Из уравнения (5) следует, что скорость v является линейной функцией коэффициента ионизации ν_i. Этот результат согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рисунке.

Коэффициент пропорциональности между v и ν_i, рассчитанный по формуле (5), согласуется с экспериментальным значением коэффициента лучше, чем в работе Мандельштама [2]. Теоретическое и экспериментальное значения этого коэффициента совпадают по порядку величины. Этот результат можно считать удовлетворительным, имея в виду приближения, допущенные при выводе формулы (5).

Таким образом, в определенной области давлений газа и мощности СВЧ-колебаний перемещение аномального разряда в длинных трубках в волноводе можно объяснить движением фронта ионизации газа без ускорения ионизованного газа вдоль оси трубки.

Отсутствие ускорения газа подтвердилось при $f = 3000$ *мгц* в контрольных опытах, при которых в трубку была вставлена слюдяная перегородка с отверстием посредине. Никакой неоднородности свечения в виде пучка вдоль оси трубки не обнаружено. В другом опыте для регистрации потоков заряженных частиц использовался маленький экран, покрытый вилемитом. Экран устанавливался на различных расстояниях от перегородки с отверстием. Наблюдения показали отсутствие светящегося пятна на экране под действием потока частиц. Эти опыты показывают, что в данных условиях не имеет места ускорение зарядов вдоль трубки при распространении аномального СВЧ-разряда. Возможно, что при более значительных мощностях СВЧ-колебаний ускорение плазмы играет роль [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Булкин П. С., Пономарев В. Н., Солнцев Г. С. ЖТФ, **33**, 1222, 1963.
2. Мандельштам М. Я. ЖТФ, **32**, 49, 1962.
3. Недоспасов А. В., Новик А. Е. ЖТФ, **30**, 1329, 1960.
4. Gottenham W. B., Buschbaum S. J. Phys. Rev., **130**, 1002, 1963.
5. Геккер И. Р., Константинова Т. Г., Лукьянчиков Г. С., Сергейчиков К. Ф. ЖТФ, **35**, вып. 3, 577—580, 1965.
6. Пономарев В. Н., Солнцев Г. С. ЖТФ, **36**, 1376, 1966.

Поступила в редакцию
13. 7 1966 г.

Кафедра
электроники

С. Н. ЕРЕМЕЕВ

УДК 538.116

СПОНТАННЫЕ ЭФФЕКТЫ ХОЛЛА И НЕРНСТА—ЭТТИНГСГАУЗЕНА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

В последнее время в работах [1—12] была развита квантовая теория явлений Холла и Нернста—Эттингсгаузена в ферромагнитных металлах.

В частности, в работах [6 и 7] рассматривался более общий случай, когда электроны проводимости рассеиваются одновременно на фононах и на примесях.

И хотя формулы, выведенные в работах [6, 7], согласуются с опытными данными, в них опущены некоторые члены при выводе кинетического уравнения.

В настоящей работе выясняется, к каким следствиям приводит расчет при учете появляющихся новых членов в кинетическом уравнении. Так же, как и [7 и 8], производится расчет спонтанных полей Холла и Нернста—Эттингсгаузена в случае, когда принимается во внимание рассеяние электронов одновременно на примесях и на фононах, однако в отличие от [7, 8] (так же, как в [6]) учитывается вклад от электронов, связанных с ионами для решеток, обладающих центром инверсии.

Рассматривая гамильтониан, записанный в [7], применяя метод Кона и Латтинжера [16] и приведя такие же, как в [7], промежуточные вычисления, получим уравнение первого порядка по потенциалам рассеяния V и Q в следующем виде:

$$2\pi \left\{ \sum_{l_1 q} | Q_{l l_1 q} |^2 \varphi^{(-1)}_{l_1 l q} \delta(\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_l + \varepsilon_q) + | Q_{l_1 l q} |^2 \varphi^{(-1)}_{l_1 l (q+1)} \delta(\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_l - \varepsilon_q) + \right.$$

$$+ N \sum_{l_1} | V_{ll_1} |^2 (f_{l_1}^{(-1)} - f_l^{(-1)}) \delta (\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_l) \Big\} +$$

$$+ 4\pi^2 i \sum_{q l_1 l_2} \{ [H^{(1)}_{npll_1} Q^{(0)}_{l_1 l_2 q} Q^{*(0)}_{ll_2 q} \varphi^{(-2)}_{l_1 l_2 (q+1)} \times$$

$$\times \delta(\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_{l_2} + \varepsilon_q) + H^{(1)}_{npll_1} Q^{*(0)}_{l_2 l_1 q} Q^{(0)}_{l_2 l q} \varphi^{(-2)}_{l_1 l_2 q} \times$$

