

Исследование пучковых волн в вольфраме

Ю.А. Авраменко, Н.Г. Бурма, А.И. Петришин, В.Д. Филь

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: fil@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 6 октября 2011 г., после переработки 25 ноября 2011 г.

Исследована электромагнитная прозрачность образцов монокристаллического вольфрама высокой чистоты при температурах жидкого гелия в отсутствие магнитного поля. Измерены скорость, затухание, модули и начальные фазы коэффициентов возбуждения электромагнитных сигналов, прошедших через исследуемые образцы — длинноволновых пучковых волн и квазиволн. Наблюдалась аномалия в возбуждении пучковых волн носителями заряда на уплощенных участках поверхности Ферми.

Досліджено електромагнітну прозорість зразків монокристалічного вольфраму високої чистоти при температурах рідкого гелію у відсутності магнітного поля. Обміряно швидкість, загасання, модулі та початкові фази коефіцієнтів збудження електромагнітних сигналів, що пройшли через вимірювані зразки — довгохвильових пучкових хвиль та квазіхвиль. Помічено аномалію у збудженні пучкових хвиль носіями заряду на площинних ділянках поверхні Фермі.

PACS: 72.15.Nj Коллективные моды;
71.20.Be Переходные металлы и сплавы.

Ключевые слова: электромагнитная прозрачность металла, пучковые волны, скорость фермиевских электронов.

В работах [1,2] была предсказана возможность существования в металлах с особенностями локальной геометрии поверхности Ферми (линии параболических опорных точек, уплощения) слабозатухающих при $\omega\tau \gg 1$ электромагнитных пучковых волн в нулевом магнитном поле (ω — циклическая частота, τ — время релаксации электронов). Причиной их существования является перенормировка слабоборющихся пучком электронов мнимых составляющих поверхностного импеданса $Z(\mathbf{k}, \omega)$ или объемной высокочастотной проводимости металла $\sigma(\mathbf{k}, \omega)$, в результате чего их знак меняется с положительного на отрицательный (\mathbf{k} — волновой вектор).

В зависимости от угла скольжения электронов ψ относительно поверхности металла пучковые волны могут быть условно названы коротковолновыми или длинноволновыми. Случай коротковолновых пучковых волн исследован в [2]. Он реализуется при малых углах ψ , при которых вклад электронов пучка в поверхностный импеданс металла может превосходить вклад всех остальных электронов. Условие существования пучковых волн в данном случае имеет вид

$$\text{Im } Z(\mathbf{k}, \omega) < 0, \quad |\text{Im } Z(\mathbf{k}, \omega)| \gg \text{Re } Z(\mathbf{k}, \omega), \quad (1)$$

а их спектр имеет различный характер в зависимости от величины волнового числа: квадратичный в области

$k \ll k_L \sqrt{C}$ и линейный ($\omega = kv_0 \sin \psi$) при $k > k_L \sqrt{C}$ (C — относительная площадь плоского участка поверхности Ферми (ПФ), v_0 — скорость на плоских участках ПФ, k_L — волновой вектор электромагнитной волны на плазменной частоте металла). В области малых волновых чисел из-за квадратичности спектра малыми оказываются как скорость $v \ll v_0 \sin \psi$, так и длина волны (порядка глубины скин-слоя металла), что позволяет назвать данный тип пучковых волн коротковолновым. Несмотря на то, что для их наблюдения достаточно существования на ПФ сравнительно небольших участков ($C \sim 10^{-2}$), экспериментально они не наблюдались.

Длинноволновые пучковые волны с линейным спектром возможны при достаточно больших углах $\psi \leq (\pi/2)$, когда вклад пучков электронов в поверхностный импеданс незначительный. Условия их существования

$$\text{Im } \sigma(\mathbf{k}, \omega) < 0, \quad |\text{Im } \sigma(\mathbf{k}, \omega)| \gg \text{Re } \sigma(\mathbf{k}, \omega) \quad (2)$$

являются гораздо более сильными по сравнению с (1) и могут выполняться только в металлах, ПФ которых имеет достаточно большие плоские участки ($C \sim 0,1-0,2$).

