

ВЫСШИЙ КОЛЛЕДЖ СВЯЗИ

22 - 26 сентября 1997 года, Нарочь, Беларусь

**II МЕЖДУНАРОДНАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
К О Н Ф Е Р Е Н Ц И Я**

СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА СВЯЗИ

МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИИ

СПЕЦИАЛЬНЫЙ ВЫПУСК ЖУРНАЛА



**ИЗВЕСТИЯ
БЕЛОРУССКОЙ
ИНЖЕНЕРНОЙ
АКАДЕМИИ**

№ 1(3)/3

1997

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЧАСТОТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ПРОВОДЯЩИХ СРЕДАХ

В большинстве задач электродинамики металлические проводники рассматриваются как линейные среды, где реакция системы на возбуждение и причина связаны друг с другом простым соотношением. При этом коэффициент пропорциональности является константой. Для статических процессов в присутствии анизотропии свойств коэффициенты связи, называемые кинетическими, описываются соответствующими тензорами и условиями симметрии для них. Нестационарные поля в металлах трактуются в терминах волнового вектора, глубины скин-слоя и поверхностного сопротивления, связывающего компоненты поля на поверхности металла с его свойствами. В предельном случае нормального скин-эффекта параметры задачи сводятся к определенной комбинации элементов, характерных для статического переноса заряда. Как известно, при нормальном скин-эффекте временной и пространственной дисперсией функции распределения плотности вероятности электронов проводимости в кинетическом уравнении вида:

$$(i\omega + \tau^{-1})\psi + ikv\psi + \Omega\psi = evE \frac{\partial\psi_0}{\partial\varepsilon} \quad (1)$$

можно пренебречь. Здесь ω и Ω - электромагнитная и ларморова частоты, τ - время релаксации, k - волновой вектор, v и e - скорость и заряд электрона, E - напряженность электрического поля, ψ - неравновесная поправка к равновесной функции распределения ψ_0 , ε - энергия электрона. Если частота поля гораздо меньше обратного времени релаксации и глубина скин-слоя больше длины свободного пробега, неравновесная добавка к функции распределения и проводимость материала в магнитном поле описываются тензором статической проводимости. При этом

многообразие особенностей зонной структуры проводников, выражаемое тензорными параметрами, существенным образом сказывается на особенностях взаимодействия излучения с проводящей средой. В этих условиях магнитное поле является управляющим параметром задачи. Для ортогональной геометрии рассмотрим взаимодействие линейно поляризованного излучения с некоторыми модельными средами, предполагая что нормаль к плоскости раздела ориентирована вдоль оси x , компонента электрического поля волны параллельна оси y , компонента магнитного поля волны направлена вдоль оси z , внешнее магнитное поле ориентировано либо в плоскости поверхности ($H = H_z$), либо вдоль нормали к поверхности ($H = H_x$). Решение для волны будем отыскивать в виде $\exp[i(kx - \omega t)]$. При помощи системы уравнений

$$\text{rot}E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}; \quad \text{rot}H = \frac{4\pi}{c} \sigma_{ik} E_k \quad (2)$$

получаем выражение для волнового вектора

$$k^2 = \frac{4\pi i \omega \sigma}{c^2}, \quad \sigma = \sigma_{yy} + \frac{(\sigma_{xy})^2}{\sigma_{xx}} \quad (3)$$

Здесь обобщенная проводимость σ отражает свойства материала в условиях воздействия линейно поляризованного излучения.

Следуя указанным соотношениям (3), характер взаимодействия поля с поверхностью определяется типом закона дисперсии материала и его кристаллической структуры. Компоненты статического тензора проводимости существенно различаются по своей функциональной зависимости от внешнего магнитного поля для замкнутого типа

поверхности Ферми (включая скомпенсированность объемов электронных и дырочных носителей) и открытых типов изоэнергетической поверхности. Существуют две характерные ситуации, связанные с ориентацией внешнего магнитного поля по отношению к границе раздела.

Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле параллельно границе. Для изотропного закона дисперсии, напоминающего зонную структуру щелочных металлов, обобщенная проводимость соответствует проводимости в нулевом магнитном поле. В случае замкнутости поверхности Ферми σ равна σ_0 с точностью до малого параметра $(\Omega\tau)^2$. Для открытой поверхности Ферми типа гофрированного цилиндра, если направление открытости ориентировано вдоль вектора напряженности электрического поля волны, $\sigma \sim (\Omega\tau)^2$ и в остальных случаях ориентации особых направлений $\sigma \sim \sigma_0$.

