СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Searle C. W., Wang S. T. J. Phys., 1970, 48, p. 2023. [2] Белов К. П. и др. ФТТ, 1978, 20, с. 3492. [3] Свирина Е. П., Шляхина Л. П., Лукина М. М. ФТТ, 1982, 20, с. 3428. [4] Свирина Е. П. и др. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 4, с. 64. [5] Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1957, с. 109. [6] Дик Е. Г., Абельский М. Ш. ФММ, 1974, 37, с. 1305. [7] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. [8] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию
12.06.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

УДК 539.21:537.1; 548:537.1

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В РЕЛАКСАЦИОННОМ РЕЖИМЕ (III)

Ю. П. Дрожжов

(кафедра физики полупроводников)

Введение. В работах [1, 2] были исследованы фотопроводимость и фотоЭДС в релаксационном режиме [3] в случае слабой интенсивности света. Как будет показано ниже, с ростом интенсивности света основную роль в фотоэлектрических явлениях играет фотопроводимость в отличие от фотоЭДС при слабой подсветке.

Отклик системы носителей заряда на приложенное внешнее поле и свет в релаксационном режиме (когда $\tau_M \gg \tau_R$, τ_M и τ_R — характерные времена установления диффузионно-дрейфового и рекомбинационного равновесия) описывается следующей системой уравнений [1, 2]:

$$j = 2e^r \left(\operatorname{sh} q \frac{dr}{dx} + \operatorname{ch} q \frac{ds}{dx} \right), \tag{1}$$

$$2 \operatorname{sh} r \operatorname{ch} q = i,$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -2\left(e^{\delta r} \operatorname{sh} q\delta - \operatorname{sh} \delta\varphi_0\right).$$

В (1) использована система единиц, в которой

$$L_D = e^{\varepsilon_g/(4T)} \left[\epsilon T/(8\pi e^2 g_0 \Delta)\right]^{1/2} = 1,\ \tau_M = \epsilon/(8\pi e \mu n_i) = 1,$$

$$T = 1,\ i \equiv \gamma J\left[\exp(-\delta \ln \nu)\right]/(\alpha n_i g_0 \Delta),\ n_i = \frac{1}{2} g_0 T \exp\left(-\frac{\varepsilon_g}{2T} + \frac{\varepsilon_g}{2\Delta}\right).$$

Здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость, μ — подвижность, T — температура в энергетических единицах; g_0 — плотность состояний в середине запрещенной зоны; ε_g — ширина запрещенной зоны; $\Delta \equiv \delta^{-1}$ — безразмерная энергия, характеризующая спад плотности состояний в щели подвижности; φ_0 — расстояние от уровня Ферми до середины запрещенной зоны в объеме полупроводника в темноте; J — поток фотонов; γ — коэффициент поглощения (возбуждение считается однородным, т. е. $\gamma d < 1$, d — толщина образца вдоль светового потока).

Постановка задачи. Система (1) справедлива для простой модели состояний, лежащих в запрещенной зоне [4]. Эти центры считаются однозарядными, а зависимость сечений захвата электронов и дырок от энергии не учитывается. Таким образом, совокупность этих центров описывается тремя параметрами: сечением захвата на нейтральный центр α/v_T, отношением сечений захвата на заряженный и нейтральный центры ν и параметром Δ, характеризующим энергетическое распределение этих центров.

Система (1) позволяет найти зависимости $s \equiv (\varphi_n + \varphi_p)/2$; $r \equiv (\varphi_n - \varphi_p)/2$ и $q = s - \psi$ (ψ — потенциал электрического поля) от координат, интенсивности света и тока j через образец (площадь поперечного сечения образца считается равной 1); φ_n и φ_p — квазиуровни Ферми для электронов и дырок.

Появление координатной зависимости φ_n и φ_p связано с тем, что рассматривается случай инжектирующего контакта к полупроводнику n-типа в релаксационном режиме [5].

