

7. Rosenberg R. L. «Phil. mag.», 1949, 40, 759.
8. Vogel P., Haff P. K., Akylas V., Winther A. «Nucl. Phys.», 1975, A 254, 445.
9. Lum G. K., Wiegand C. E., Godfrey G. L. Preprint, LBL—5345, 1976.
10. Haff P. K. Tombrello T. A. «Ann. of Phys.», 1974, 86, 178.

Поступила в редакцию
25.2 1977 г.
НИИЯФ

УДК 621.315.592

В. Л. Бонч-Бруевич **НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ**
Ю. П. Дрожжов **И ОСОБЫЕ ТОЧКИ ВАН-ХОВА**

Хорошо известна роль особых точек Ван-Хова [1] при изучении зонной структуры полупроводников. До сих пор, однако, наличие этих точек регистрировалось лишь по характерной структуре полос поглощения; при этом можно было обнаружить особые точки как первого, так и второго рода. Кажется небезынтересным выяснить, нельзя ли, заранее нагрев электронный (дырочный) газ, создать достаточную концентрацию электронов (дырок) вблизи особых точек в зоне проводимости (валентной). Тогда оказалось бы возможным экспериментально изучать влияние особых точек первого рода как на рекомбинационное излучение, так и на явления переноса по отдельности из зоны проводимости или валентной зоны.

Один из таких случаев хорошо известен — это есть эффект Ганга. Остаются, однако, два вопроса: а) обязательно ли нагревать электронный газ постоянным электрическим полем; б) какой вклад в явления переноса дают носители заряда, расположенные вблизи особых точек типа M_1 и M_2 ?

Ответ на первый вопрос в принципе ясен: как известно, электронный газ можно нагреть и достаточно сильной электромагнитной волной [2, 3], и за счет работы сил давления [4], надо лишь выяснить, в какой мере реально эти возможности применительно к рассматриваемой задаче. Второй из поставленных вопросов, насколько нам известно, обсуждался лишь в связи с динамикой электронов в металле [5]. Специфический вид закона дисперсии вблизи названных особых точек (разные знаки эффективных масс) позволяет ожидать здесь эффектов не вполне тривиального характера.

Концентрация электронов вблизи рассматриваемых особых точек будет заметной, если их температура, T , понимаемая как мера средней энергии, окажется сравнимой с энергетическим расстоянием между данной точкой и дном зоны проводимости (Δ) (при этом она, очевидно, гораздо больше температуры решетки T). Для ориентировочной оценки T можно воспользоваться уравнением баланса энергии; при этом рассеяние и энергии и импульса будет обусловлено рассеянием на оптических фононах (деформационных (DO) или полярных (PO)).

Запишем уравнение баланса энергии в стандартном виде:

$$\frac{1}{2} E_m^2 \frac{e^2 n \tau_p}{(1 + \omega^2 \tau_p^2) m} = \frac{T - T_0}{\tau_e} n. \tag{1}$$

Здесь E_m — амплитуда напряженности электрического поля в волне; τ_e и τ_p — средние времена релаксации энергии и квазиимпульса; n — концентрация носителей заряда; T и T_0 — температуры носителей заряда и решетки в энергетических единицах. Полагая $\theta = T/T_0$, можем написать

$$\tau_p = \tau_p^0 \theta^{\pm \frac{1}{2}}, \quad \tau_e = \tau_e^0 \theta^{1 \pm \frac{1}{2}}. \tag{2}$$

Здесь нижний знак соответствует рассеянию на DO -фононах, верхний — на PO -фононах. Равенства (2) справедливы при условии $T \gg \hbar \omega_0$, где $\hbar \omega_0$ — энергия DO - или PO -фонона. Введем безразмерные параметры:

$$p = (\tau_p^0 \tau_e^0 e^2 E_m^2) / 2mT_0; \quad \omega^2 \tau_p^2 = \nu^2.$$

Тогда (1) запишется в виде

$$\frac{p}{1 + \nu^2 \theta^{\pm 1}} = (\theta - 1) \theta^{-1 \pm 1}. \tag{3}$$

Соответственно, при DO - и PO -рассеянии мы получаем, как известно,

$$p = \left(1 - \frac{1}{\Phi}\right) (\Phi + v^2) \quad \text{и} \quad p = \left(1 - \frac{1}{\Phi}\right) \left(\frac{1}{\Phi} + v^2\right). \quad (4)$$

Первая из зависимостей (4) при $\Phi \gg 1$ почти линейна и потому, видимо, не очень интересна для наших целей. Вторая из этих зависимостей описывается двумя ветвями. Верхняя из них неустойчива и соответствует убеганию электронов [2]. Таким образом, мы вправе ограничиться рассмотрением только данного механизма рассеяния, лишь если температура электронов не превышает некоторое критическое значение T_k . Последнее при $v < 1$ определяется равенством $\Phi_k = 2/(1-v^2)$. При $v \rightarrow 1$ эта формула, разумеется, непригодна: теория выходит за пределы своей применимости. Видно, однако, что достижение заметного нагрева не невозможно. Соответствующее значение $p_k = 1/4(1+v^2)^2$, т. е.

$$p_k = \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)^2 \approx 1. \quad (5)$$

При $v > 1$ функция $\Phi(p)$ формально обращается в бесконечность при $v^2 = p$; с интересующей нас точки зрения этот случай, очевидно, невыгоден.

Перевести заметную часть носителей заряда в окрестность особой точки может удасться лишь, если Δ меньше энергии, при которой вступает в силу какой-нибудь другой, удерживающий механизм рассеяния (например, ударная ионизация).

Для оценки примем следующие значения параметров:

$$\tau_e^0 \sim 10^{-10} \text{ с}; \quad \tau_p^0 \sim 10^{-12} \text{ с}; \quad m \sim 0,01 m_0; \quad T_0 \sim 0,030 \text{ эВ}.$$

Тогда формула (5) дает при $v < 1$ $E_m \sim 10_2$ в/см, при $v > 1$ аналогичные выкладки дают следующую оценку: $E_m \sim 10^2 \omega/\tau_p$ В/см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Van Nove «Phys. Rev.», 1953, 89, 1189.
2. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975.
3. Абакумов В. М., Лягущенко Р. И., Яснеевич И. Н. «Физика твердого тела», 1968, 10, 2996.
4. Бонч-Бруевич В. Л. «Физика и техника полупроводников», 1969, 3, 1010.
5. Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов. М., 1971.

Поступила в редакцию
1.3 1977 г.
Кафедра
физики полупроводников

УДК 539.216.22: 621.391.822

А. С. Абрамов
В. В. Потемкин

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ МАГНИТНОГО ШУМА В Mg—Mn-ФЕРРИТАХ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Как известно [1], при исследовании магнитного шума ферритов типа 400-НМ, 2000-НМ отмечалась сильная зависимость уровня шума от температуры. Объясняя экстремальный характер этой зависимости различным температурным ходом числа скачков Баркгаузена и дисперсии критического поля этих скачков, авторы одновременно высказывали предположение о влиянии диффузии $3d$ -электронов между Fe^{2+} и Fe^{3+} на процесс стабилизации доменных границ, а следовательно, на величину скачка Баркгаузена и уровень магнитного шума.

Нами был исследован этот механизм более детально. В качестве объектов исследования были выбраны Mg—Mn-ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса типа 1,3 ВМ, используемые на практике как элементы памяти ЭЦВМ. Выбор этих ферритов

¹ В этой книге содержатся ссылки и на предыдущие работы авторов.