В предельном случае $\psi = (\pi/2)$ их длина волны достигает значений $2\pi v_0/\omega$, что намного порядков больше глубины скин-слоя.

Экспериментально длинноволновые пучковые волны наблюдались в Ga [3], ПФ которого содержит довольно значительные уплощения ($C \sim 0,05$), однако оказалось, что связанные с плоскими участками ПФ пучковые волны являются сильнозатухающими $\text{Im}k / \text{Re}k \leq 1$ даже в пределе $\omega\tau \gg 1$. Поэтому представляет интерес изучение длинноволновых пучковых волн в вольфраме, ПФ которого более чем наполовину состоит из плоских участков.

Другая причина выбора вольфрама в качестве объекта исследования состоит в том, что ранее в этом металле в нулевом магнитном поле наблюдалась мощная аномалия электромагнитной прозрачности, природа которой, однако, не была установлена [4].

Поиску длинноволновых пучковых волн в вольфраме и исследованию особенностей электромагнитной прозрачности этого металла и посвящена настоящая работа.

Техника и методика эксперимента

Эксперименты проводились во времяпролетном режиме на частотах 25, 50, 75 и 100 МГц при температурах жидкого гелия в условиях достаточно сильной временной дисперсии ($\omega\tau \sim 3,5$ на частоте 100 МГц). Исползованная методика «на проход» позволяла измерять затухание и скорость электромагнитных сигналов, прошедших через образец, путем измерения их амплитуды и фазы в зависимости от длины образца. Величина параметра $\omega\tau$ определялась по изменению скорости звука в классически сильных магнитных полях [5]. Экспериментальная установка работала в импульсном режиме (длительность импульса ~ 1 мкс) и представляла собой автоматически балансирующийся по фазе и амплитуде высокочастотный мост, в одно из плеч которого включался исследуемый образец с излучающей и приемной катушками.

Тщательная экранировка для предотвращения проникновения электромагнитного сигнала в обход образца достигалась за счет использования уплотняющих прокладок (шайбы из отожженной меди толщиной 30 мкм), что позволяло уменьшить зондирующий сигнал до уровня нескольких микровольт при мощности генератора радиочастотных импульсов ~ 100 Вт. Остаточный сигнал, в свою очередь, ослаблялся до уровня шумов приемной системы при помощи компенсирующей цепи, состоящей из плавных аттенюатора и фазовращателя, при температурах ~ 20 К, когда сигналы электронного звука отсутствовали.

Образцы W вырезались электроискровым способом из монокристаллического слитка, имеющего отношение сопротивлений $R_{300} / R_{1,7} \sim 7 \cdot 10^4$ и имели форму цилиндров диаметром 11 мм, оси которых с точностью $\sim 0,5^\circ$ совпадали с осями кристалла [100], [110] и [111]. Рабочие поверхности образцов притирались мелкими абразивами (размер зерен ~ 5 мкм). Химическое трав-

ление или электрополировка для снятия поверхностных дефектов не производилась, чтобы обеспечить диффузное рассеяние электронов на рабочих гранях образцов и не учитывать, таким образом, возможность отражений сигналов электронного звука даже в тонких образцах. Толщина образцов составляла 0,5–3 мм.

Методика измерений скорости и затухания электромагнитных сигналов заключалась, как и в работе [3], в измерении при постоянных температуре и геометрии опыта ряда значений амплитуды E и фазы Φ прошедшего электромагнитного сигнала на образцах различной толщины L и построении экспериментальных зависимостей $E(L)$ и $\Phi(L)$. При этом затухание и фазовая скорость определялись по формулам

$$\alpha = -\frac{1}{E} \left(\frac{dE(L)}{dL} \right), \quad v = \omega \left(\frac{d\Phi(L)}{dL} \right)^{-1}. \quad (3)$$

В экспериментах изучалась электромагнитная прозрачность образцов вольфрама в следующих геометриях опыта, отличающихся направлением возбуждающих токов \mathbf{j} на рабочих гранях образцов:

- 1) $\mathbf{k} \parallel [001], \mathbf{j} \parallel [110]$;
- 2) $\mathbf{k} \parallel [011], \mathbf{j} \parallel [100]$;
- 3) $\mathbf{k} \parallel [011], \mathbf{j} \parallel [110]$;
- 4) $\mathbf{k} \parallel [111], \mathbf{j} \parallel [110]$;
- 5) $\mathbf{k} \parallel [111], \mathbf{j} \parallel [11\bar{2}]$.

