

- [1] Кристофель Н., Гулбис А. — Изв. АН ЭССР, физ., матем., 1979, т. 28, в. 3, с. 268—274.
 [2] Kristoffel N., Gulbis A. — Z. Phys., 1980, v. B39, N 1, p. 143—149.
 [3] Kristoffel N., von Baltz R., Hornung D. — Z. Phys. B, 1982, v. 47, p. 293—296.
 [4] von Baltz R., Kraut W. — Phys. Rev. B, 1979, v. 19, N 3, p. 1548—1554; 1981, v. 23, N 10, p. 5590—5596.
 [5] Бурсиан Э. В., Гиршберг Я. Г., Трунов Н. Н. — ЖЭТФ, 1982, т. 82, в. 4, с. 1170—1175.
 [6] Велиничер В. И., Ивченко Е. Л., Стурман Б. И. — ЖЭТФ, 1982, т. 83, в. 2 (8), с. 649—661.
 [7] Кристофель Н., Гулбис А. — Изв. АН ЭССР, физ., матем., 1985, т. 34, в. 4, с. 375—379.
 [8] Kristoffel N. — Phys. St. Sol. (b), 1985, v. 127, N 1, p. 413—418.
 [9] Велиничер В. И., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. — ФТП, 1986, т. 20, в. 5, с. 886—891.
 [10] Велиничер В. И., Стурман Б. И. — УФН, 1980, т. 130, в. 3, с. 415—458.
 [11] Кристофель Н. Н., Пищев А. Г. — ФТТ, 1987, т. 29, в. 2, с. 415—418.
 [12] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. — В кн.: Проблемы современной физики. Л., 1980, с. 275—293.

Институт физики АН ЭССР
Тарту

Получено 9.03.1987
Принято к печати 14.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ p -Ge В ПЕРЕМЕННОМ СЛАБОГРЕЮЩЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Дедулевич С., Канцлерис Ж., Мартунас З., Шяткус А.

Для описания свойств теплых носителей заряда в переменном электрическом поле широко используется феноменологическая теория, предполагающая экспоненциальную релаксацию средних величин. И, хотя данное предположение часто не выполняется [1], теория дает хорошее количественное совпадение с экспериментальными данными [2]. Такое соответствие получено не только для полупроводника с одной изотропной зоной, но и в более сложных случаях, когда учитывается междолинное или межзонное перераспределение носителей заряда [2, 3].

В настоящей работе представлены экспериментальные и расчетные данные, показывающие, что феноменологическая теория неудовлетворительно описывает частотную зависимость эффективного коэффициента нелинейности в p -Ge с концентрацией ионизованных примесей 10^{15} см $^{-3}$ при температурах решетки 70—85 К. Показано, что данное несоответствие обусловлено особенностями рассеяния носителей заряда.

Для определения частотной зависимости эффективного коэффициента нелинейности β^* (ω) использовалась высокочастотная интегральная методика [2]. Измеряемый в этом случае средний ток \bar{j} , протекающий через образец, связан с коэффициентом β^* следующим соотношением:

$$\bar{j} = \sigma_0 \left(1 + \beta^* \frac{P_a}{\sigma_0} \right) E_0. \quad (1)$$

Здесь σ_0 — омическая электропроводность, P_a — мощность ВЧ электрического поля, поглощаемая единичным объемом образца.

Исследовались образцы из умеренно легированного p -Ge с удельным сопротивлением ρ_{290} к ≈ 1.1 Ом·см. Эксперименты проведены в температурном интервале 49—100 К.

Экспериментально определенные частотные зависимости β^* (ω) при четырех температурах решетки показаны на рис. 1. На вставке к рис. 1 показана часть

температурной зависимости коэффициента нелинейности β , определяющего отклонение вольтамперной характеристики от закона Ома в постоянном электрическом поле [$\beta^*(\omega \rightarrow 0) = 3\beta$]. Как видно из рисунка, вблизи точки инверсии знака β ($T_0 \approx 77$ K) частотные зависимости $\beta^*(\omega)$ имеют немонотонный вид, а при $T=76$ K эффективный коэффициент нелинейности в определенной области частот даже меняет знак.

