

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС Z_s НА ЧАСТОТАХ 1-10 Мгц

В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.Ф.Гантмахер

В работе [1] было впервые указано на существование сложных немонотонных зависимостей поверхностного импеданса Z металла от магнитного поля H в области малых магнитных полей при гелиевых температурах. Эксперименты Хайкина были выполнены на частоте $f \sim 10^{10}$ гц. Несколько позже было установлено [2], что немонотонные зависимости, правда более простой формы, наблюдаются и на более низких частотах ($f \sim 10^6$ гц). Зависимости $Z(H)$ вблизи $H = 0$ изучались также в работах [3,4]. При этом в [4] было указано на то, что функция $Z(H)$ меняется при изменении амплитуды высокочастотного поля на поверхности металла. Поскольку в настоящее время не существует ни-

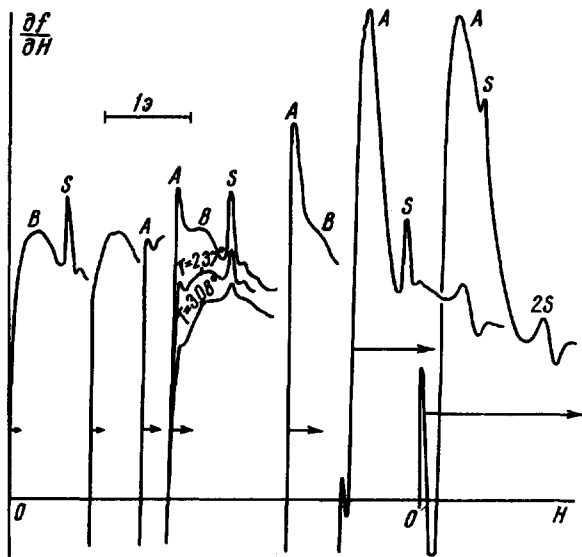
каких убедительных объяснений для столь сильных немонотонных зависимостей вблизи $H=0$, то по существу неясно, наблюдались ли в [1-4] различные проявления одного и того же физического механизма или нет. Ввиду этого представляется очень желательным дальнейшее накопление экспериментальных фактов.

Нами были проведены эксперименты по изучению поведения в слабых полях монокристаллов β_i . В разборных кварцевых формах из β_i с содержанием примесей $\sim 10^{-4}-10^{-5}\%$ выращивались образцы в виде дисков диаметром 18 мм. Они помещались в катушку колебательного контура радиочастотного генератора и вместе с катушкой охлаждались до гелиевых температур. Эксперименты состояли в записи на двухкоординатном самописце величины $\partial f / \partial H$, как функции H , в области магнитных полей от 0 до 5 э. Измерительная установка описана в [5]. Земное поле было скомпенсировано с точностью до 1%.

Длина свободного пробега электронов в металле была такова, что позволяла без труда наблюдать радиочастотный размерный эффект [5] на экстремальных сечениях электронных "эллипсоидов" на образцах толщиной 1 и 1,2 мм. Получившиеся численные значения размеров "эллипсоидов" в направлениях C_3 и C_2 очень хорошо совпадают со значениями, полученными другими методами; размер большой полуоси нам измерить не удалось, так как по мере поворота поля и увеличения размера сечения линия расплывалась, а затем окончательно пропадала. Вместе с тем, наличие размерного эффекта было чрезвычайно полезно, так как оно позволяло контролировать качество образца, а также длину свободного пробега электронов при изменении температуры и, кроме того, с точностью до $0,5^\circ$ определяло направление постоянного магнитного поля по отношению к кристаллографическим осям.

Как видно из приведенного рисунка, форма кривой $\partial f / \partial H$ (H) зависит от амплитуды высокочастотного поля $H_{\omega} = H_{\omega 0} \sin \omega t$ на поверхности металла. Получающиеся кривые можно рассматривать как состоящие из двух частей: части А, зависящей от $H_{\omega 0}$, и части В, от $H_{\omega 0}$ не за-

висящей; при $H_{\omega_0} \sim I$ э на кривых появляется дополнительный минимум вблизи $H=0$. В связи с наличием зависимости от H_{ω_0} нам пришлось принять меры к тому, чтобы амплитуда высокочастотного поля была одинакова по всей поверхности образца. Длина катушки была сделана равной 30 мм; кроме того, на образец одевалась медная оправка для уменьшения влияния искажения поля самим образцом. Обычно измеряемая величина $\frac{\partial f}{\partial H} \sim -\frac{\partial X}{\partial H}$, где $X = Im Z$. Условие $H \ll H_{\omega_0}$ и наличие



Зависимость частоты генерации от постоянного магнитного поля при различных амплитудах высокочастотного поля. Кривые смещены одна относительно другой по оси абсцисс. Стрелками отмечены амплитуды H_{ω_0} ; для первой кривой $H_{\omega_0} \approx 0,06$ э, для остальных она больше соответственно в 2, 3, 4, 6, 15, 30 раз. Нормаль к образцу $\vec{n} \parallel C_3$, $\vec{H} \parallel \vec{H}_{\omega_0} \parallel C_2$, толщина образца $d = 1,2$ мм, $f = 4,1$ МГц, $T = 1,57^\circ$ (кроме двух отмеченных кривых). S и 2S - линии одинарного и двойного размерного эффектов

при этом нелинейного эффекта делают применимость этого соотношения неочевидной. Получающиеся кривые следует, по-видимому, рассматривать лишь с качественной точки зрения, как свидетельство каких-то нелинейных процессов, происходящих в металле. Все приводимые в дальнейшем экспериментальные факты носят именно такой качественный характер.