$$\times \delta (\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_l + \varepsilon_q)] \delta (\varepsilon_l - \varepsilon_{l_2}) + [Q^{*(1)}_{l_1 l p} Q^{(0)}_{l_1 l_2 q} H^{(0)}_{npl_2 l} \times$$

$$\times \varphi^{(-2)}_{l_1 l_2 (q+1)} \delta (\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_l - \varepsilon_q) + Q^{(1)}_{ll_1 q} Q^{*(0)}_{l_2 l_1 q} H^{(0)}_{npl_2 l} \varphi^{(-2)}_{l_1 l_2 q} \times$$

$$\times \delta (\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_l + \varepsilon_q)] \delta (\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_{l_2}) + \{Q^{*(1)}_{l_1 l q} H^{(0)}_{npl_1 l_2} Q^{(0)}_{l_2 l q} \varphi^{(-2)}_{l_1 l (q+1)} \delta (\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_l - \varepsilon_q) +$$

$$+ Q^{(1)}_{ll_1 q} H^{(0)}_{npl_1 l_2} Q^{*(0)}_{ll_2 q} \varphi^{(-2)}_{l_1 l q} \delta (\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_l + \varepsilon_q)] \times$$

$$\times \delta (\varepsilon_{l_2} - \varepsilon_{l_1}) \Big\} + 4\pi^2 i N \sum_{l_1 l_2} (V^{(1)}_{ll_1} V^{(0)}_{l_1 l_2} V^{(0)}_{l_2 l} + cyclic) (f_{l_1}^{(-2)} - f_l^{(-2)}) \times$$

$$\times \delta (\varepsilon_{l_1} - \varepsilon_l) \delta (\varepsilon_{l_2} - \varepsilon_l) = 0, \qquad (1)$$

где

$$\varphi^{(2)}_{l_1 l_2 q} = \rho^0_q (f_{l_1}^{(-2)} - f_{l_2}^{(-2)}) - (1 - \rho^0_{l_1}) f_{l_2}^{(-2)} + \rho^0_{l_2} f_{l_1}^{(-2)},$$

$$\varphi^{(-2)}_{l_1 l_2 (q+1)} = (\rho^0_q + 1) (f_{l_1}^{(-2)} - f_{l_2}^{(-2)}) + (1 - \rho^0_{l_1}) f_{l_2}^{(-2)} - \rho^0_{l_2} f_{l_1}^{(-2)},$$

N — число рассеивающих центров,

$$H_{npkk_1} = \frac{1}{\Omega} \sum_i e^{-i(k-k_1) r_i} \int_\Omega e^{-i(k-k_1) r} V(r)\, dr,$$

Ω — объем кристалла.

В этом уравнении впоследствии проводится усреднение по всем конфигурациям примесных центров.

Все остальные обозначения величин те же, что в статье [7]. Уравнение (1) несколько отличается от соответствующих уравнений.

На основе решения уравнения (1) проведены вычисления аномальных постоянных Холла R_s и Нернста—Эттингсгаузена Q_s (см. [6, 7, 8]) и получены следующие формулы:

$$R_s = R_s^{(-1)} + R_s^{(0)} = a^1 \rho \rho_{\text{ост}} - b^1_1 \rho^2_{\text{ост}} + b\rho^2, \qquad (2)$$

$$Q_s = Q_s^{(-1)} + Q_s^{(0)} = [(A - B (\rho_{\text{ост}}/\rho - c (\rho_{\text{ост}}/\rho)) \rho_{\text{ост}} + L\rho] T,$$

где

$$A = a + b_1 + m, \quad B = b_2 + b_1 + c, \quad a^1 = a_1 + b^1_1, \qquad (3)$$

$$a_1 = a^1_1 f_3, \quad b^1_1 = a_3 f_5, \quad b = a_2 f_7,$$

$$a = \frac{2n_0}{n\overline{V}} a^1_1 \left(\frac{3}{2} - f_1 f_3 \right) \quad m = a_2 \frac{2a^1_1 n_0}{\langle \varepsilon\eta \rangle} f_2 f_7.$$

$$b_2 = \frac{4n_0}{n\overline{V}} a_2 \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{3} f_2 f_4 \right), \quad b_1 = \frac{4n_0}{n\overline{V}} \left(\frac{3}{2} - f_1 f_5 \right) a_3,$$

$$L = q_1 \frac{a^1_1 n_0}{\langle \varepsilon\eta \rangle} \left(\frac{3}{2} - f_1 f_7 \right) \; c = \frac{8n_0}{n\overline{V}} \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{3} f_2 f_6 \right) a_4.$$

$$a_2 = \frac{\pi^2 \varkappa^2 | k | \langle \rho^{(n)}_0 / | m^* | \rangle}{36 m^2 c^2 \mu_B \langle \omega^2_{nn'} \rangle I_s} \Lambda \overline{M}^{\text{II}}_z,$$

