

взаимно компенсируются. При нарушении равновесия нагрев становится возможным. Тогда уравнения баланса приобретают более сложный вид, нежели (3.1) и (3.2): появляются составляющие плотности тока и потока энергии, связанные с градиентами концентрации электронов и электронной температуры. В результате уравнения баланса становятся дифференциальными. Напряженность поля, концентрация частиц и электронная температура зависят теперь от координат, а соотношения между ними оказываются, вообще говоря, нелокальными: любая из этих величин, взятая в какой-нибудь точке пространства, может зависеть от значений других величин не только в той же точке, но и в других (более подробно рассмотрение этого вопроса можно найти в книге [4]). Некоторые эффекты, связанные с нагревом электронов в таких системах, рассматриваются в книге [3].

## § 7. Дифференциальная проводимость

Плотность тока в пространственно однородной системе дается выражением

$$j_{\alpha} = \sigma_{\alpha\beta}(T_e) \mathcal{E}_{\beta}, \quad \sigma_{\alpha\beta} = e\mu_{\alpha\beta}n. \quad (7.1)$$

Уравнение

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}(\mathcal{E})$$

определяет вольтамперную характеристику рассматриваемого образца. В условиях применимости закона Ома она линейна. В результате нагрева электронного газа вольтамперная характеристика становится нелинейной.

Для описания таких вольтамперных характеристик удобно ввести представление о дифференциальной проводимости  $\sigma_d$ . В простейшем случае, когда  $\sigma$  есть скаляр,  $\sigma_d$  определяется равенством

$$\sigma_d(\mathcal{E}) = \frac{dj}{d\mathcal{E}} = \sigma + \mathcal{E} \frac{d\sigma}{d\mathcal{E}}. \quad (7.2)$$

Соответствующее тензорное выражение имеет вид

$$\sigma_{d, \alpha\beta} = \frac{dj_{\alpha}}{d\mathcal{E}_{\beta}} = \sigma_{\alpha\beta} + \mathcal{E}_{\gamma} \frac{d\sigma_{\alpha\gamma}}{d\mathcal{E}_{\beta}}. \quad (7.2')$$

Равенства (7.2), (7.2') написаны для постоянного тока; в переменном поле они сохраняются в применении к фурье-компонентам  $\mathbf{j}(\omega)$  и  $\mathcal{E}(\omega)$ . Дифференциальная проводимость при этом зависит от частоты поля  $\omega$ .

Для вычисления  $\sigma_d$  удобно воспользоваться уравнением баланса (3.1), переписав его в виде

$$\sigma \mathcal{E}^2 = nk \frac{T_e - T}{\tau_e}. \quad (7.3)$$

Введем для краткости обозначение

$$nk \frac{T_e - T}{\tau_e} = P. \quad (7.4)$$

Тогда

$$\sigma \mathcal{E}^2 = P. \quad (7.3')$$

Величина  $P$  есть мощность, передаваемая решетке электронами в единице объема.

Рассматривая  $\mu$ ,  $\sigma$ ,  $n$  и  $\tau_e$  как функции электронной температуры, мы имеем (согласно (7.2))

$$\sigma_d = \sigma + \mathcal{E} \frac{d\sigma}{dT_e} \frac{dT_e}{d\mathcal{E}}. \quad (7.2'')$$

Чтобы найти производную  $dT_e/d\mathcal{E}$ , продифференцируем по  $\mathcal{E}$  равенство (7.3'):

$$2\sigma\mathcal{E} + \mathcal{E}^2 \frac{d\sigma}{dT_e} \frac{dT_e}{d\mathcal{E}} = \frac{dP}{dT_e} \frac{dT_e}{d\mathcal{E}},$$

откуда

$$\frac{dT_e}{d\mathcal{E}} = \frac{2\sigma\mathcal{E}}{\frac{dP}{dT_e} - \mathcal{E}^2 \frac{d\sigma}{dT_e}}.$$

Подставляя это выражение в (7.2'') и заменяя там  $\mathcal{E}^2$  на  $P/\sigma$ , получим с учетом (7.1)

$$\sigma_d = \sigma \frac{\frac{dP}{dT_e} + \frac{P}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT_e}}{\frac{dP}{dT_e} - \frac{P}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT_e}}. \quad (7.5)$$

Подчеркнем, что использование здесь представления об электронной температуре отнюдь не означает, что функция распределения непременно имеет больцмановский вид (4.6) (см. § 4).

В зависимости от того, как ведет себя проводимость  $\sigma$  при повышении напряженности поля, кривая  $j(\mathcal{E})$  отклоняется вниз или вверх от прямой  $j = \sigma_0 \mathcal{E}$ . В первом случае говорят о сублинейной вольтамперной характеристике ( $d\sigma/d\mathcal{E} < 0$ ), во втором — о суперлинейной ( $d\sigma/d\mathcal{E} > 0$ ).