Феноменологическое выражение теории теплых электронов [2]

$$\beta^*(\omega) = \beta \left[1 + \frac{2 + \omega^2 \tau_\epsilon \tau_p}{1 + \omega^2 \tau_\epsilon^2} \right], \quad (2)$$

где τ_ϵ — феноменологическое время релаксации энергии, являющееся подгруппочным параметром теории, а τ_p — среднее время релаксации импульса, удов-

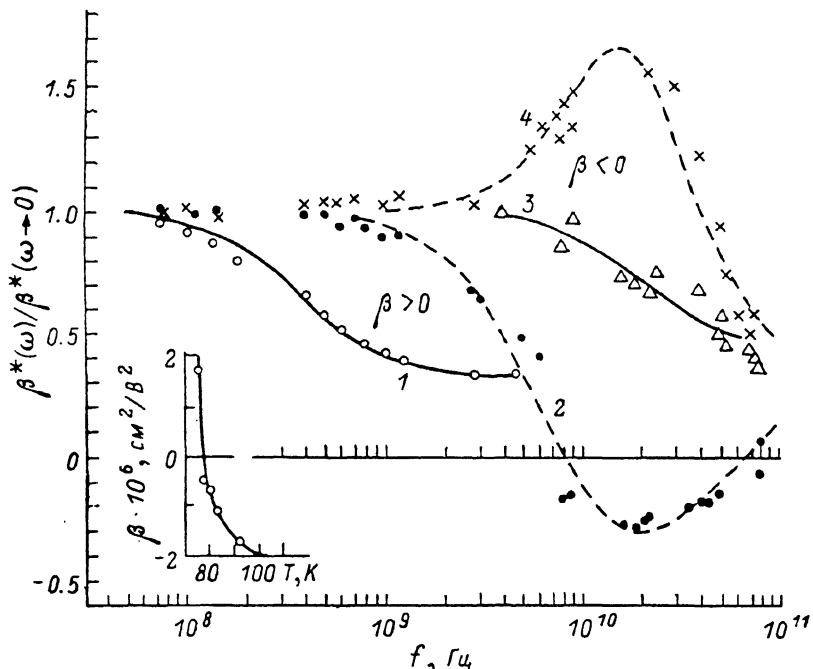


Рис. 1. Зависимости коэффициента β^* от частоты при различных температурах решетки для p -Ge.

$\rho_{290\text{ K}} \approx 1.1$ Ом·см. Точки — эксперимент, сплошные кривые — расчет по формуле (2). T , K: 1 — 49, 2 — 76, 3 — 100, 4 — 79. На вставке — измеренная на тех же образцах зависимость коэффициента β от температуры.

летворительно описывает полученные нами при температурах решетки $T < 70$ и $T > 85$ K частотные зависимости эффективного коэффициента нелинейности $\beta^*(\omega)$. Рассчитанные по формуле (2) зависимости $\beta^*(\omega)$ при двух температурах решетки 49 и 100 K показаны на рис. 1 сплошными линиями. Однако в окрестности температуры инверсии знака β имеется интервал температур ($\Delta T \approx 15$ K), в котором описать экспериментальные результаты с помощью выражения (2) не удается. Причем отклонение зависимости $\beta^*(\omega)$ от феноменологической теории тем больше, чем меньше абсолютная величина коэффициента нелинейности.

Физическая причина необычного поведения $\beta^*(\omega)$ при $T \approx T_0$ заключается, по-видимому, в следующем. Известно [4], что $\beta=0$, если с ростом средней энергии носителей заряда интенсивность рассеяния не меняется. В p -Ge при $T=T_0$, $\beta=0$, как следствие взаимной компенсации энергетических зависимостей акустического и примесного механизмов рассеяния [2]. В такой ситуации даже незначительное изменение функции распределения в ВЧ электрическом поле, обусловленное, например, проявлением инерционности разогрева определенной части дырок, может нарушить эту компенсацию и существенно изменить вели-

чину β^* . По сути дела аналогичный эффект наблюдался в полярных полупроводниках в поперечном магнитном поле [5].