Экспериментальные зависимости $E(L)$ и $\Phi(L)$ в случае $\omega / 2\pi = 50$ МГц приведены на рис. 1, 2. Как видно,

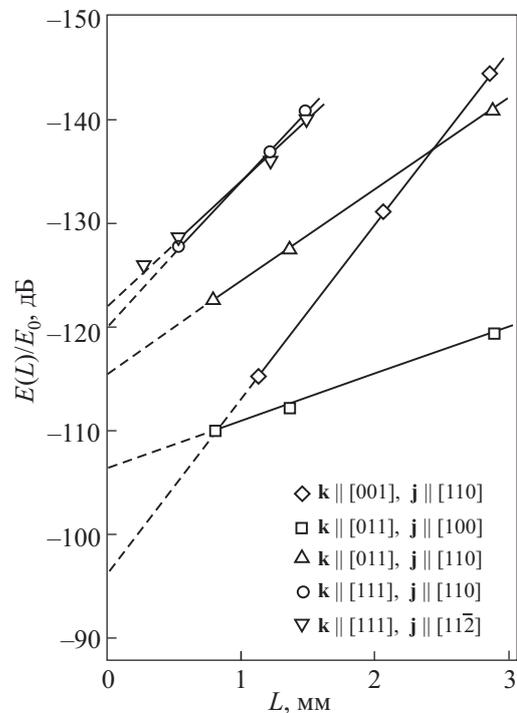


Рис 1. Зависимость логарифмической амплитуды электромагнитных сигналов от толщины образца при $\omega / 2\pi = 50$ МГц, $T = 1,7$ К.

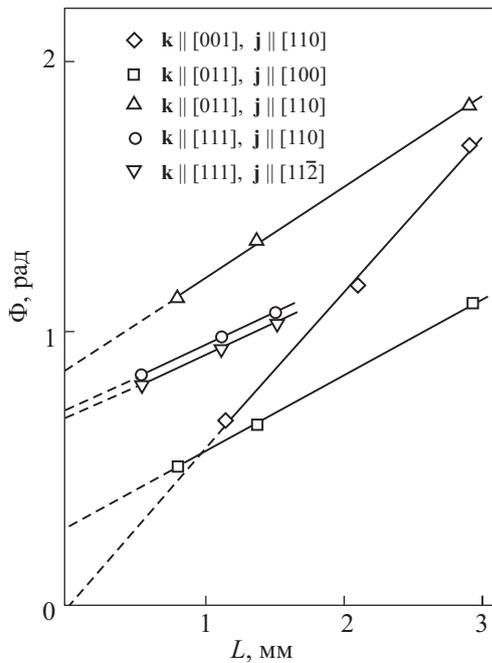


Рис. 2. Зависимость фазы электромагнитных сигналов от толщины образца при $\omega / 2\pi = 50$ МГц, $T = 1,7$ К.

приведенные зависимости логарифмической амплитуды и фазы близки к линейным, что позволяет, как и в работе [3], представить результаты измерений в виде

$$\frac{E(L)}{E_0} = K_0(\omega, \tau, \mathbf{k}, \mathbf{n}) \exp(-\alpha L),$$

$$\Phi(L) = \Phi_0 + L \frac{d\Phi(L)}{dL},$$
(4)

где $K_0(\omega, \tau, \mathbf{k}, \mathbf{n})$ — модуль коэффициента возбуждения, E_0 — поле на возбуждаемой поверхности образца, Φ_0 — начальная фаза возбуждаемого сигнала, $\mathbf{n} = \mathbf{j}/j$. Результаты эксперимента для частоты 50 МГц приведены в табл. 1. Погрешность измерения приве-

денных величин порядка 5%, за исключением K_0 . Погрешность измерения последнего $\sim 3\%$.