Используя (1), можно получить замкнутое уравнение для q:

$$\frac{d^2q}{dx^2} = 2\left[\left(\frac{i}{2\,\mathrm{ch}\,q}\right)^{\delta}\left(1+\sqrt{1+\frac{4\,\mathrm{ch}^2 q}{i^2}}\right)^{\delta}\mathrm{sh}\,\delta q - \mathrm{sh}\,\delta\varphi_0\right] +$$

$$+\frac{d}{dx}+\left[\frac{j + i\,\mathrm{th}^2 q\,\dfrac{dq}{dx}}{i\left(1+\sqrt{1+4\,\mathrm{ch}^2 q/i^2}\right)}\right]. \qquad (2)$$

Как видно из (2), вид решения существенно зависит от соотношения между i и $\mathrm{ch}\,q$. Условие

$$i = 2\,\mathrm{ch}\,q \qquad (3)$$

определяет область сильного возбуждения. В нашем случае эта область расположена внутри полупроводника вблизи точки, где $q_0 = 0$ (индекс 0 относится к равновесной ситуации).

Решение уравнения. Уравнение (2) удобно решать по отдельности в областях слабого и сильного возбуждения, граница между ними определяется условием (3).

В области слабого возбуждения уравнение (2) переходит в рассмотренное в работе [2].

При сильном возбуждении, когда

$$i > 2\,\mathrm{ch}\,q, \qquad (4)$$

уравнение (2) можно записать в виде

$$\frac{d}{dx}\left[\frac{dq}{dx}(1-\mathrm{th}^2 q)\right] = -2\,\mathrm{sh}\,\delta\varphi_0.$$

Отсюда

$$\mathrm{th}\,q = -x^2\,\mathrm{sh}\,\delta\varphi_0 + C_1 x + C_2.$$

Константы C_1 и C_2 должны быть определены из граничных условий (непрерывность q при переходе от области сильного к области слабого возбуждения). Определив q, найдем зависимости r, s, ψ от координаты и тока $j = \mathrm{const}$ через образец.

Нас, однако, будет интересовать лишь температурная и люкс-амперная зависимости фотоотклика, а не его абсолютное значение.

Температурная и люкс-амперная зависимости фотоотклика. Как видно из (3) и (4), включение сильного света приводит к появлению внутри полупроводника области сильного возбуждения ($r > 1$), включенной в общую цепь последовательно с областями слабого возбуждения ($r < 1$). На границах этой области

$$q = \pm \ln i, \qquad (5)$$

а ее размеры (Δx) можно оценить, воспользовавшись выражением для q_0 из [1]. Для $x \sim 1$ можно получить

$$q_0 = \varphi_0 - \frac{\varphi_k}{1+ax}. \tag{6}$$

Здесь φ_k — контактная разность потенциалов,

$$a = \frac{\pi}{4R_0}\frac{\varphi_k}{(\varphi_0)^2},$$

где

$$R_0 = Re\mu n_i/L$$

— безразмерное сопротивление образца, L — длина образца вдоль направления электрического тока j. С помощью (5) и (6) получим

$$\Delta x = \frac{\varphi_k}{a}\frac{2\ln i}{\varphi_0^2 - \ln^2 i}. \tag{7}$$

Выражение (7) справедливо, пока $i < e^{\varphi_0}$ (в противном случае надо учитывать объемный заряд делокализованных носителей заряда в уравнении Пуассона). Из (7) и (5) видно, что появление такой области можно учесть, производя замену

$$R_0 \to R_0 + \frac{\Delta x}{i} - \int_{x_1}^{x_2}\frac{dx}{\operatorname{ch} q_0}, \tag{8}$$

где x_1 и x_2 — решения (5).

Поскольку сопротивление образца в основном определяется областью, где $q_0 \sim 0$, то при больших интенсивностях света основную роль будет играть второй член в (8).

