

НЕЛИНЕЙНОЕ МАГНИТНОЕ ЗАТУХАНИЕ ЛАНДАУ

*И.Ф.Волошин, Н.А.Подлевских, В.Г.Скобов,
Л.М.Фишер, А.С.Чернов*

Обнаружен и исследован новый тип нелинейного эффекта в компенсированном металле — появление магнитного затухания Ландау в электромагнитном поле большой амплитуды.

1. Нелинейные явления в металлах, связанные с захватом электронов сильной электромагнитной волной, приводящем к уменьшению ее бесстолкновительного поглощения, изучались в ^{1, 2}. В настоящей работе исследован нелинейный эффект совершенно иного типа — появление магнитного затухания Ландау при увеличении амплитуды возбуждающего поля в геометрии, в которой при малых амплитудах такое затухание отсутствует. Будем рассматривать поглощение волны электронами металла в сильном магнитном поле H_0 , направленном по оси симметрии высокого порядка, когда выполняются неравенства $\omega \ll \nu \ll \omega_c$, где ω — частота волны, ν — частота столкновений электронов, ω_c — циклотронная частота. При большой амплитуде волны суммарное магнитное поле отклоняется от волнового вектора k , вследствие чего и в такой геометрии возникает бесстолкновительное поглощение линейно поляризованной волны. Для его вычисления, считая пока закон дисперсии электронов квадратичным и изотропным, решим уравнения движения электрона:

$$\dot{v}_1 = - (eE/m - \kappa \omega_c v_z) \cos(kz - \omega t) \sin \Phi, \quad (1)$$

$$\dot{v}_z = - \kappa \omega_c v_1 \cos(kz - \omega t) \cos \Phi, \quad (2)$$

$$\dot{\Phi} = \omega_c + (eE/mv_1 - \kappa \omega_c v_z/v_1) \cos(kz - \omega t) \sin \Phi. \quad (3)$$

Векторы H_0 и k направлены по оси z , а поле E волны по оси x , m — масса электрона, v_z и v_1 — продольная и поперечная составляющие его скорости, Φ — фаза обращения по орбите, $\kappa = H/H_0$, H — амплитуда магнитного поля волны. Изменение энергии электрона в единицу времени с помощью (1) — (2) приводится к виду

$$\dot{\epsilon} = (\omega/k) m \dot{z}. \quad (4)$$

Поскольку затухание Ландау определяется электронами, для которых $v_z \ll v_F$, уравнения (1) – (3) в предположении не слишком большой амплитуды волны ($\kappa \ll 1$) существенно упрощаются:

$$\dot{v}_1 = 0, \quad \dot{\Phi} = \omega_c, \quad \dot{z} = -\kappa \omega_c v_1 \cos(kz - \omega t) \cos \Phi. \quad (5)$$

Представляя координату z в виде суммы медленно и быстро меняющихся слагаемых $z = \bar{z} + a \cos \Phi$, решим последнее из уравнений (5) методом осреднения³. Подставляя найденное значение в (4) и усредняя по времени, находим

$$\langle \epsilon \rangle = (\pi \omega m a^2 / 4 k^2) \cdot d\delta(\Omega) / d\Omega, \quad (6)$$

где $\delta(\Omega)$ – дельта-функция. Плотность энергии, поглощаемая электронным ферми-газом в единицу времени, равна

$$Q = (\kappa^2 / 4) \beta k E^2, \quad \beta = (3\pi / 16) (n e^2 / m \omega_c^2) v_F. \quad (7)$$

Полученный результат отличается от выражения для плотности поглощаемой энергии в наклонном магнитном поле в линейном режиме $Q_L = \text{tg}^2 \theta \cdot \beta k E^2$ ⁴ заменой $\text{tg}^2 \theta$ на $\kappa^2 / 4$, где θ – угол между векторами \mathbf{H}_0 и \mathbf{k} . Вычисление показывает, что соотношение между Q и Q_L справедливо и для произвольной аксиально-симметричной поверхности Ферми, когда вектор \mathbf{k} направлен по оси симметрии. Таким образом, величина $\kappa / 2$ играет роль эффективного угла наклона $\theta_{\text{эфф}}$ (в наших условиях $\text{tg} \theta_{\text{эфф}} \approx \theta_{\text{эфф}}$). Поглощаемая энергия Q пропорциональна четвертой степени амплитуды волнового поля. Поэтому описанный механизм бесстолкновительного поглощения естественно назвать нелинейным магнитным затуханием Ландау. Оно определяется теми же электронами с $v_z = \omega / k$, что и в линейном режиме, но соответствует одновременному поглощению двух квантов.

2. Рассмотренный механизм поглощения отсутствует для волны с круговой поляризацией. Слагаемое в гамильтониане, нелинейное по полю волны, пропорционально квадрату векторного потенциала \mathbf{A} . Для поперечной волны его можно записать в виде $A_+ A_-$, где $A_{\pm} = A_x \pm i A_y$. В квазиклассическом приближении матричные элементы этого взаимодействия для волны с определенной круговой поляризацией равны нулю. Можно показать, что и все высшие порядки теории возмущения не дают вклада в поглощение.