Другая геометрия определяется внешним магнитным полем, направленным вдоль оси x . В случае изотропного закона дисперсии, равно как и для замкнутого типа поверхности Ферми, обобщенная проводимость пропорциональна $(\Omega\tau)^2$. Для открытых типов с направлением открытости вдоль вектора напряженности электрического поля проводимость $\sigma \sim (\Omega\tau)^2$ (такая же зависимость характерна и для случая, когда направление открытости совпадает с направлением волнового вектора).

Для обеих ориентаций внешнего поля в случае скомпенсированности электронного и дырочного объемов высокочастотная проводимость $\sigma \sim (\Omega\tau)^2$. Следует заметить, что тип кристаллической структуры слабо сказывается на частотных свойствах металлов с изотропным законом дисперсии и замкнутым типом поверхности Ферми. Открытости вносят свое влияние в поведение поликристаллических образцов на уровне статического переноса. Соответственно и частотные свойства будут определенным образом усредняться по различным ориентациям кристаллитов. Вероятность нахождения кристаллитов в особом направлении, когда открытость ориентирована почти нормально внешнему магнитному полю и тензор проводимости

соответствует упомянутым ранее значениям, достаточно мала. Она определяется обратной величиной параметра эффективности магнитного поля $\Omega\tau$, и вследствие этого обобщенная проводимость для таких структур характеризуется анизотропным законом дисперсии с коэффициентом пропорциональности $(\Omega\tau)^{-1}$.

Представленные зависимости обобщенной проводимости от величины внешнего магнитного поля и его ориентации к поверхности отражают возможность воздействия на глубину скин-слоя материала посредством постоянного магнитного поля. Соответственно можно изменять такую характеристику как поверхностный импеданс

$$Z = \frac{4\pi\omega}{c^2 k}$$

В условиях низких температур величина параметра $\Omega\tau$ у чистых металлических образцов может достигать порядка сотен единиц. Соответствующим образом возрастает и поверхностное сопротивление, что в общем приводит к уменьшению добротности резонансных систем. Наблюдаемые в эксперименте [1] особенности поведения добротности коаксиальных короткозамкнутых резонаторов из высокочистого алюминия в области дециметровых волн можно в определенной степени связать с подобным механизмом воздействия. На короткозамыкающей поверхности в месте пучности тока внешнее магнитное поле ориентировано нормально и имеет место второй вариант геометрии (электрическая компонента поля волны ориентирована вдоль радиуса, магнитная компонента волны представляет собой концентрические окружности, высокочастотный ток течет в радиальном направлении). Потери на данном элементе, их динамика от магнитного поля и определяют характер добротности. Следует отметить, что рассмотренная область частот не совсем адекватна приближению нормального скин-эффекта с обычной точки зрения, однако тот факт, что глубина скин-слоя в присутствии магнитного поля возрастает на

20000 + 30000%, допускает частичную интерпретацию с указанных позиций. Тем более что требование по реализации временной дисперсии в области частот, соответствующих сотням мегагерц, выполняются в области гелиевых температур, так как характерное время релаксации для чистого алюминиевого проводника составляет порядка 10^{-10} сек.

Сильная зависимость волнового вектора от магнитного поля (поле нормально к поверхности раздела) приводит к воздействию на поглощение мощности на границе и отражение. Так при нормальном падении волны вида $A \exp(ik_0 z - i\omega t)$ существует отраженная волна $A' \exp(-ik_0 z - i\omega t)$ и прошедшая вида $C \exp(ik_0 z - i\omega t)$. Здесь коэффициенты при экспонентах означают амплитуды волн, k_0 - волновой вектор в вакууме. Отношение амплитуд A'/A определяет степень отражения излучения, поскольку $A'/A = (1-N)/(1+N)$, здесь N - показатель преломления, $N = ck/\omega$. Данное соотношение следует из условия равенства на поверхности тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного поля волны. В сильном магнитном поле

$$N = \frac{c}{\omega} \frac{1}{\delta_0} \frac{1}{[1 + (\Omega\tau)^2]^{1/2}}$$

Здесь δ_0 - глубина скин-слоя в нулевом магнитном поле. Можно определить область полей, где показатель преломления может настолько уменьшиться, что будет возможно существование слабого затухания волны. Такая волна отличается от низкочастотных волн геликонного типа и от альфеновских высокочастотных волн тем, что она линейно поляризована. Квадрат волнового числа в этом случае является не чисто мнимым, а комплексным параметром, поскольку необходимо учитывать токи смещения. Возрастание вклада токов смещения обусловлено малостью проводимости. Для чистых металлов и других классов проводников необходимо определить диапазон частот, отвечающий адекватности используемого подхода, а именно приближению нормального скин-эффекта. Как было указано ранее, условие

