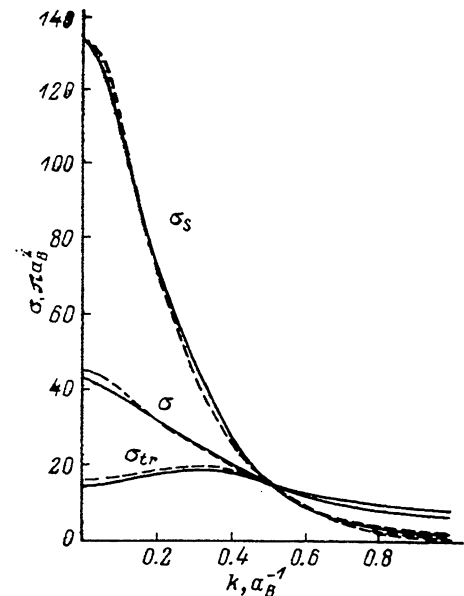


Рис. 1. Зависимости сечений рассеяния σ_s , σ_{tr} , σ от величины волнового вектора k электрона (штриховые линии).

Сплошные линии соответствуют результатам численного расчета [1].

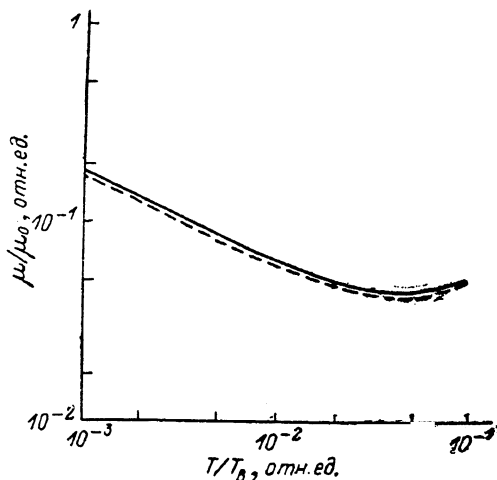


Рис. 2. Температурная зависимость подвижности (штриховая линия).

Сплошная кривая — результат численного расчета [1]. $\nu_0 = E_B/\hbar eN$, $T_B = E_B/\hbar k_B$.

На наш взгляд, это расхождение связано с тем, что триплетное рассеяние, соответствующее полному спину $S=1$, может носить квазирезонансный характер (не связанный с наличием истинного уровня), поскольку величина обменно-корреляционных эффектов, обуславливающих неустойчивость триплетного состояния, мала ($\sim 0.1 E_B$, где E_B — боровская энергия [4]). В таком случае сечение этого процесса σ_{tr} может существенно превосходить πa_B^2 и давать значительный вклад в полное сечение рассеяния [4]: $\sigma = 1/4 \sigma_s + 3/4 \sigma_{tr}$ (здесь a_B — боровский радиус, σ_s — сечение синглетного рассеяния). Покажем это. Выражение для сечения квазирезонансного рассеяния имеет вид [4]

$$\sigma_{tr} = \frac{2\pi \hbar^2 \gamma^2}{m [(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + \gamma^2 \varepsilon]}, \quad (1)$$

где ε — кинетическая энергия электрона, ε_0 , γ — параметры, описывающие квазистационарное состояние, \hbar — постоянная Планка, m — эффективная масса электрона. Естественно ожидать, что ε_0 , $\gamma^2 \sim 0.1 E_B$, так как эффекты, приводящие к неустойчивости триплетного состояния, порядка $0.1 E_B$ [5, 6]. Даже при значениях ε_0 , $\gamma^2 \geq 0.1 E_B$, когда резонансные эффекты выражены слабо, $\sigma_{tr} \gg \pi a_B^2$.

Для сечения синглетного рассеяния воспользуемся выражением, полученным в более точном приближении, чем полюсное [4],

$$\sigma_S = \frac{2\pi\hbar^2}{m [(x_0 - 1/2r_0\epsilon)^2 + \epsilon]} \quad (2)$$

Здесь x_0 — величина, обратная длине рассеяния, а r_0 — эффективный радиус взаимодействия [4], причем x_0 связана с r_0 условием наличия полюса у амплитуды рассеяния при энергии, соответствующей энергии нейтрализации H^- центра [2]. Заметим, что учет следующих по сравнению с полюсным приближением поправок в знаменателе (2) может заметно влиять на величину σ_S [4].

Оценки показывают, что при указанных значениях параметров σ_S сравнивается с σ_{ir} в области энергий $\sim 0.1 E_B$, хотя при $\epsilon=0$ их отношение $\sigma_{ir}/\sigma_S \ll 1$. Эти выводы подтверждаются также результатами расчета, наиболее точного из известных численных расчетов σ_S и σ_{ir} , проведенного для случая атома водорода с учетом p - и d -рассеяния [7]. Из [7] следует, что $1/4\sigma_S = 3/4\sigma_{ir}$ при $\epsilon \approx 0.06 E_B$. В области энергий $\leq 0.1 E_B$, где, как известно, эффекты p - и d -рассеяния малы [4], хорошая подгонка зависимостей (1), (2) к результатам [7] обеспечивается при $x_0=0.174$, $r_0=2.22$, $\epsilon_0=0.284$, $\gamma=0.580$ (используются атомные единицы). Соответствующие зависимости приведены на рис. 1, из которого следует, что в области малых энергий графики совпадают с точностью не хуже 5%. Расхождение в области более высоких энергий ($\geq 0.1 E_B$) связано в основном с проявлением p -рассеяния.