Если кроме циркулярно поляризованной волны \mathbf{A}_2 имеется еще и линейно поляризованная \mathbf{A}_1 , то в гамильтониане появляется слагаемое, пропорциональное $2\mathbf{A}_1 \mathbf{A}_2$, которое представляется в виде $A_{1x}(A_{2+} + A_{1-})$. Очевидно, что его матричные элементы в нуль не обращаются, и возможно одновременное поглощение электроном одного кванта первой волны и одного второй. Вычисления приводят к следующему выражению для поглощаемой энергии:

$$Q = \beta \{ (\kappa_1^2 / 4) k_1 E_1^2 + [\kappa_2^2 k_1^2 / (k_1 + k_2)] E_1^2 + [\kappa_1^2 k_2^2 / (k_1 + k_2)] E_2^2 \}. \quad (8)$$

Первое слагаемое описывает двухквантовое поглощение первой (линейно поляризованной) волны. Второе (третье) слагаемое можно интерпретировать как энергию первой (второй) волны, поглощаемой электронами в магнитном поле, которое отклонено от \mathbf{k} благодаря наличию поля второй (первой) волны. Рассмотренный случай качественно соответствует воздействию линейно поляризованного поля на металл, в котором возбуждается линейно поляризованная скин-волна и циркулярно поляризованный доплерон.

3. Появление магнитного затухания Ландау увеличивает затухание доплерона, но в компенсированном металле оно наиболее сильно влияет на скин-волну. Эффекты, к которым приводит магнитное затухание Ландау в наклонном поле в линейном режиме, изучались в⁵. Было показано, что отклонение поля \mathbf{H}_0 от нормали к поверхности приводит к уменьшению скин-слоя и смещению максимума плавной части поверхностного сопротивления $R(H_0)$ пластины в более сильные поля. Ясно, что к таким же эффектам должно приводить и нелинейное магнитное затухание Ландау.

На рис. 1 изображены записи $R(H_0)$ пластины кадмия для линейной поляризации возбуждающего поля при $k \parallel H_0 \parallel C_6$ в линейном и нелинейном режимах. Видно, что в нелинейном режиме R медленнее меняется с полем H_0 , а амплитуда осцилляций в окрестности нижнего порога H_L доплерона заметно уменьшается. Относительное возрастание поля H_M максимума $R(H_0)$ с увеличением амплитуды возбуждающего поля приведено на рис. 2. По оси абс-

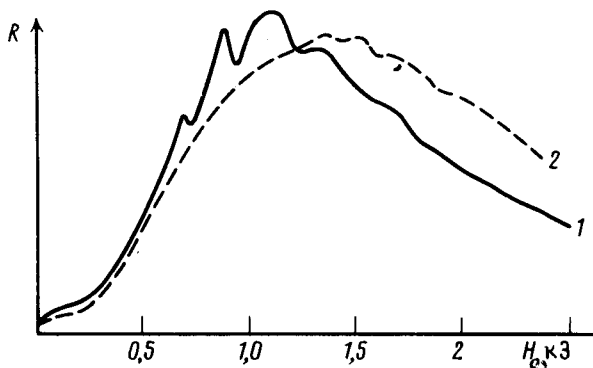


Рис. 1

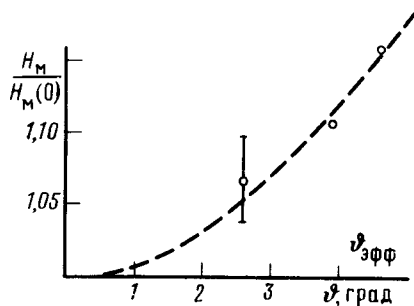


Рис. 2

Рис. 1. Поверхностное сопротивление пластины кадмия толщиной $d = 1,7$ мм при амплитудах поля $H = 1,5$ Э (кривая 1) и 225 Э (кривая 2). Частота $\omega/2\pi = 1$ кГц, $T = 1,6$ К, $H_0 \parallel k \parallel [0001]$

Рис. 2. Относительное изменение поля H_M для пластины кадмия в нелинейном режиме при $H_0 \parallel k \parallel [0001]$ (точки). Пунктиром показано изменение H_M при наклоне поля в линейном режиме. Частота $\omega/2\pi = 1$ кГц, $d = 1,7$ мм, $T = 1,6$ К. При малой амплитуде H и $H_0 \parallel k \parallel [0001]$ $H_M = 1,08$ кЭ

цисс на рисунке отложена величина $\theta_{эфф}$, определяющаяся по формуле (8). В рассматриваемом случае, когда поле H_M превосходит верхний порог доплерона H_U , второе и третье слагаемые в (8) следует опустить, в результате $\theta_{эфф} = \kappa_1/2$. Пунктиром на рисунке представлено изменение H_M при наклоне постоянного поля на угол θ в линейном режиме. Из приведенных данных следует, что выражение $\theta_{эфф} \approx \kappa_1/2$ справедливо. При круговой поляризации возбуждающего поля положение H_M в согласии с теорией не зависит от амплитуды.

Литература

1. Вугальтер Г.А., Демиховский В.Я. ЖЭТФ, 1976, 70, 1419.
2. Волошин И.Ф., Вугальтер Г.А., Демиховский В.Я., Юдин В.А., Фишер Л.М. ЖЭТФ, 1977, 72, 1503.
3. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., Гостехтеориздат, 1955.
4. Kaner E.A., Skobov V.G. Adv. in Phys., 1968, 17, 605.
5. Волошин И.Ф., Подлевских Н.А., Скобов В.Г., Фишер Л.М., Чернов А.С. ЖЭТФ, 1986, 90, 352.