

НОВЫЙ ТИП ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛАХ

К. Сермарк, Дж. Лебех

Путем численного решения уравнения дисперсии для циклотронных волн необыкновенного типа, распространяющихся в серебре, показано, что существует новый вид таких волн. Эти новые волны зависят от наличия орбит носителей тока обоих знаков. Найлены дисперсионные свойства, затухание и поляризация новых волн.

Канер и Скобов [1] показали, что высокочастотные электромагнитные волны – циклотронные волны – могут распространяться в металлах при наличии магнитного поля, ориентированного так, как это нужно для наблюдения циклотронного резонанса. Эти авторы рассматривали сферическую поверхность Ферми (ПФ). Позже были выполнены несколько расчетов [2 – 4] уравнения дисперсии циклотронных волн для разных моделей ПФ при $\omega\tau = \infty$; здесь ω – частота излучения, τ – время релаксации.

В работах [5, 6] рассматривался реальный случай ПФ серебра и конечное значение $\omega\tau$. Недавно [8] авторы данной работы отмечали, что дисперсионное уравнение для циклотронных волн может рассматриваться как пространственное условие минимума затухания из-за столкновений. Далее было показано [9], что точное решение дисперсионного уравнения для циклотронных волн в случае цилиндрической ПФ определяется нулями функций Бесселя. Мы отмечали, что процедура расчета [9] может быть распространена на другие модели ПФ.

В данном сообщении мы покажем, что в случае анизотропной ПФ, подобной ПФ серебра [7], дисперсионное уравнение для циклотронных волн необыкновенного типа допускает существование волн нового типа в дополнение к рассматривавшимся ранее [5, 6, 8, 9]. Оказывается, что существование этих волн требует наличия орбит обоих знаков – электронных и дырочных – и в этом отношении новые волны напоминают волны Альфвена; но они, вообще говоря, поляризованы эллиптически в плоскости

ти перпендикулярной магнитному полю \vec{B} . Подобно ранее известным волнам, дисперсионное уравнение волн нового типа имеет несколько ветвей; ниже рассматривается только случай предельно длинных волн.

Дисперсионное уравнение для волнового вектора $\vec{q} \parallel x$, $\vec{B} \parallel z$, $\vec{E}_{rf} \parallel y$ имеет вид

$$q^2 \sigma_{xx} = (4\pi i \omega / c^2) (\sigma_{xx} \sigma_{yy} + \sigma_{xy}^2), \quad (1)$$

где компоненты тензора магнетопроводимости σ_{ij} могут быть вычислены по формуле Чемберса [10] для ПФ серебра [7]. Численные расчеты выполнены на ЭВМ по программе, разработанной в [5, 6]. Мы рассматриваем случай, когда вектор $\vec{B} \parallel \langle 100 \rangle$ и лежит в плоскости (011) и $\vec{q} \parallel \langle 011 \rangle$. Для такой ориентации магнитного поля ПФ серебра можно рассматривать как состоящую из трех частей: 1) центральная подобная цилиндру часть, дающая электронные циклотронные орбиты диаметра D и циклотронной частоты ω_{ce} ; 2) часть, дающая дырочные орбиты (четвертая решетка) циклотронной частоты ω_{ch} ; 3) сферическая шапка электронных орбит. Вычисления были сделаны для двух частот 45 и 300 Гц, полагая $\omega\tau = 20$ при 45 Гц и $\omega\tau = 135$ при 300 Гц. Эти величины отвечают значению $\tau = 7 \cdot 10^{-11}$ сек и характерны для наших опытов с образцами серебра. Результаты расчетов представлены в виде зависимости величины $qD/2\pi$ от $h_e = \omega_{ce}/\omega$ и фазового угла θ от h_e , причем $E_x/E_y = ae^{i\theta}$.

