

поле H , параллельное поверхности. Электроны, закручиваемые магн. полем, при зеркальном отражении многократно сталкиваются с поверхностью образца и долгое время двигаются в пределах скин-слоя. Это приводит к росту проводимости и уменьшению глубины скин-слоя

$$\delta = \left[c^2 v r_L^{1/2} / \omega^2 \right]^{2/5},$$

где $r_L = mvc/eH$ — ларморовский радиус; предполагается $r_L > \delta$. Др. электроны, не сталкивающиеся с поверхностью, возвращаются в скин-слой после каждого оборота вокруг магн. поля, благодаря чему в металлах наблюдается *циклотронный резонанс*.

Более точный количеств. смысл как при нормальном, так и аномальном С.-э. (в отличие от δ) имеет поверхностный импеданс Z . В НЧ-области нормального С.-э.

$$Z = 2\pi\omega/c^2\sigma_0$$

и уменьшается с темп-рой T , т. к. растёт δ_0 . Для предельно аномального С.-э. импеданс

$$Z = (\pi/3)^{1/2} (\pi\omega B/c^2)^{1/2} (1 - i\sqrt{3}),$$

где параметр B определяется спектром электронов; в изотропном приближении $B = v^2/s/\omega_p$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982, с. 291—99; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, с. 436—49; Falikovsky L. A., Transport phenomena at metal surfaces, «Adv. in Phys.», 1983, v. 32, № 5, p. 753; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987, с. 105—117. Л. А. Фальковский.

Скин-эффект нелинейный. При достаточно высоких значениях напряжённости перем. эл.-магн. поля, когда параметры среды, напр. проводимость σ , начинают зависеть от поля, С.-э. становится нелинейным, т. е. толщина скин-слоя δ также начинает зависеть от интенсивности эл.-магн. поля. Наиб. легко нелинейный С.-э. реализуется в плазме. Пороговые значения амплитуд электрич. и магн. полей, при к-рых происходит переход С.-э. в нелинейный, зависят от параметров среды и частот.

В области НЧ определяющее влияние на проникновение поля оказывает дифференц. проводимость среды. Зависимость её от электрич. поля (т. н. электрическая нелинейность) обуславливается разогревом носителей, аномальным сопротивлением, пробоем среды и т. д. Пороговые амплитуды, при к-рых возникает нелинейность дифференц. электрич. проводимости, могут различаться весьма сильно для разных механизмов нелинейности. Вследствие этого затухание эл.-магн. поля может быть не экспоненциальным, а, напр., степенным или к.-л. другим в зависимости от вида $\sigma(E)$, т. е. меняется структура скин-слоя. Но характерный масштаб затухания по порядку величины остаётся равным $\delta \propto [2\pi\omega\sigma(E)]^{-1/2}$.

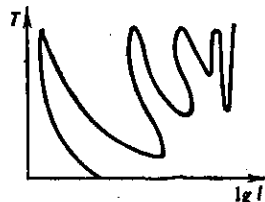
Значительно большее влияние в этой области частот оказывают магнитные нелинейности, к-рые могут менять С.-э. не только количественно, но и качественно. Их действие проявляется при условии $\omega_H \geq 1$, где $\omega_H = eH/mc$ — циклотронная частота носителей. В режиме магн. нелинейности С.-э. необходимо учитывать тензорный характер сопротивления среды в магн. поле. Зависимость диагональных компонент сопротивления ρ от H (*магнетосопротивление*) аналогична влиянию электрич. нелинейностей. Нondiagonalные компоненты тензора сопротивления (см. Холла эффект) ярко проявляются в нестационарной задаче о проникновении в плазму постоянного магн. поля, включаемого в нек-рый момент времени $t = 0$. Тогда глубина проникновения поля в плазму меняется со временем: $\delta \propto [t\rho(E, H)]^{1/2}$. В режиме нелинейного С.-э. в зависимости от напряжённости магн. поля вместо обычного диффузионного закона проникновения магнитного поля, при к-ром $\delta \propto t^{1/2}$ происходит

либо быстрое конвективное проникновение поля в плазму со скоростью порядка токовой скорости носителей (т. е. $\delta \propto t$), либо задержание поля на конечной толщине [т. е. $\delta(t) \rightarrow \text{const}$]. Существ. роль в этих процессах играет неоднородность среды, а именно, если носители при токовом движении попадают в область более высокой своей концентрации, то реализуется конвективное проникновение, в противоположном случае — задержание.

При наложении на плазму переменного магн. поля может возникать эффект детектирования, состоящий в том, что наряду с формированием скин-слоя у границы плазмы в глубь среды уходит нелинейная волна поля нек-рого фиксиров. направления, зависящего от направления градиента концентрации носителей, а другие направления замирают.

В ИК-области, когда $\delta = c/\omega_p$, нелинейные изменения происходят при $H^2/8\pi \geq Nm^2c^2$, когда носителей в скин-слое толщины c/ω_p не хватает для переноса тока даже при их движении со скоростью, близкой c . В результате глубина проникновения поля увеличивается (чтобы повысить число носителей) до необходимого для поддержания тока: $\delta = H/4\pi Ne$. В области высоких частот $\omega \lesssim \omega_p$ толщина скин-слоя в плазме может как уменьшаться, так и возрастать в зависимости от знака нелинейного вклада в диэлектрич. проницаемость. В отличие от линейного режима, в случае нелинейного С.-э. при медленном увеличении напряжённости поля оно, начиная с нек-рой пороговой амплитуды, проникает в глубь плазмы на расстояние, определяемое диссипативным затуханием. (Это происходит при положит. нелинейном вкладе.) В случае достаточно слабой диссипации нелинейное проникновение поля в плазму может носить характер гистерезиса, т. е. зависеть от предьстории процесса. Напр., для плазменного слоя конечной толщины эффективность T проникновения эл.-магн. волн через слой, измеряемая отношением потоков энергии после слоя и перед ним, является неоднозначной ф-цией интенсивности падающей волны I (как схематически показано на рис.).

Зависимость эффективности проникновения T электромагнитной волны через слой от её интенсивности I .



Наличие развитой *турбулентности плазмы* также приводит к изменению как динамики С.-э., так и глубины скин-слоя, к-рая будет зависеть от интенсивности турбулентности, поскольку в нелинейном С.-э. взаимодействие носителей с турбулентными пульсациями существенно меняет отклик плазмы на приложенное к ней поле. Это связано, в частности, с изменением эфф. частот соударений носителей $\nu_{эф}$ при их сильном рассеянии на турбулентных пульсациях. Напр., в изотропной бесстолкновит. плазме с развитой ионно-звуковой турбулентностью, имеющей характерные длины волн $\lambda_s \sim \nu_{te}/\omega_{pe}$, скин-слоевая глубина $\delta = (c/\omega_{pe})(w_s/12n_e T_e)^{1/2}$, где w_s — плотность энергии ионно-звуковых колебаний; n_e , T_e — концентрация и темп-ра электронов.

Глубина скин-слоя δ может резко возрастать, если в плазме возможны процессы трансформации приложенного к плазме перем. эл.-магн. поля в слаботухающие собств. колебания, напр. в ленгмюровские волны, к-рые переносят поле на расстояния порядка обратной величины декремента затухания этих волн (см. Трансформация волн в плазме).

Лит.: Цытович В. Н., Теория турбулентной плазмы, М., 1971; Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мелихов Е. З., Плазма полупроводников, М., 1979; Кондра-