При  $d\sigma/d\mathcal{E} < 0$  проводимость на некотором участке характеристики может столь быстро убывать с ростом  $\mathcal{E}$ , что это перекроет возрастание тока, связанное с наличием обычного множителя  $\mathcal{E}$  в формуле (7.1). Тогда плотность тока будет убывать с возрастанием напряженности поля: сублинейная вольтамперная характеристика превратится в характеристику с падающим участком, чему отвечают отрицательные значения дифференциальной проводимости. При дальнейшем возрастании напряженности поля причины, вызывающие столь быстрое уменьшение проводимости, обычно исчезают: происходит смена механизма рассеяния (в случае перегревного механизма), уравниваются концентрации электронов в нижней и верхних долинах (в случае механизма Ридли — Уоткинса — Хилсума) и т. д. Тогда плотность тока вновь начинает возрастать вместе с полем. В результате получается вольтамперная характеристика, схематически изображенная на рис. 16.10 (ее называют характеристикой  $N$ -типа). Как видно из рисунка, в образцах с вольтамперной характеристикой

$N$ -типа, связь напряженности поля с плотностью тока не всегда однозначна: в области

$$j_v < j < j_p$$

каждому значению плотности тока отвечают три возможных значения напряженности поля:  $\mathcal{E}_1$ ,  $\mathcal{E}_2$  и  $\mathcal{E}_3$ . Два из них ( $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_3$ ) находятся на возрастающих ветвях характеристики, одно ( $\mathcal{E}_2$ ) — на падающей.

При  $d\sigma/d\mathcal{E} > 0$  проводимость на некотором участке характеристики может столь быстро возрастать с ростом плотности тока, что напряжение на образце, а следовательно и напряженность поля, будет падать с ростом  $j$ . Суперлинейная вольтамперная характеристика превратится в характеристику с областью отрицательной дифференциальной проводимости. При дальнейшем возрастании плотности тока при-

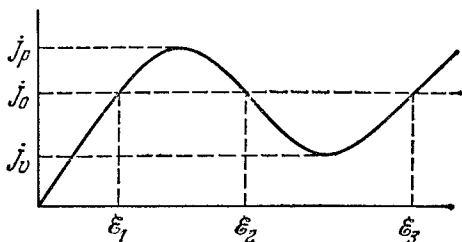


Рис. 16.10. Вольтамперная характеристика  $N$ -типа.

чины, вызывающие столь быстрый рост проводимости, обычно исчезают. Тогда напряженность поля вновь начинает возрастать вместе с плотностью тока. В результате получается вольтамперная характеристика  $S$ -типа (рис. 16.11).

Как видно из рис. 16.11, в образцах с вольтамперной характеристикой  $S$ -типа связь плотности тока с напряженностью поля не всегда однозначна: в области

$$\mathcal{E}_v < \mathcal{E} < \mathcal{E}_p$$

каждому значению напряженности поля отвечают три возможных значения плотности тока. Два из них ( $j_1$  и  $j_3$ ) находятся на возрастающих ветвях характеристики, одно ( $j_2$ ) — на падающей.

Условия образования той или иной характеристики легко найти с помощью формулы (7.5). Действительно, из рис. 16.10 и 16.11

Рис. 16.11. Вольтамперная характеристика  $S$ -типа.

видно, что в случае характеристики  $N$ -типа дифференциальная проводимость меняет знак, проходя через нуль, а в случае характеристики  $S$ -типа — проходя через бесконечность: в нуль должен обращаться либо числитель, либо знаменатель в правой части (7.5). Таким образом, условия возникновения падающих участков с

образованнем характеристик  $N$ - и  $S$ -типа можно записать в виде

$$\frac{d}{dT_e} \ln(\sigma P) = 0$$

и

$$\frac{d}{dT_e} \ln\left(\frac{P}{\sigma}\right) = 0$$

или

$$\frac{n^2\mu}{\tau_e} + (T_e - T) \frac{d}{dT_e} \left(\frac{n^2\mu}{\tau_e}\right) = 0, \quad N\text{-тип}, \quad (7.6)$$

и

$$1 - \frac{T_e - T}{\mu\tau_e} \frac{d(\mu\tau_e)}{dT_e} = 0, \quad S\text{-тип}. \quad (7.7)$$

Чтобы придать условиям (7.6) и (7.7) явный вид, надо найти подвижность, концентрацию носителей заряда и время релаксации энергии как функции электронной температуры. Расчеты показывают\*), что для ряда веществ условия (7.6) и (7.7) действительно удовлетворяются. Так, в однородном  $n$ -GaAs уже при комнатной температуре возникает характеристика  $N$ -типа. Участок отрицательной дифференциальной проводимости начинается при напряженности поля  $\mathcal{E}$  около 2,3 кВ/см и исчезает при  $\mathcal{E} \simeq 10$  кВ/см. В  $n$ -Ge, легированном золотом или медью, также возникает такая характеристика в области водородных или, соответственно, азотных температур решетки.

## § 8. Флуктуационная неустойчивость

С точки зрения радиотехники образец с вольтамперной характеристикой  $N$ - или  $S$ -типа представляет собой активный элемент цепи. При определенных условиях в контуре, содержащем такой элемент, могут возбуждаться незатухающие колебания тока. Частота их зависит от параметров контура. Однако активные элементы, рассмотренные в предыдущих параграфах, обладают одной важной особенностью, отличающей их от других известных в радиофизике: мы, по предположению, имели дело с технологически однородными образцами.

Следует, однако, иметь в виду, что представление о пространственной однородности в среднем не исключает малых локальных отклонений — флуктуаций — концентрации электронов, напряженности поля и т. д. от средних их значений. Эти флуктуации обусловлены, с одной стороны, беспорядочным тепловым движением носителей заряда, с другой — случайными неоднородностями в распределении примесных атомов и других структурных дефектов кристаллической решетки. Когда электронный газ находится в состоянии термодинамического равновесия или близком к нему, наличие флуктуаций обычно слабо влияет на явления переноса. Действительно, флук-

\*) В применении к  $n$ -GaAs подробный расчет можно найти в книге [2].