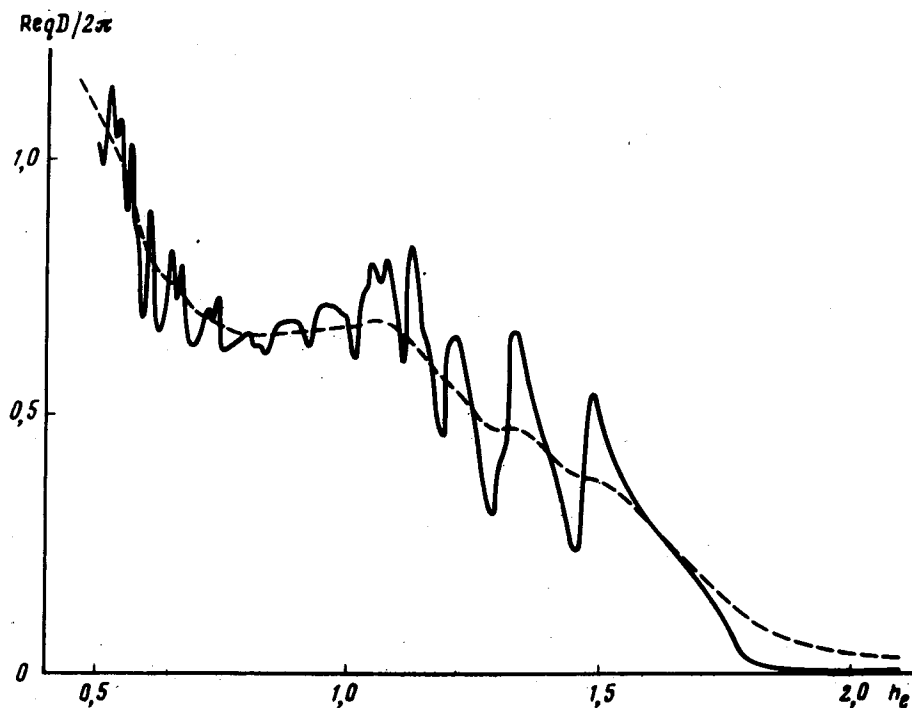


Рис. 1. Зависимость $\text{Re}(qD/2\pi)$ от $h_e = \omega_{ce}/\omega$ для нового типа волн в предельно длинных волн. Пунктир — 45 Гц; сплошная кривая — 300 Гц. Расчеты основаны на модели Хальса для ПФ серебра. $\vec{B} \parallel \langle 100 \rangle$; $\vec{q} \parallel \langle 011 \rangle$

На рис. 1 приведена функция $\operatorname{Re}(qD/2\pi)$ от h_e для волны нового типа при 45 Гц (пунктир) и при 300 Гц (сплошная кривая), полученная при учете всей ПФ серебра [7]. Видно, что как значения, так и характер поведения функции $\operatorname{Re}(qD/2\pi)$, получающиеся из нового решения, заметно отличают его от найденных ранее (см., например [8]). Для выяснения сущности нового решения мы попробовали исключить из расчета дырочную часть ПФ и оказалось, что в этом случае никакого численного решения для $qD/2\pi$ как функции h_e получить невозможно. Таким образом оказывается, что для возникновения циклотронной волны нового типа необходимы оба вида носителей.

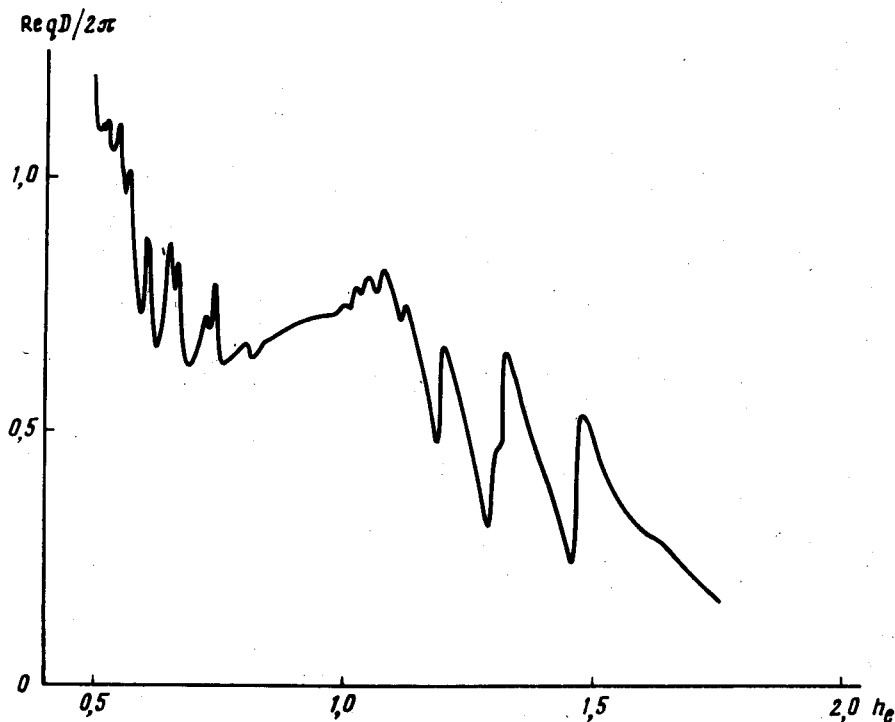


Рис. 2. Зависимость $\operatorname{Re}(qD/2\pi)$ от h_e для нового типа волн. Расчеты основаны на модели Хальса для ПФ серебра без учета сферической шапки электронов; $\vec{B} \parallel \langle 100 \rangle$; $\vec{q} \parallel \langle 011 \rangle$; частота 300 Гц

На рис. 2 также приведена функция $\operatorname{Re}(qD/2\pi)$ от h_e , но на этот раз в расчетах учитывалась ПФ серебра без сферической шапки электронов. Сравнение с рис. 1 показывает, что электроны, принадлежащие сферической шапке ПФ, не влияют существенно на соотношение дисперсии, за исключением области полей $0,85 \leq h_e \leq 1,1$. Поэтому указанная часть ПФ серебра в дальнейших расчетах не учитывается.

На рис. 3 внизу приведен фазовый угол θ между продольной E_x и поперечной E_y компонентами поля E , вверху дана величина $\operatorname{Im}(qD/2\pi)$, как функции h_e при частоте 300 Гц. Снова можно заметить, что поведение переменных заметно отличается от найденного ранее для известных типов циклотронных волн (см., например, [5, 8]).