$\omega\tau \ll 1$ отвечает низкочастотному пределу. При концентрации носителей $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ величина δ_0 слишком мала, чтобы за счет внешнего магнитного поля можно было скомпенсировать величину показателя преломления. Частоты $\omega \sim 10^2 + 10^3$ слишком невелики, чтобы реализовать слабое затухание за счет постоянного внешнего магнитного поля. Проводники с меньшими уровнями концентрации носителей, например, полуметаллы и полупроводники, более предпочтительны с позиции восприимчивости их свойств к влиянию магнитного поля. Для полуметаллов время релаксации носителей составляет при гелиевых температурах порядка 10^{-10} сек., циклотронные массы порядка $0.1m$ (m - масса свободного электрона), скорость Ферми $v \sim 10^7$ см/сек. Соответственно условия существования нормального скин-эффекта не ограничены так жестко, как для металлов. Предельное значение частоты ω_{np} для нормального скин-эффекта составляет

$$\omega_{np} = \left(\frac{c}{v\tau\omega_{na}} \right)^2 \frac{1}{\tau}$$

Здесь ω_{na} - плазменная частота. Для висмута $\omega_{np} \sim 10^8 - 10^9$. Соответственно $(4\pi\sigma/\omega)^{1/2} \sim 10^5$. Это свидетельствует о том, что достичь эффекта слабого затухания линейно поляризованного излучения гораздо легче в проводниках, имеющих малую концентрацию носителей, поскольку у них легче выполняется условие локальной связи между плотностью тока и напряженностью электрического поля волны, с одной стороны, а с другой - параметр эффективности постоянного магнитного поля более чувствителен к внешнему воздействию.

Рассмотрим другой предельный случай скинирования, когда частота электромагнитного поля значительно больше обратного времени релаксации носителей и является по существу максимальным параметром задачи. В этих условиях также допустимо пренебречь пространственной дисперсией поля у поверхности, поскольку физический смысл приобретает не длина пробега носителей вообще, а пробег на периоде высокочастотного поля. Тем не менее, роль внешнего магнитного

поля становится несколько иной. Теперь статический тензор проводимости не является характеристикой, определяющей высокочастотный перенос заряда. В подобных условиях максимальным слагаемым в кинетическом уравнении (1) становится $(-i\omega\psi)$. По отношению к этому члену эффект внешнего магнитного поля становится слабым, и комбинация $(-i\omega + \tau^{-1})\psi$ определяет высокочастотные свойства с учетом поправок от $\Omega\psi$. С учетом сказанного можно представить тензор высокочастотной проводимости в приближении изотропного закона дисперсии

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} = \sigma_{yy} &\approx \sigma_0 \frac{-i\omega\tau + 1}{(-i\omega\tau + 1)^2 + (\Omega\tau)^2} \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &\approx \sigma_0 \frac{\Omega\tau}{(-i\omega\tau + 1)^2 + (\Omega\tau)^2}\end{aligned}\quad (4)$$

В данных выражениях вектор внешнего магнитного поля ориентирован вдоль оси z . Используя полученные соотношения легко видеть, что при падении плоской волны на поверхность проводника (магнитное поле параллельно напряженности магнитного поля волны) высокочастотная проводимость

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{-i\omega\tau + 1}$$

При ориентации внешнего магнитного поля вдоль волнового вектора (нормально к

поверхности) высокочастотная проводимость определяется диагональной компонентой σ_{yy} из соотношения (4), в которую входит параметр эффективности магнитного поля $\Omega\tau$. Данный параметр может быть значительно больше единицы, однако для металлов циклотронная частота все же меньше частоты поля, и поправки к волновому вектору в этом случае невелики. В полуметаллах циклотронные частоты могут сравниться по величине с частотами, характерными для волны, и в этом случае эффект может составить порядка 100%. Таким образом в приближении низкочастотного скин-эффекта воздействие внешнего постоянного магнитного поля на распространение излучения в проводниках и иные особенности взаимодействия на границе раздела существенно превышают возможности высокочастотного приближения.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант Ф96-204).

Литература

1. Соболев В.Р., Мазуренко О.Н. Низкотемпературные СВЧ свойства алюминия и меди в магнитном поле. - Современные средства связи. Материалы конференции, Нарочь, 1995, с. 256-259.