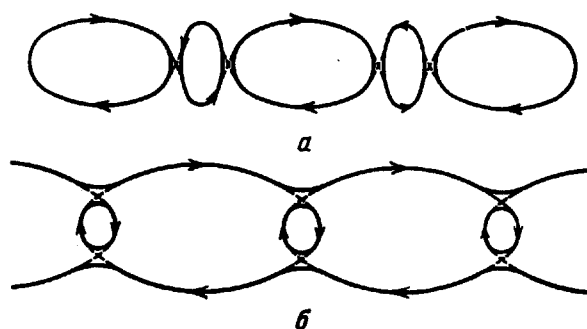


О РОЛИ МАГНИТНОГО ПРОБОЯ В ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЯХ

*М.И.Каганов, А.М.Кадигров, И.М.Лифшиц,
А.А.Слуцкий*

Как известно, магнитный пробой, наступающий в сравнительно небольших полях [1,2], изменяет характер траекторий электронов в магнитном поле. Это обстоятельство может существенно сказаться на зависимости компонент тензора электропроводности от магнитного поля [3,4]. Естественно, наиболее существенна роль магнитного пробоя в тех случаях, когда траектория из замкнутой превращается в открытую или наоборот (рисунок). Мы в дальнейшем будем предполагать, что в результате пробоя возникают открытые траектории (рис. *а*). В противоположном случае (рис. *б*) надо просто двигаться от больших полей к меньшим.



При построении теории гальваномагнитных явлений с учетом пробоя Фаликов и Сиверт [5] исходили из следующих предположений: 1) система электронных траекторий строго периодична; 2) пробой между классическими траекториями описывается вероятностью p — соотношением между фазами квазиклассических волновых функций на соседних траекториях не учитывалось.

Заметим, что первое предположение выполнено только при строго фиксированных направлениях магнитного поля. Небольшой перекокс последнего существенно изменит характер траекторий. Что касается второго предположения, то оно имеет неоговоренные авторами [5] границы применимости. Действительно, связь между квазиклассическими участками траекторий означает, что в результате пробоя может установиться некоторое квантовое нелокализованное состояние, аналогичное зонному состоянию в кристаллической решетке [6,7]. В этом случае при расчете гальваномагнитных характеристик надо исходить из новой зонной структуры, параметры которой существенно зависят от вероятности пробоя и соотношения между фазами волновых функций на квазиклассических участках траекторий. Оценки показывают [7], что компонента тензора проводимости, перпендикулярная направлению открытости, порядка $\rho^2 \sigma_0$ (σ_0 — электропроводность при $H = 0$), а соответствующая компонента тензора сопротивления квадратично возрастает с магнитным полем. Возникновение зонного состояния возможно, если путь, проходимый "новой" частицей между столкновениями, велик по сравнению с размерами отдельной классической орбиты. В данном случае это означает, что необходимо, чтобы было выполнено следующее условие:

$$v_{гр} r \gg r_H, \quad (1)$$

где $v_{гр}$ — групповая скорость "новой" квазичастицы, r_H классический радиус орбиты в магнитном поле, r — время свободного пробега. Если $v_{гр} \approx \rho v_F$ (v_F — фермиевская скорость), то условие (1) эквивалентно

$$\rho \gg \gamma = r_H / l \quad (l = v_F r). \quad (2)$$

В обратном предельном случае ($\rho \ll \gamma$) применимо диффузионное приближение: частица многократно прокручивается по классической орбите, изредка перескакивая на соседнюю, забывая свою предисторию (происходит фазовое усреднение). Перескок может произойти либо за счет пробоя (вероятность в единицу времени равна $\rho \omega_H$, ω_H — циклотронная частота), либо за счет обычного столкновения (вероятность равна $1/r$). Следовательно, эффективный коэффициент диффузии D равен $(1/r + \rho \omega_H) r_H^2$. Модифицированное на случай вырожденного газа соотношение Эйнштейна дает для подвижности $u = D/\epsilon_F$. Отсюда диффузионная проводимость по порядку величины равна

$$\sigma_{диф} = ne^2 u \approx (\rho \gamma + \gamma^2) \sigma_0. \quad (3)$$

Из вывода формулы (3) видно, что она не зависит от того, возникает ли в результате пробоя одно или два направления открытости. По порядку величины формула (3), естественно, совпадает с соответственной формулой, полученной Фаликовым и Сивертом [5].

Строго говоря, полученная формула применима только в том случае, когда обычный член в электропроводности ($\sim \gamma^2 \sigma_0$) является главным. Однако можно думать, что при произвольном направлении магнитного поля условия возникновения связанного квантового состояния делаются более

жесткими и диффузионное приближение "работает" в более широком диапазоне (при большем значении вероятности пробоя p , чем это требуется неравенством (2)). Это означало бы, что: 1) возможна ситуация, при которой второе слагаемое в формуле (3) определяло бы зависимость электропроводности от магнитного поля; 2) должна была бы наблюдаться дополнительная резкая анизотропия сопротивления, обусловленная пробоем.

Асимптотическое поведение сопротивления от магнитного поля как всегда существенно зависит от величины недиагональных элементов тензора σ_{ik} и получается различным в металлах с неравными числами электронов и дырок ($n_1 \neq n_2$) и в металлах с $n_1 = n_2$ (см. [8]).

Следует отметить, что формула (3) заведомо неприменима в идеальном кристалле при нуле температуры ($T = 0$). В отсутствие реальных диссипативных процессов в металле не может установиться стационарное состояние во внешнем электрическом поле. Асимптотическое значение электропроводности определяется структурой образующихся квантовых состояний и величиной длины свободного пробега. Этот вопрос требует дальнейшего исследования. Можно только сказать, что если образуется токовое состояние, то электропроводность будет возрастать с ростом длины свободного пробега. Если же это состояние бестоковое, то увеличение длины свободного пробега приведет к уменьшению соответствующей компоненты электропроводности (осуществится диффузионная ситуация на базе новых состояний, см. вывод формулы (3)).

Авторы выражают благодарность В. Г. Песчанскому за ознакомление с результатами его работы до опубликования.

Поступило в редакцию
17 января 1967 г.

Литература

- [1] M.H.Cohen, L.M.Falicov. Phys. Rev. Lett., 7, 231, 1961.
- [2] E.I.Blount. Phys. Rev., 126, 1636, 1962.
- [3] R.W.Stark. Phys. Rev. Lett., 9, 482, 1962.
- [4] Ю.П.Гайдуков, И.П.Кречетова. Письма ЖЭТФ, 3, 227, 1966.
- [5] L.M.Falicov, P.R.Sievert. Phys. Rev., 138, A88, 1965.
- [6] А.А.Слущкин, А.М.Кадигробов. ФТТ, вып.1, 1967.
- [7] А.А.Слущкин. ЖЭТФ, 52, вып.7, 1967 (в печати).
- [8] И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. ЖЭТФ, 31, 63, 1956.