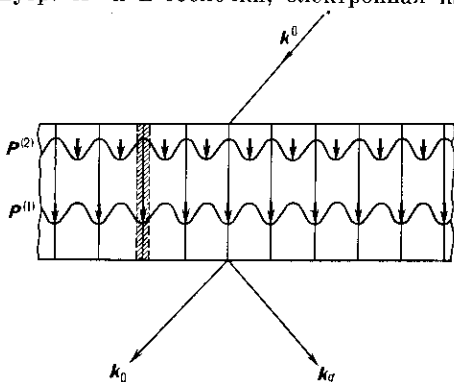


толщиной $d \gg 1/\mu_0$ может проходить только излучение с $D_s^{(2)}$. Пронедшее излучение имеет преимущественную s -поляризацию, так как для p -поляризации $\chi_i^g \cos 2\theta/\chi_i^{(0)} < 1$ и А. п. э. выражен слабее. А. п. э. существует во всей угловой области дифракционного отражения, однако при увеличении отстройки $\Delta\theta$ от точного угла Брэгга θ он быстро ослабляется.

Пойтинга векторы полей $D_s^{(1, 2)}$ в соответствии с (1) равны:

$$|F_{s, p}^{(1, 2)}| \sim \begin{cases} \cos^2(gx/2) \\ \sin^2(gx/2) \end{cases} e^{-\mu_{s, p}^{(1, 2)} z/\cos\theta} \quad (2)$$

и направлены вдоль атомных плоскостей, а их амплитуды в направлении, перпендикулярном атомным плоскостям, модулированы с периодом, равным межплоскостному расстоянию. Вследствие этого $P^{(1)}$ принимает макс. значения на атомных плоскостях, а $P^{(2)}$ — между ними (рис.). Т. к. осн. вклад в фотоэлектрич. поглощение дают внутр. K - и L -оболочки, электронная плотность



Картина распределения вектора Пойтинга для полей $D^{(1)}$ и $D^{(2)}$ в совершенном кристалле, атомные плоскости которого перпендикулярны поверхности, при точном выполнении условий Брэгга — Вульфа. k^0 — волновой вектор падающей плоской волны. Потоки энергии направлены вдоль атомных плоскостей и модулированы в направлении оси x так, что для поля $D^{(1)}$ максимумы интенсивности приходится на атомные плоскости (и поэтому они сильно поглощаются его атомами), а для поля $D^{(2)}$ — между ними (коэффициент поглощения аномально мал). Поскольку потоки энергии направлены вдоль атомных плоскостей, то разделение полей на прошедшую и дифракционную волны происходит при выходе его из кристалла. Пунктиром показано влияние несовершенства структуры кристалла и тепловых колебаний, которые ведут к эффективному увеличению толщины (заштрихованные области) атомной плоскости и, следовательно, сглаживанию эффекта аномального прохождения.

k -рых сосредоточена вблизи атомных ядер, поле $D^{(1)}$ распространяется в области повышенной электронной плотности, взаимодействует со средой и поглощается более интенсивно, а поле $D^{(2)}$ распространяется в области пониженной электронной плотности и взаимодействует со средой менее интенсивно, чем в произвольном, не дифракционном направлении. Этим и обусловлены аномально широкое поглощение в дифракц. направлении и появление резких максимумов на рентгенограмме.

Тепловые колебания атомов в кристалле эффективно увеличивают размеры атомов, так что $\mu_{s, p}^{(2)}$ возрастает. Напр., при темп-ре $T \approx 300\text{K}$

$$\mu_{s, p}^{(2)} = \mu_0 \left(1 - \frac{\chi_i^{(g)}}{\chi_i^{(0)}} e^M \right) \approx 4 \cdot 10^{-2} \mu_0,$$

где e^M — Дебая—Валлера фактор. А. п. э. зависит также от структуры кристалла. Любые отклонения от идеальных условий (атомные плоскости не перпендикулярны кристаллографич. плоскостям, наличие отстройки от точного угла θ , дефектов) уменьшают А. п. э. При многолучевой дифракции могут существовать области, где А. п. э. проявляется ещё сильнее.