Высказанное предположение подтвердили расчеты частотной зависимости $\beta^*(\omega)$, основанные на численном решении кинетического уравнения Больцмана двухчастичным методом Монте-Карло [6]. Расчеты проведены для модели *p*-Ge с одной изотропной параболической зоной. Учтывалось рассеяние на ионизованных примесях, акустических и оптических фононах. Параметры, использованные при расчетах, приведены в [6]. Принималось, что константа связи с оптическими фононами $D=9 \cdot 10^{10}$ эВ/м.

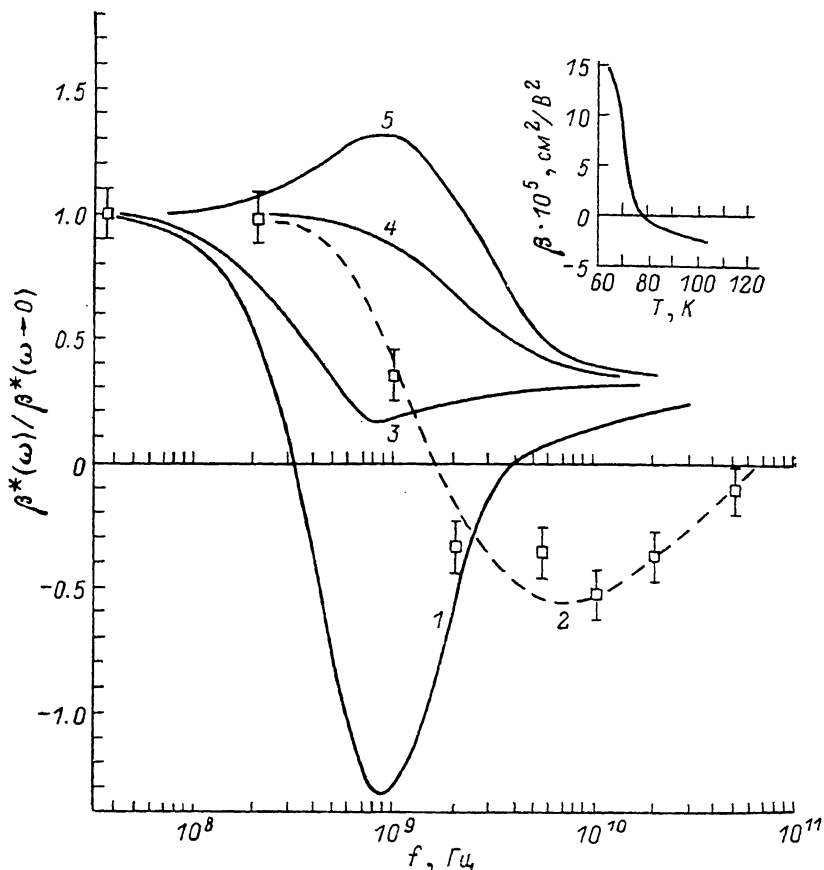


Рис. 2. Расчетные зависимости коэффициента β^* от частоты при различных температурах решетки для *p*-Ge.

$N_I=1 \cdot 10^{15}$ см⁻³; сплошные кривые — без учета, точки — с учетом междырочных столкновений. *T*, К: 1, 2 — 75, 3 — 65, 4 — 100, 5 — 90. На вставке — рассчитанная без учета междырочных столкновений температурная зависимость коэффициента β .

Расчетная зависимость $\beta^*(\omega)$ при концентрации ионизованных примесей $N_I=10^{15}$ см⁻³ без учета междырочных столкновений представлена на рис. 2 сплошными линиями. На вставке к рис. 2 показана рассчитанная температурная зависимость β . Как видно из рисунка, расчетные зависимости обладают теми же характерными особенностями, что и экспериментальные.