$$\Delta\bar{M}_z^{\rm II} = \frac{\langle \tau_{npF}^2/|m^*|\rangle \langle \tau_F^2 \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}\rangle}{\langle \rho_0^{(n)}/|m^*|\rangle \langle \tau_F^2/|m^*|\rangle \langle \tau_{npF}|m|^*\rangle},$$

$$f_3 = \frac{\langle \varepsilon_\eta \tau_F \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/\tau_{npF} m^*\rangle}{\langle \tau_F \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/\tau_{npF}|m^*|\rangle \langle \varepsilon_\eta\rangle},$$

$$f_7 = \frac{\langle \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/m^*\rangle}{\langle \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/\varepsilon_\eta |m^*|\rangle \langle \varepsilon_\eta\rangle}, \quad f_1 = \frac{\langle \tau_F/\varepsilon_\eta m^*\rangle \langle \varepsilon_\eta\rangle}{\langle \tau_F/|m^*|\rangle},$$

$$f_4 = \frac{\langle \varepsilon_\eta \tau_F \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/\tau_{npF} m^*\rangle}{\langle \tau_F^2 \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/\tau_{npF}^2|m^*|\rangle \langle \varepsilon_\eta\rangle},$$

$$f_2 = \frac{\langle \tau_F^2/\tau_{npF}\varepsilon_\eta m^*\rangle \langle \varepsilon_\eta\rangle}{\langle \tau_F/|m^*|\rangle}, \quad a_3 = \frac{\pi^2 \varkappa^2 |k| \langle \rho_0^{(n)}/|m^*|\rangle}{36 m^2 c^2 \mu_B \langle \omega_{nn'}^2\rangle I_s} \Delta\bar{M}_z^{\rm III},$$

$$f_5 = \frac{\langle \varepsilon_\eta \tau_F \rho_0^{(n)} \Delta M_2^{(n)}/(\tau_{npF} + \tau_{\phi F}) m^*\rangle}{\langle \tau_F \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/(\tau_{npF} + \tau_{\phi F})|m^*|\rangle \langle \varepsilon_\eta\rangle},$$

$$a_4 = \frac{\pi^2 \varkappa^2 |l| \langle \rho_0^{(n)}/|m^*|\rangle}{36 m^2 c^2 \mu_B \langle \omega_{nn'}^2\rangle I_s} \Delta\bar{M}_z^{\rm IV},$$

$$a_1^1 = \frac{\pi^2 \varkappa^2 |k| \langle \rho_0^{(n)}/|m^*|\rangle}{36 m^2 c^2 \mu_B \langle \omega_{nn'}^2\rangle I^s} \Delta\bar{M}_z^{\rm I},$$

$$\Delta\bar{M}_z^{\rm I} = \frac{\langle \tau_{npF}/|m^*|\rangle}{\langle \rho_0^n/m^*|\rangle \langle \tau_F/m^*|\rangle} \langle \tau_F \rho_0^{(n)} \Delta\mu_z^{(n)}/\tau_{npF}|m^*|\rangle;$$

$$\Delta M = M_e - \sigma M_i; \quad \sigma = \rho_0^l/\rho_1^l;$$

$$\rho_j^l = \frac{1}{4\pi}\int W_{nk}^* (\nabla^2 u_j) W_{nk} d^3 x_\alpha \quad (j = 0, 1);$$

$$\omega_{nn'} = \varepsilon_n^0 - \varepsilon_{n'}^0 \simeq \Delta = \text{const};$$

$$\Delta\bar{M}_z^{\rm III} = \frac{\langle (\tau_{\phi F} + \tau_{\phi F})/|m^*|\rangle}{\langle \rho_0^{(n)}/|m^*|\rangle \langle \tau_F/|m^*|\rangle} \frac{\langle \tau_F \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}\rangle}{\langle (\tau_{npF} + \tau_{\phi F})|m^*|\rangle},$$

$$\Delta\bar{M}_z^{\rm IV} = \frac{\langle (\tau_{npF} + \tau_{\phi F})\tau_{npF}/|m^*|\rangle}{\langle \rho_0^{(n)}/|m^*|\rangle \langle \tau_F^2/|m^*|\rangle} \frac{\langle \tau_F^2 \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}\rangle}{\langle (\tau_{npF} + \tau_{\phi F})\tau_{npF}|m^*|\rangle},$$

$$f_6 = \frac{\langle \varepsilon_\eta \tau_F \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/(\tau_{\phi F} + \tau_{npF})|m^*|\rangle}{\langle \tau_F^2 \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/(\tau_{npF} + \tau_{\phi F})\tau_{npF}|m^*|\rangle \langle \varepsilon_\eta\rangle},$$

$$q_2 = q_1 \frac{\langle \tau_F/|m^*|\rangle}{\langle \tau_F^2/\tau_{np}|m^*|\rangle}, \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{np}} + \frac{1}{\tau_\phi},$$

$$q_1 = q \frac{\langle \tau_F/|m^*|\rangle}{\langle \tau_{npF}/|m^*|\rangle} \frac{\langle \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/\varepsilon_\eta m^*\rangle \langle \xi_\eta\rangle}{\langle \tau_F \rho_0^{(n)} \Delta M_z^{(n)}/\tau_{npF}|m^*|\rangle}.$$