На рис. 3 приведены частотные зависимости коэффициента затухания электромагнитных сигналов, которые позволяют ответить на вопрос об их природе — баллистической (квазиволновой) или волновой. В плазме металла одним из основных критериев волновой природы электромагнитных сигналов является линейное по частоте увеличение затухания (затухание Ландау), если скорость сигнала не превосходит максимальную фермиевскую скорость электронов. В случае же сигналов квазиволновой природы затухание Ландау отсутствует.

На рис. 3 видно, что в вольфраме длинноволновые пучковые волны существуют в геометриях опыта $\mathbf{k} \parallel [011], \mathbf{j} \parallel [100]$; $\mathbf{k} \parallel [111], \mathbf{j} \parallel [110]$; $\mathbf{k} \parallel [111], \mathbf{j} \parallel [11\bar{2}]$. Квазиволновой перенос электромагнитных возмущений — в геометриях опыта $\mathbf{k} \parallel [001], \mathbf{j} \parallel [110]$ и $\mathbf{k} \parallel [011], \mathbf{j} \parallel [110]$.

Привязка сигналов электронного звука к поверхности Ферми вольфрама. Обсуждение результатов эксперимента

Привязку сигналов электронного звука к ПФ вольфрама логично осуществлять путем сопоставления измеренных скоростей электронного звука со скоростью фермиевских электронов в соответствующих кристаллографических направлениях. С точки зрения возможности существования длинноволновых пучковых волн необходимыми особенностями топологии (уплощениями и линиями параболических точек) обладают основные листы ПФ вольфрама — расположенный в центре зоны Бриллюэна Γ «электронный валет», имеющий форму почти правильного октаэдра с шарообразными образованиями на его углах — «сферами», и шесть расположенных в точках симметрии H «дырочных октаэдров» с уплощенными гранями [6].

Таблица 1. Экспериментальные результаты для частоты 50 МГц

| Геометрия опыта | K_0 , дБ | α , дБ/см | v_0 , см·с ⁻¹ | Φ_0 , рад | Природа ЭМ сигнала | Лист и топология участка ПФ |
|--|------------|------------------|----------------------------|----------------|--------------------|---|
| $\mathbf{k} \parallel [001], \mathbf{j} \parallel [110]$ | ~ 96 | 167 | $5,5 \cdot 10^7$ | 0 | квазиволна | «сфера электронного валета», область вблизи опорной точки |
| $\mathbf{k} \parallel [011], \mathbf{j} \parallel [100]$ | ~ 106 | 37 | $1,1 \cdot 10^8$ | 0,27 | пучковая волна | «дырочный октаэдр», линия параболических точек |
| $\mathbf{k} \parallel [011], \mathbf{j} \parallel [110]$ | ~ 115 | 91 | $8,8 \cdot 10^7$ | 0,87 | квазиволна | «электронный валет», линия параболических точек |
| $\mathbf{k} \parallel [111], \mathbf{j} \parallel [110]$ | ~ 120 | 130 | $1,55 \cdot 10^8$ | 0,69 | пучковая волна | «дырочный октаэдр», уплощение |
| $\mathbf{k} \parallel [111], \mathbf{j} \parallel [11\bar{2}]$ | ~ 122 | 118 | $1,55 \cdot 10^8$ | 0,71 | пучковая волна | «дырочный октаэдр», уплощение |

