

«отсекание» частот, соответствующих полю $H_{от}$, а вместо них появляется новая резонансная частота, кратная *циклотронной частоте* электрона Ω (рис. 8): $\omega = n\Omega = n e H / m c$ (n — целое число, m — эффективная масса

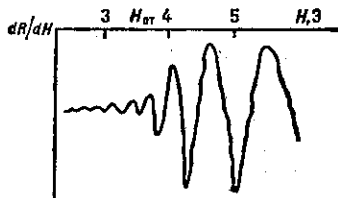


Рис. 8. Спектр циклотронного резонанса в тонком монокристалле В; при $H < H_{от}$ наблюдается резонанс на неэкстремальных орбитах.

электрона). Этой частоте соответствует диаметр орбиты электрона $D = d$. Диаметр орбиты D связан с диаметром соответствующего сечения поверхности Ферми D_p соотношением $D = c D_p / e H$. Поэтому новая частота определяется условием $d = c D_p / e H$ или $H d = c D_p / e$. Измеряя зависимость поверхностного импеданса Z от H при разл. d , но при $H d = const$, можно построить семейство кривых $Z(d)$, когда D_p фиксировано. Соответствующие резонансные пики Z позволяют определить m . Изменяя $H d$, можно определить эфф. массы электронов на всей поверхности Ферми.

В пластинах с достаточной гладкими гранями циклотронный резонанс возможен в слабых магн. полях, удовлетворяющих условию $l \ll r \ll l^2/d$. При этом электроны периодически возвращаются в скин-слой за счёт зеркальных отражений от противоположной грани, а роль магн. поля сводится лишь к искривлению траекторий резонансных электронов. Условие резонанса имеет вид $\omega = 2\pi n T^{-1}$, где T — период движения зеркально отражённых электронов.

Размерный циклотронный резонанс наблюдается и при $D_{extr} < d$. Он обусловлен электронами, взаимодействующими с ВЧ-полем во всплеске. Роль толщины d в этом случае играет величина $d - D_{extr} N$, где N — число всплесков в пластине. Резонанс наступает, когда ω кратна частоте обращения электронов с диаметром орбиты $d - D_{extr} N$. Обратное влияние всплесков на поле в скин-слое приводит к резонансной добавке к импедансу, зависящей от параметров зеркальности обеих граней.

Размерный эффект при отражении Андреева. При отражении электронов проводимости межфазной границей нормальный металл N (или полупроводник) — сверхпроводник S изменяется знак их скорости: $v \rightarrow -v$ (см. *Отражение андреевское*). Если слой нормального металла толщиной d помещён на сверхпроводящую подложку, то в магн. поле отсекание частот циклотронного резонанса наступает, когда радиус орбиты резонансных электронов $r > d$.

При $r < d < 2r$ траектория электрона после отражения Андреева дополняет его траекторию до полной орбиты в массивном образце (рис. 9). Т. о., отражение не меняет период движения и, следовательно, резонансную частоту. При $r > d$ эти частоты отсекаются из-за отражения электронов границей металл — вакуум. Вместо них появляются частоты, кратные частоте обращения электронов, диаметр орбиты к-рых равен $2d$.

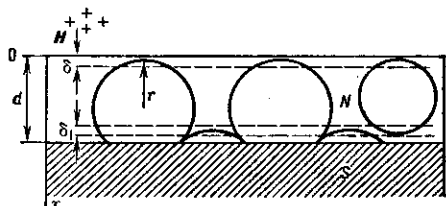


Рис. 9. Траектории носителей заряда в магнитном поле, параллельном слою нормального металла, испытавших отражение Андреева от сверхпроводящей подложки.

Отражённые $N - S$ -границей электроны создают всплеск ВЧ-поля на нек-ром расстоянии от межфазной границы. Когда всплеск с уменьшением H приближается к скин-слою, происходит резкое изменение поверхностного импеданса пластины.

Размерные магнитоакустич. явления также более информативны, чем их аналоги в массивных образцах, т. н. *геометрические осцилляции, гигантские квантовые осцилляции, магнитоакустич. резонансы* (см. *Акусто-электронное взаимодействие*).

Лит.: Андреев А. Ф., Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников, «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 1823; Комник Ю. Ф., Физика металлических пленок, М., 1978; Гохфельд В. М., Кириченко О. В., Песчанский В. Г., О затухании ультразвука в тонких слоях металла в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1980, т. 79, с. 538; Petchenik V. G., Kinetic Size Effects in Metals in a Magnetic Field, Sov. Sci. Rev. A. Phys., 1992, v. 16, p. 1—112; Коган Е. М., Устинов В. В., Электропроводность тонких металлических пленок при малоугловом электрон-фононном рассеянии, «Физ. металлов и металловедение», 1982, т. 54, с. 258; Электроны проводимости, под ред. М. И. Каганов, В. С. Эдельмана, М., 1985. В. Г. Песчанский.

РАЗМЕШИВАНИЕ (перемешивание) в фазовом пространстве — свойство потока траекторий консервативной динамической системы, достаточное для перехода этой системы в процессе её временной эволюции к стохастич. поведению.

Поток траекторий динамической системы не уходит на бесконечность, и движение происходит в нек-рой ограниченной области D объёмом V_D фазового пространства, тогда формально P выражается существованием предела

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \mu(A_t \cap B) = \mu(A)\mu(B), \quad (1)$$

где A, B — две произвольные (как правило, малые) области, принадлежащие D , $\mu(A), \mu(B)$ — их меры (в простейшем случае — относит. объёмы этих областей). Обычно область B предполагается фиксированной, а область A эволюционирует во времени в соответствии с *Гамильтоном уравнениями*, A_t — значение A в момент времени t , область $A_t \cap B$ является пересечением областей A_t и B . Для консервативных систем $\mu(A_t) = \mu(A)$ (т. н. инвариантность меры, см. также *Лиувилля теорема*). P означает, что независимо от размеров,

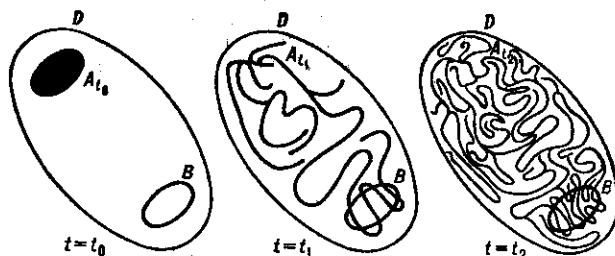


Рис. 1. Эволюция области A в случае размешивания.

формы и взаимного расположения областей A и B по прошествии достаточно длительного времени элементы области A могут быть обнаружены в любой сколь угодно малой окрестности произвольной точки области D (рис. 1).

Термин « P » введён Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs, 1902) по аналогии между движением системы взаимодействующих частиц в фазовом пространстве и перемешиванием жидкостей («растворителя» и «красителя»). При этом жидкости рассматриваются как непрерывные среды, неразрывные и несжимаемые; реальные молекулярная структура и диффузия не учитываются. Если в нач. момент жидкости не были перемешаны, то при любом возмущении (встряхивание, взбалтывание и др.) такая система с течением времени станет практически однородно перемешанной (рис. 2).