Указанные на рисунке амплитуды поля H_{ω_0} определялись по формуле

$$H_{\omega_0} (\text{э}) = \sqrt{2} \cdot 0,4 \pi I n = \sqrt{2} \cdot 0,4 \pi \omega C U n,$$

где n - число витков на см, C - емкость колебательного контура, I и U - сила тока и напряжение высокочастотных колебаний в контуре.

Последнее измерялось непосредственно присоединенным к контуру катодным вольтметром.

С целью выяснения природы этого явления нами был проделан ряд экспериментов для установления роли различных факторов. Эксперименты проводились в диапазоне частот 1–10 Мгц. Существенного влияния частоты на форму кривых отмечено не было. По-видимому, возникновение максимума А и его положение определяются лишь амплитудой высокочастотного поля, а не его частотой. Ширина максимума А, величина H_{ω_0} , при которой он появляется, отношение величин максимумов А и В сильно зависят от ровности поверхности образца (при неизменной амплитуде размерного эффекта). Это было установлено путем травления образца, сначала легкого, а затем глубокого, приведшего к уменьшению толщины на 10%. Нагартовка образца приводит к полному исчезновению зависимости $\partial f / \partial H$ (Н). Влияние качества поверхности во всяком случае сильнее влияния ее кристаллографической ориентации (всего нами было изучено 4 образца с нормалью $\vec{n} \parallel C_3$, один с $\vec{n} \parallel C_2$ и один с \vec{n} , лежащей в плоскости (C_3, C_2) и составляющей с C_3 угол 24°).

Если постоянное магнитное поле остается в плоскости образца, то картина, подобная приведенной на рисунке, сохраняется и при другой поляризации, когда $\vec{H} \perp \vec{H}_{\omega_0}$, хотя пик А и смещается несколько в сторону больших полей. На образцах с нормалью $\vec{n} \parallel C_3$ влияние поляризации удобно изучать, поворачивая постоянное поле на 60° ; такой поворот от $\vec{H} \parallel \vec{H}_{\omega_0}$ к $\angle(\vec{H}, \vec{H}_{\omega_0}) = 60^\circ$ не смещает максимума А. Если постоянное поле \vec{H} перпендикулярно поверхности образца, то нелинейный эффект пропадает. Температурная зависимость у величины максимума А примерно такая же, как и у амплитуды размерного эффекта (см. рисунок). Возможность возникновения нелинейностей из-за каких бы то ни было размерных эффектов была исключена при помощи клиновидного образца, у которого толщина менялась вдоль диаметра диска от 1 до 0,1 мм. Поведение этого образца не отличалось от остальных.

Результаты этих экспериментов дают основание предполагать, что наблюдающаяся зависимость от амплитуды высокочастотного поля связа-

на с квазистатическим распределением магнитного поля внутри скин-слоя. В теории [6], учитывающей влияние на импеданс Z искривления траекторий в постоянном магнитном поле, но пренебрегающей H_ω по сравнению с H , показано, что $|\Delta Z/Z| \sim (H/H_I)^2$, где H_I определяется условием $\ell^2 = 2\delta$ (ℓ - длина свободного пробега электронов, τ - радиус электронных траекторий в магнитном поле, δ - толщина скин-слоя). Так как в наших условиях ℓ порядка 1 мм, а $\delta \sim 10^{-3}$ см, то для B : $H_I \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ э (для хороших металлов H_I на порядок больше). Отсюда ясно, что пренебрегать H_ω ни в коем случае нельзя. Неоднородность магнитного поля в скин-слое сильно усложняет интегральное соотношение, связывающее ток и электрическое поле в скин-слое. Наложение малого постоянного поля сдвигает картину мгновенного распределения поля в скин-слое, что, естественно, должно приводить к изменению импеданса.

Единственным экспериментальным фактом, плохо укладывающимся в предлагаемую схему, является слабая зависимость эффекта от угла между \vec{H} и \vec{H}_{ω_0} . Однако надо иметь в виду, что в анизотропном кристалле плоскость поляризации \vec{H}_{ω_0} может, вообще говоря, поворачиваться.

Следует отметить еще одно обстоятельство. В первом приближении можно, вероятно, считать, что соотношение $\partial f/\partial H \sim -\partial X/\partial H$ справедливо и что при $H \gg H_{\omega_0}$ импеданс Z не зависит от H_{ω_0} . Тогда из анализа экспериментальных данных легко установить, что при $H=0$ увеличение H_{ω_0} приводит к увеличению X , в то время как увеличение H при постоянном H_{ω_0} вызывает уменьшение X . (Теория [6] предсказывает обратный знак изменения X с полем H . Таким образом, сама теория, из которой взята оценка для H_I , оказывается неприменимой и при малых H_{ω_0} .)

Если предлагаемое объяснение наблюдавшейся нелинейности является в принципе правильным, то развитие подобных работ может дать сведения о структуре поля в скин-слое.

Автор благодарен акад. П.Л.Капице за предоставление возможности работы в Институте физических проблем АН СССР и Ю.В.Шарвину за обсуждение результатов.

Институт физики твердого тела

Академии наук СССР

Поступило в редакцию

Институт физических проблем

9 ноября 1965 г.

Академии наук СССР

Литература

- [1] М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 39, 212, 1960.
- [2] В.Ф.Гантмахер, Ю.В.Шарвин. ЖЭТФ, 39, 512, 1960.
- [3] J.F.Koch, A.F.Kip. Bull. Amer. Soc., 10, 326, 1965.
- [4] J.F.Cochran, C.A.Shiffman. Bull.Amer. Soc., 10, 110, 1965.
- [5] В.Ф.Гантмахер. ЖЭТФ, 44, 811, 1963.
- [6] М.Я.Азбель, Э.А.Канер. ЖЭТФ, 33, 1461, 1957; J.Phys. Chem. Solids, 6, 113, 1958.