Концентрация дырок в исследованных образцах была порядка 10^{15} см⁻³. Согласно [7], такая концентрация дырок при температуре жидкого азота способствует значительной максвеллизации функции распределения. Об этом, в частности, свидетельствует и существенный сдвиг экспериментальных зависимостей $\beta^*(\omega)$ по сравнению с расчетными в область более высоких частот. Однако если предположить, что функция распределения полностью максвеллизирована, то кинетическое уравнение для симметричной части функции распределения переходит в уравнение баланса энергии. Из данного уравнения легко получить частотную зависимость коэффициента нелинейности, идентичную (2).

Таким образом, оказывается, что при полной максвеллизации функции распределения никаких особенностей в зависимости $\beta^*(\omega)$ не должно наблюдаться. Экспериментально обнаруженный немонотонный ход $\beta^*(\omega)$ свидетельствует о том, что концентрации дырок 10^{15} см^{-3} недостаточно для полной максвеллизации функции распределения. Для подтверждения данного вывода мы провели расчет частотной зависимости коэффициента нелинейности двухчастичным методом Монте-Карло с учетом междырочных столкновений [8]. Влиянием данного вида рассеяния на антисимметричную часть функции распределения пренебрегалось. В качестве оператора взаимодействия брался линеаризованный интеграл столкновений Ландау. Для нахождения функции распределения использовалась итерационная процедура. Результаты расчета показаны на рис. 2 штриховой линией. Видно, что учет рассеяния дырок друг на друге улучшает количественное совпадение экспериментальных и расчетных данных, при этом качественные особенности частотной зависимости $\beta^*(\omega)$ сохраняются.

Авторы выражают благодарность В. Денису и А. Матулису за полезное обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Матулис А., Пирагас К. — ФТТ, 1978, т. 20, в. 6, с. 1822—1828.
- [2] Денис В., Канцлерис Ж., Маргунас З. Электроны в полупроводниках. Теплые электроны. Вильнюс, 1983. 145 с.
- [3] Прима Н. А., Моздор Е. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 1, с. 110—117.
- [4] Adawi J. — Phys. Rev., 1960, v. 120, N 1, p. 118—127.
- [5] Канцлерис Ж., Твардаускас Г. — Лит. физ. сб., 1985, т. 25, № 3, с. 81—87.
- [6] Kancleris Z., Matulis A. — Phys. St. Sol. (b), 1987, v. 142, N 1, p. 247—254.
- [7] Воробьев Л. Е., Стафеев В. И., Фирсов Д. А. — ФТП, 1983, т. 17, в. 5, с. 796—802.
- [8] Канцлерис Ж., Матулис А. — Препринт ИФП АН ЛитССР, № 19. Вильнюс, 1986. 64 с.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получено 18.06.1987
Принято к печати 15.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

ОТЖИГ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ПАР ФРЕНКЕЛЯ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В ГЕРМАНИИ *n*-ТИПА ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ ГАММА-ОБЛУЧЕНИИ

Дабагян А. В., Емцев В. В.

В последнее время были получены надежные свидетельства того, что адекватное описание процесса образования дефектов в *n*-Ge под действием гамма-лучей ^{60}Co при 4.2 К возможно на основе концепции метастабильных пар Френкеля [1, 2]. Для исследованного в [1] материала с уровнем легирования $2 \cdot 10^{13} \div 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ концентрация «выживающих» пар Френкеля составляла примерно 25 % от концентрации примеси V группы. Для того чтобы проверить и уточнить сделанные ранее заключения о процессе отжига первичных дефектов, было бы желательно увеличить данное соотношение до ~ 50 %; при наших экспериментальных условиях это возможно лишь для чистого *n*-Ge.

В настоящей работе гамма-облучению ^{60}Co при 4.2 К подвергался *n*-Ge с разностной концентрацией $(1 \div 5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, выращенный в лаборатории им. Э. Лоуренса Калифорнийского университета (США) (слиток 613, условия выращивания см. в [8]). Материал характеризовался низким содержанием кислорода ($\ll 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Мощность дозы облучения составляла $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, температура в капсуле с образцом во время облучения поднималась до 6.5 К. Температурные зависимости концентрации электронов проводимости *n* (*T*)