С другой стороны, если функция $A(E)$ достаточно сильно зависит от E, заметно изменяясь на интервале энергии порядка kT_e, то указанный выше прием может стать непригодным. Действительно, главный вклад в интеграл (4.21) здесь дает лишь сравнительно небольшая область энергий, отвечающая максимуму всего подынтегрального выражения. При этом существенным оказывается явный вид функции распределения $f_s(E)$. Если последняя заметно отличается от (4.6), то метод электронной температуры может оказаться неприменимым.

§ 5. Роль неупругости рассеяния

В условиях, определяемых неравенствами (4.3), носители заряда нельзя рассматривать как независимую подсистему: доминирующую роль играет рассеяние их на несовершенствах решетки. Вид неравновесной функции распределения $f(\mathbf{p})$ здесь заранее не известен: он устанавливается в результате совместного действия внешнего поля и тех же процессов рассеяния, которые определяют и средние значения энергии и импульса носителей заряда. Эти процессы описываются уравнениями (2.6) и (2.7), которые и надо решить для определения функций $f_s(\mathbf{p})$ и $f_a(\mathbf{p})$. При этом результат оказывается не универсальным: вид функции распределения зависит от природы образца и условий опыта. Существенную роль здесь играет степень неупругости рассеяния, определяемая равенством

$$\eta = \frac{\tau_p}{\tau_e}. \tag{5.1}$$

Действительно, рассмотрим уравнения баланса (3.1) и (3.2). Умножая равенство (3.2) скалярно на $\mathbf{v}_d$, получим

$$e(\mathbf{v}_d, \mathcal{E}) = \frac{m_\sigma v_d^2}{\tau_p}.$$

Сравнивая это соотношение с уравнением (3.1) и принимая во внимание (1.3′), находим

$$kT_e + \frac{2}{3}E_d - kT = \frac{m_\sigma v_d^2}{\eta}. \tag{5.2}$$

По определению при слабо неупругом рассеянии $\eta \ll 1$, а при сильно неупругом $\eta \simeq 1$. Рассмотрим эти два случая по отдельности.

При $\eta \ll 1$ из соотношения (5.2) вытекает неравенство

$$m_\sigma v_d^2 \ll k(T_e - T) + {}^2/_3 E_d. \tag{5.3}$$

Поскольку энергия дрейфа E_d обращается в нуль вместе с $\mathbf{v}_d$ (например, при квадратичном законе дисперсии $E_d = {}^1/_2 m v_d^2$), неравенство (5.3) можно переписать в виде

$$m_\sigma v_d^2 \ll kT_e. \tag{5.3′}$$

Таким образом, при слабо неупругом рассеянии энергия дрейфа мала по сравнению со средней энергией хаотического движения носителей заряда. Иначе говоря,

$$v_d \ll v_{T_e} = \left(\frac{kT_e}{m}\right)^{1/2}. \tag{5.4}$$

Это позволяет думать, что антисимметричная часть функции распределения в данном случае мала по сравнению с симметричной ее частью *). Мы имеем здесь ту же ситуацию, что и в слабом поле, — с той лишь разницей, что вместо равновесной функции распределения f_0 появляется симметричная часть неравновесной f_s. В частности, при исследовании стационарного состояния системы с изотропным законом дисперсии оказываются справедливыми соотношения (4.10) и (4.11). Подстановка выражения (4.11) в уравнение (2.6) (при $\partial f_s/\partial t = \partial f_a/\partial t = 0$) приводит к интегро-дифференциальному уравнению для симметричной части функции распределения.

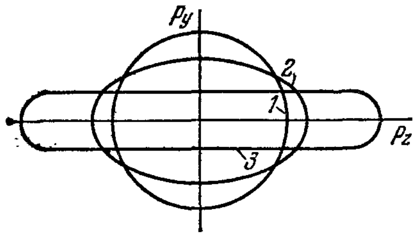

Рис. 16.4. Контуры постоянной функции распределения в пространстве квазиимпульсов. Ось Z направлена вдоль вектора напряженности электрического поля; оси Y и X (последняя не показана) эквивалентны. Кривая 1 изображает контур при $\mathscr{E} = 0$; кривые 2 и 3 отвечают слабо и сильно неупругому рассеянию ($\eta \ll 1$ и $\eta \simeq 1$).