Из рис. 1 + 3 очевиден сильно осцилляторный характер величин $\text{Re}(qD/2\pi)$, $\text{Im}(qD/2\pi)$ и θ как функций магнитного поля. Амплитуда осцилляций падает с уменьшением частоты, но остается заметной при 45 Гц, например, для величины $\text{Im}(qD/2\pi)$ (здесь не приводится). Среднее значение величины $\text{Im}(qD/2\pi)$ достигает максимума несколько ниже $h_e = 1$, а затем резко падает выше $h_e = 1$.

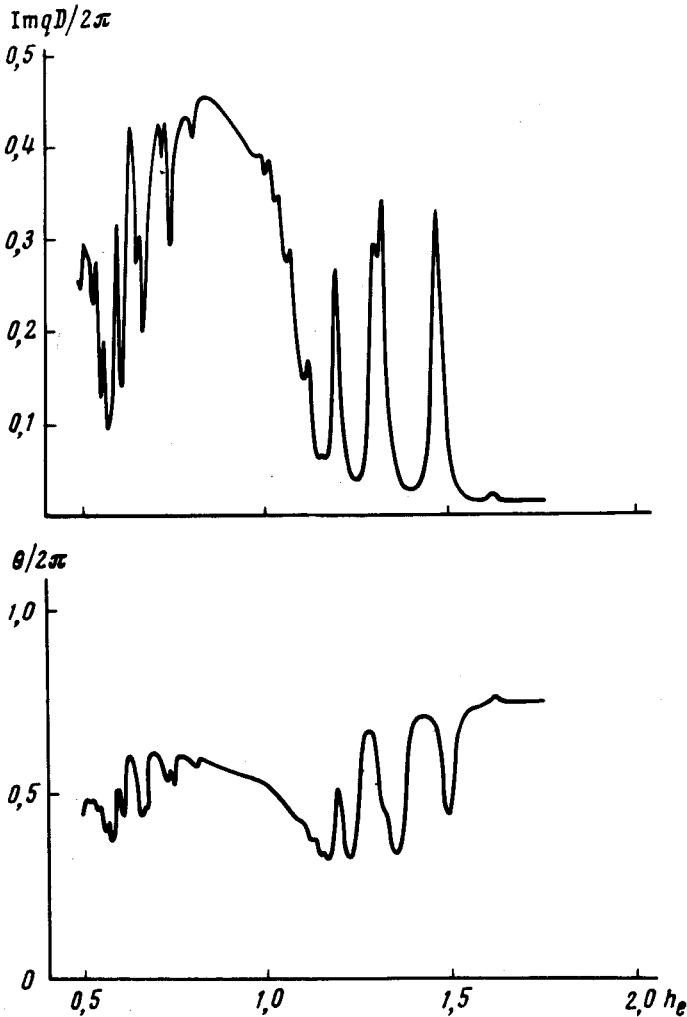


Рис. 3. Внизу фазовый угол между продольной и поперечной компонентами поля E , как функция h_e . Вверху: функция $\text{Im}(qD/2\pi)$ от h_e . Условия расчета те же, что и для рис. 2

Можно заметить, что изображенные на рис. 1 + 3 осцилляции имеют тенденцию распадаться на две группы; это особенно заметно на рис. 2 и рис. 3. Осцилляций одной группы появляются при $h_e = 1,62$ и исчезают несколько выше $h_e = 1$, тогда как осцилляции другой группы возникают при $h_e = 0,81$ и затухают около $h_e = 0,5$. При этом каждый максимум осцилляций первой группы имеет двойника во второй группе при вдвое мень-

шем магнитном поле. Мы предполагаем, что эти осцилляции определяются уравнением вида

$$(\omega_{ce} + \omega_{ch})n = \omega m \quad (n, m - \text{целые}). \quad (2)$$

Используя отношение $\omega_{ce}/\omega_{ch} = 1,15$ [11], найдем, что $(n, m) = (1, 2)$ и $(1, 3)$ отвечают значениям $h_e = 1,07$ и $1,61$ соответственно. По-видимому, эти два значения h_e являются граничными для первой группы осцилляций, как это видно на нижнем рис. 3. Границы второй группы – и дальнейших групп – следуют автоматически из уравнения (2). Далее, величины $m/n = 2,75; 2,5; 2,25$ приводят к значениям h_e , лежащим довольно близко к трем сильным максимумам функции $\text{Re}(qD/2\pi)$, показанным на рис. 2. Подробное обсуждение этого обстоятельства и других вопросов будет дано позже.

В заключение следует отметить, что экспериментальное подтверждение существования нового типа циклотронных волн может оказаться трудным из-за сильных и быстрых осцилляций функции $\text{Im}(qD/2\pi)$.

Мы выражаем благодарность за использование программы вычислений, составленной Дж.Б.Франдсенем [6], и благодарим Исследовательский совет по естественным наукам за поддержку работы.

Физическая лаборатория
технического университета
(Дания)

Поступила в редакцию
1 апреля 1976 г.