А. п. э. используется для исследования совершенства строения кристаллов (см. *Рентгеновская томография*) и получения слабосходящихся пучков монохроматич. поляризов. рентг. излучения. А. п. э. имеет место и для др. излучений.

Лит. см. при ст. Дифракция рентгеновских лучей.

А. В. Колтаков.

АНОМАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ плазмы — сопротивление, связанное с развитием разл. токовых неустойчивостей и возникающее, когда плотность тока в плазме превышает нек-рую критич. величину. А. с. плазмы связано только с гибридными электрон-ионными неустойчивостями и по величине существенно превышает обычное классич. сопротивление за счёт парных электрон-ионных соударений. Критич. плотность тока j , при k -рой возникает А. с., обычно выражают через пороговое значение дрейфовой скорости электронов $v_d = j/ne$ (e — заряд электрона, n — их плотность). Наличие дрейфовой скорости у электронов означает, что электронное распределение по скоростям сдвинуто на величину v_d относительно ионного, что и приводит к неустойчивости. Вследствие этой неустойчивости электроны, кроме потери импульса при парных столкновениях, теряют его и при излучении колебаний (волн). Эти колебания поглощаются ионами и передают им свой импульс. Т. о., так же как и при парных столкновениях, происходит передача импульса от электронов к ионам, однако в данном случае она имеет коллективную природу, т. к. осуществляется посредством возбуждаемых при неустойчивости колебаний и волн. Иногда значение дрейфовой скорости, при k -рой возникают неустойчивость и А. с., чрезвычайно мало. Напр., в плазме без магн. поля миним. значение скорости v_d , при k -рой возникает ионно-звуковая неустойчивость (см. *Неустойчивости плазмы*), существенно меньше тепловой скорости электронов и фактически совпадает со скоростью ионного звука в плазме $v_s = \sqrt{T_e/M}$ (T_e — темп-ра электронов, M — масса ионов). Ионно-звуковая неустойчивость представляет собой раскату продольных эл.-статич. колебаний в плазме с «горячими» электронами и «холодными» ионами ($T_e \gg T_i$). При приближении v_d к тепловой скорости электронов ионно-звуковая неустойчивость плавно переходит в неустойчивость Бунемана.

В плазме, помещённой в магн. поле, возможны токовые неустойчивости с очень низким порогом v_d , значительно меньшим тепловой скорости ионов. Эти неустойчивости возникают, когда ток течёт поперёк магн. поля (неустойчивость Драммонда—Розенблюта, неустойчивость нижнегибридных колебаний).

Осн. проблемой в теории А. с. является установление связи между линейной теорией токовых неустойчивостей и их разл. нелинейными характеристиками. Наиб. употребительной нелинейной характеристикой токовых неустойчивостей является эфф. частота $\nu_{эфф}$ рассеяния электронов колебаниями при нелинейном насыщении роста неустойчивости. Для ионно-звуковой неустойчивости, k -рая играет центральную роль в теории А. с., $\nu_{эфф} = 10^{-2} \omega_{pe} v_d T_e / v_T T_i$, где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2 / m}$ — плазменная электронная частота, v_T — тепловая скорость электронов, m — масса электронов. Величина аномальной проводимости связана с $\nu_{эфф}$ обычной ϕ -лой электропроводности плазмы $\sigma_A = ne^2 / m \nu_{эфф}$.

Осн. трудности в теории А. с. связаны с тем, что вследствие квазилинейной деформации функций распределения электронов и ионов величины v_d , T_e , T_i уже не имеют своего обычного смысла. При исследовании деформации ионного распределения весьма эффективным оказывается использование т. н. двухтемпературного приближения, т. е. разбиения ионов на две группы — «холодные» ионы, не меняющие своего распределения по скоростям, и «хвост» ионной ϕ -ции распределения, ускоренный за счёт взаимодействия с колебаниями. Характерные скорости таких ионов $v \gg$