Приближение, основанное на неравенствах (5.3), (5.3′), называется диффузионным. Оно было введено и обосновано Б. И. Давыдовым. Смысл названия состоит в том, что энергия, получаемая носителями заряда от поля, почти равномерно распределяется по всем степеням свободы, функция распределения почти симметрична и вся система электронов лишь очень медленно смещается в направлении действующей силы. Так обстоит дело при рассеянии импульса на ионах заряженной примеси или иных структурных дефектах решетки, на акустических (в том числе и пьезоэлектрических) фононах, а также на оптических фононах, если температура T_e достаточно велика: $kT_e \gg \hbar\omega_0$.

Случай сильно неупругого рассеяния реализуется, если доминирующую роль играет взаимодействие носителей заряда с оптическими фононами, причем $kT \ll \hbar\omega_0$, $kT_e \ll \hbar\omega_0$. При этом из

*) Это можно строго доказать, пользуясь уравнениями (2.6) и (2.7). Высказанное утверждение оказывается справедливым даже для носителей заряда с существенно анизотропной формой изоэнергетических поверхностей, если только вероятность рассеяния на угол θ не слишком сильно зависит от θ [1].

равенства (5.2) вытекает соотношение

$$k(T_e - T) \simeq E_d. \tag{5.5}$$

Энергия дрейфа здесь оказывается сравнимой со средней энергией хаотического движения носителей, а скорость дрейфа — с величиной v_{T_e}. Поэтому при сильно неупругом рассеянии следует ожидать резко анизотропной — вытянутой в направлении силы **F** — функции распределения (рис. 16.4). Антисимметричная часть ее здесь отнюдь не мала, и равенства (4.10) и (4.11) неверны. При определенных условиях оказывается справедливым приближение максимальной анизотропии, когда неравновесная функция распределения аппроксимируется выражением

$$f(\mathbf{p}) = \varphi(E)\,\delta(1 - \cos\theta). \tag{5.6}$$

Здесь φ — некоторая функция энергии носителя заряда, подлежащая определению из кинетического уравнения, θ — угол между векторами **p** и **F**. Выражение (5.6) описывает тонкую «иглу», направленную вдоль электрического поля; по этой причине рассматриваемое распределение называется также иглообразным.

§ 6. Зависимость подвижности и концентрации носителей заряда от напряженности поля

Нагрев электронного газа приводит к зависимости подвижности носителей заряда и концентрации их от напряженности электрического поля в образце. Полевая зависимость подвижности может быть обусловлена двумя причинами.

Во-первых, электроны разной энергии рассеиваются по-разному: за редкими исключениями время свободного пробега зависит от энергии носителя заряда. Вызываемое электрическим полем перераспределение носителей по энергиям приводит к тому, что среднее время свободного пробега τ_p, а потому и подвижность μ, оказывается функцией электронной температуры. Вид зависимости $\mu\ (T_e)$ легко установить, если, как это часто бывает, газ фононов остается в равновесии при температуре T. Тогда мы можем воспользоваться формулами (4.21) и (4.22) при $A(E) = \tau(E)$ *). Пользуясь выражением (XIII.7.20′) и заменяя в нем E на kT_e, получим

$$\mu \sim [T_e(\mathcal{E})]^r. \tag{6.1}$$

Саму функцию $T_e(\mathcal{E})$ можно найти из уравнений баланса. Такой механизм полевой зависимости подвижности называют перегревным: он связан с отклонением электронной температуры от температуры решетки.

*) Речь идет здесь не о точном вычислении подвижности как функции поля, а лишь об ее оценке и об установлении вида зависимости $\mu\ (\mathcal{E})$. Для точного расчета по формуле (XIII.2.2) следует решить кинетическое уравнение.