В связи с этим представляет интерес расчет зависимости $\mu(T)$ на основе соотношений (1) и (2).

Выполняя стандартные вычисления, получаем

$$\begin{aligned} \mu(T) = \frac{8E_B}{3\pi^2 k_B N \hbar e} \left\{ 6T_0^{3/2} + AT_0^{1/2} + BT_0^{-1/2} + CT^{-3/2} + \right. \\ \left. + DT_0^{-3/2} \operatorname{Re} \left[\frac{\eta + \epsilon_2}{\epsilon_1 - \epsilon_2} \exp\left(-\frac{\epsilon_2}{T_0}\right) E_1\left(-\frac{\epsilon_2}{T_0}\right) \right] \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} A &= 2(\alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_3), \\ B &= \beta_1 + \beta_2 - \beta_3 + (\alpha_1 - \alpha_3)(\alpha_2 - \alpha_3), \\ C &= (\sigma_1 - \alpha_3)(\alpha_2 - \alpha_3)(2\delta - \alpha_3), \\ D &= C(\xi - \alpha_3), \\ \eta &= \frac{\beta_3}{\alpha_3 - \xi}, \\ \epsilon_{1,2} &= -\alpha_3/2 \pm \sqrt{\beta_3^2 - 4\alpha_3}/2, \\ T_0 &= k_B T/E_B, \end{aligned}$$

$E_1(z)$ — интегральная экспонента от комплексного аргумента [8],

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{4(1 - r_0 x_0)}{r_0^2}, \quad \alpha_2 = \gamma^2 - 2\epsilon_0, \\ \alpha_3 &= \frac{x_2 - \alpha_1}{1 + 3/4 r_0^2} + \alpha_1, \\ \beta_1 &= \frac{4x_0^2}{r_0^2}, \quad \beta_2 = \epsilon_0^2, \quad \beta_3 = \frac{\beta_2 - \beta_1}{1 + 3/4 r_0^2} + \beta_1, \\ \delta &= \frac{\beta_1 - \beta_3}{\alpha_1 - \alpha_3}, \quad \xi = \frac{\delta^2 - \beta_3}{2\delta - \alpha_3}, \end{aligned}$$

k_B — постоянная Больцмана, e — абсолютная величина заряда электрона, N — концентрация нейтральных центров.

Зависимость $\mu(T)$, вычисленная по (3) с использованием найденных ранее значений x_0 , r_0 , ϵ_0 , γ , приведена на рис. 2; на этом же рисунке показана зависимость $\mu(T)$, рассчитанная численно в [9] на основе данных [7]. Из рис. 2

явствует, что в области температур $\leq 0.1 E_B/k_B$ эти кривые практически совпадают, поскольку область высоких энергий дает малый вклад в подвижность. Видно также, что в экспериментально исследуемом диапазоне температур [10, 11] ($0.1 E_B/k_B \div -0.1 E_B/k_B$) зависимость $\mu(T)$ описывает кривую с пологим минимумом, причем средняя величина μ в области минимума практически совпадает со значением, следующим из формулы Эргинсоя [12] $\mu_s = E_B/20N\hbar e$.

Подчеркнем, что характер кривых $\mu(T)$, рассчитанных по (3), слабо зависит от значений параметров α_0 , r_0 , ε_0 и γ . Поэтому неудивительно, что найденные экспериментально значения μ оказываются близкими к значению μ_s , полученному по формуле Эргинсоя. В частности, для дырочного Si $\mu_s = \frac{4.7}{N} \times 10^{20} \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; согласно экспериментальным данным [10], $\mu = 5 \cdot 10^{20}/N$. Отметим также, что наблюдаемый в некоторых экспериментах [11] пологий максимум в области температур, отвечающих переходу от рассеяния на фононах к рассеянию на нейтральных центрах, свидетельствует о наличии температурной зависимости времени релаксации импульса при рассеянии на нейтральной примеси.

Авторы признательны А. Г. Ждану за интерес к работе и ценные замечания.

Список литературы

- [1] Ансельм А. И. // ЖЭТФ. 1953. Т. 24. В. 1. С. 83—89.
- [2] Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Серебрякова Н. А. // УФН. 1980. Т. 132. В. 2. С. 353—378.
- [3] Иمامов Э. З., Колчанова Н. М., Крещук Л. Н., Ясиевич И. Н. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 1. С. 69—76.
- [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963. 702 с.
- [5] Chandrasekhar S. // Astrophys. J. 1944. V. 100. P. 176—180.
- [6] Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. М., 1978. 175 с.
- [7] Temkin A., Lamkin J. C. // Phys. Rev. 1961. V. 21. N 3. P. 788—794.
- [8] Справочник по специальным функциям / Под ред. А. Абрамовица, И. Стиган. М., 1979. 830 с.
- [9] McGill T. C., Baron R. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. N 12. P. 5208—5210.
- [10] Банная В. Ф., Веселова Л. И., Гершензон Е. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 338—345.
- [11] Sclar N. // Prog. Quant. Electron. 1984. V. 9. P. 149—257.
- [12] Erginsou C. // Phys. Rev. 1950. V. 75. N 6. P. 1013—1014.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Фрязинская часть

Получено 8.08.1990
Принято к печати 24.10.1990