Обозначения здесь те же, что в [6 и 9]. Так, $\langle\ldots\rangle$ — означает усреднение по всем полосам проводимости, τ_F — значение τ_e при $\varepsilon_e=\varepsilon_\eta$, n_0 — число носителей тока, n — число рассеивающих центров в единице объема, $\overline{V}=\int V(r)\,dr$, M_e и M_i — соответственно средние значения магнитных моментов носителей тока и электронов, связанных с ионами, $\varepsilon_\eta=|\varepsilon_F-\varepsilon_{on}|$, ε_F — энергия уровня Ферми, ε_{on} — значения энергии электрона n-й полосы в точке экстремума.

При получении формул (2) и (3) предполагалось, что $\tau_{npe}=\tau_{np}\varepsilon_l^{-1/2}$ и $\tau_{\phi l}=\tau_\phi\varepsilon_l^{3/2}$ соответственно в случаях рассеяния на примесях и на фононах. В этих формулах в отличие от приведенных в [6, 7] в выражении для R_s появляется дополнительный член $\sim\rho_{\text{ост}}^2$, а в выражении для Q_s появляются сразу два дополнительных члена $\sim\rho_{\text{ост}}^2/\rho$ и $\rho_{\text{ост}}^2/\rho^2$. Для сопоставления с опытными данными напишем выражения для R_s/ρ и Q_s/ρ:

$$\frac{R_s}{\rho}=\left(a'-c\frac{\rho_{\text{ост}}}{\rho}\right)\rho_{\text{ост}}+b\rho, \tag{4}$$

$$\frac{Q_s}{T}=\left(A-B\frac{\rho_{\text{ост}}}{\rho}-c\frac{\rho_{\text{ост}}}{\rho^2}\right)\rho_{\text{ост}}+L\rho. \tag{5}$$

В случае металлов при достаточно высоких температурах $\rho_{\text{ост}}\ll\rho$ формулы (4) и (5) переходят в

$$\frac{R_s}{\rho}=a'\rho_{\text{ост}}+b\rho \quad (6) \qquad \text{и} \qquad \frac{Q_s}{T}=A\rho_{\text{ост}}+L\rho, \quad (7)$$

т. е. получается зависимость R_s и Q_s от ρ и T, аналогичная выведенной в работе [7, 9, 6].

Такая зависимость Q_s и R_s от ρ и T подтверждается экспериментальными работами [13, 14, 15].

В случае сплавов, т. е. $\rho\approx\rho_{\text{ост}}$, вследствие существования члена, пропорционального $1/\rho$, могут наблюдаться отклонения зависимости Q_s и R_s от ρ и T, выражаемой формулами (6) и (7).

Автор выражает благодарность проф. Е. И. Кондорскому за ценные советы при обсуждении результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Karplus R., Luttinger J. Phys. Rev., **95**, 1154, 1954.
2. Luttinger I. Phys. Rev., **112**, 739, 1958.
3. Ирхин Ю. П., Шавров В. Г. ЖЭТФ, **42**, 1233, 1962.
4. Kondo I. Progr. Thor. Phys. Japan, **27**, 772, 1962.
5. Гуревич Л. Э., Яссиевич И. Н. «Физика твердого тела», **4**, 2854, 1962.
6. Кондорский Е. И. ЖЭТФ, **45**, 511, 1963.
7. Абдурахманов А. А. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 2, 1964.
8. Абдурахманов А. А. Диссертация. МГУ, 1964.
9. Кондорский Е. И. ЖЭТФ, **46**, 2085, 1964.
10. Ирхин Ю. П., Абельский Ш. Ш. «Физика твердого тела», **6**, 1635, 1964.
11. Волошинский А. Н. «Физика металлов и металловед.», **18**, 492, 1964.
12. Каган Ю., Максимов А. А. «Физика твердого тела», **7**, 530, 1965.
13. Черемушкина А. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. мат., мех., астрон., физ., химии, № 2, 1957; № 4, 1958.
14. Кондорский Е. И., Черемушкина А. В., Курбаниязов А. «Физика твердого тела», **6**, 539, 1964.
15. Кондорский Е. И., Васильева Р. П. ЖЭТФ, **45**, 401, 1963.
16. Kohn W., Luttinger I. Phys. Rev., **108**, 590, 1957.

Поступила в редакцию
7. 9 1966 г.

Кафедра
магнетизма