Таким образом, фотоотклик определяется выражениями, полученными в [2] с заменой

$$R_0 \to \Delta x/i.$$

Тогда люкс-амперная характеристика при $i > 1$ имеет вид

$$j_\Phi \sim i/\ln i,$$

а температурная зависимость определяется температурной зависимостью величины

$$j_\Phi(T) \sim i/\Delta x \sim \exp[\varepsilon_g/2 - F - \varepsilon_g/4]. \tag{9}$$

Здесь первый множитель связан с температурной зависимостью i, второй — R (обычно в эксперименте $R \sim e^F$, где F — расстояние от края зоны проводимости до уровня Ферми в равновесии). Третий множитель в (9) возникает из-за температурной зависимости Δx. Таким образом,

$$j_\Phi \sim \exp[(\varepsilon_g/4 - F)/T]$$

при $i > 1$, и энергия активации фототока

$$F - \varepsilon_g/4 \geqslant 0.$$

Подобные значения этой величины в области больших интенсивностей наблюдались экспериментально [6].

Автор глубоко признателен проф. В. Л. Бонч-Бруевичу за постоянное внимание и обсуждение затронутых в работе вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Дрожжов Ю. П. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 5, с. 59. [2] Дрожжов Ю. П. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 6, с. 10. [3] Roosbroeck W., Casey H. C. Phys. Rev., 1972, B 5, p. 2154. [4] Cohen M. H.,

Fritzshe H., Ovshinsky S. R. Phys. Rev. Lett., 1961, 22, p. 1065. [5] Dohler G. H., Heyszenan H. Phys. Rev. Lett., 1973, 30, p. 1200. [6] Аморфные полупроводники. Под ред. М. Бродски. М.: Мир, 1982, с. 342.

Поступила в редакцию
16.07.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

АСТРОНОМИЯ

УДК 523.855

СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ. I. НАБЛЮДЕНИЯ И ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

В. В. Демин, М. В. Сажин

(ГАИШ)

1. Введение. В последние годы при изучении двойных галактик наметился подход, при котором эволюция этих систем сравнивается с эволюцией двойных звезд [1, 2]. Действительно, как и двойные звезды, компоненты пар галактик гравитационно связаны и движутся по замкнутым кеплеровским орбитам [3]. Среди галактик, как и среди звезд, тесные случайные сближения крайне редки [4]. Таким образом, большая часть компонентов двойных галактик образовалась вместе на ранних стадиях эволюции этих систем. В тесных парах галактик, где компоненты находятся в контакте друг с другом, они должны испытывать сильные взаимные воздействия, что тоже сближает их эволюцию с эволюцией тесных двойных звезд. При этом возникает вопрос: насколько далеко можно продолжить аналогию между двойными звездами и парами галактик, если учесть существующие между этими объектами значительные различия?

В первую очередь масштабы процессов в системах галактик значительно больше, чем в системах звезд. Для близких двойных звезд удается измерить характеристики их орбитального движения (лучевые скорости, позиционные смещения компонентов и т. д.), в то время как для двойных галактик оказывается невозможным определить параметры орбит из-за слишком больших периодов обращения ($T\sim(3\div5)\cdot10^8$ лет [1]). Единственной с этой точки зрения наблюдательной информацией в случае двойных галактик является разность лучевых скоростей компонентов и средняя лучевая скорость пары. Тем не менее, основываясь на законе Хаббла, можно использовать последнюю для определения расстояния до двойной системы от наблюдателя и вычислить ее абсолютные характеристики по наблюдаемым угловым.

Одной из важнейших характеристик двойной системы, определяющей ее эволюцию, является масса компонентов. При изучении двойных звезд возможно определение массы компонентов отдельной звездной системы по наблюдаемым параметрам их орбитального движения. Основным источником информации о массах галактик является измерение внутренних движений звезд и газа. Но имеющийся в наличии материал, полученный такими методами, пока еще крайне беден. Другие методы определения масс галактик (например, по теореме о вириале), как показывают многочисленные исследования, дают крайне противоречивые результаты. Поэтому чаще всего для определения масс двойных галактик прибегают к статистическим методам исследования.