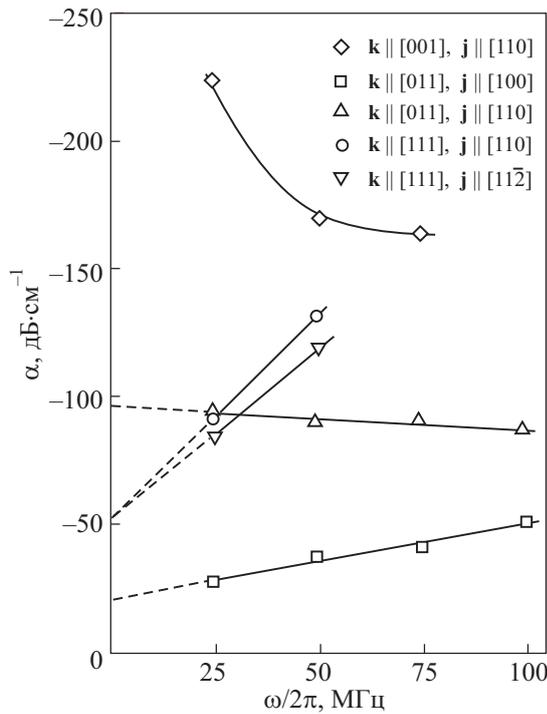


Рис. 3. Зависимость затухания электромагнитных сигналов от частоты при $T = 1,7$ К.

На рис. 4 измеренные в наших экспериментах скорости сигналов электронного звука сравниваются с результатами расчета фермиевских скоростей вольфрама в плоскости (011) на листах ПФ «дырочный октаэдр» и «электронный валет» [7]. Расчеты в [7] проводили методом LMTO {linear muffin tin orbital} [8] и учитывали перенормировку фермиевских скоростей за счет электрон-фононного взаимодействия, а в некоторых случаях — и за счет спин-орбитальной связи. При этом в настоящей работе было установлено, что в случае «дырочного октаэдра» учет спин-орбитальной связи приводит к изменению расчетных величин всего на несколько процентов, в отличие от «электронного валета», в котором этот фактор сказывается значительно сильнее, до 15–20%. Результаты теоретических расчетов для направления [111] удовлетворительно согласуются с экспериментом [9].

Расчетные значения скорости на «дырочном октаэдре» и «электронном валете», равные $1,55 \cdot 10^8$ см·с⁻¹ и $0,75 \cdot 10^8$ см·с⁻¹, оказались больше соответствующих экспериментальных значений $1,23 \cdot 10^8$ см·с⁻¹ и $0,68 \cdot 10^8$ см·с⁻¹ примерно на 10%. Если же учесть, что в [9] фактически измерялась не локальная фермиевская скорость, а несколько меньшая средняя скорость на электронной орбите, то совпадение теоретических и экспериментальных значений следует признать достаточно хорошим.

Для удобства привязки наблюдавшихся в эксперименте электромагнитных сигналов к определенным участкам ПФ на вставке рис. 4 приведены полученные

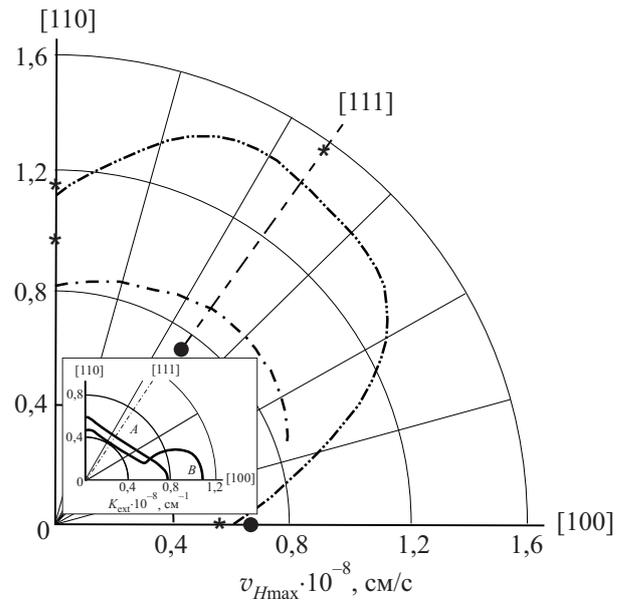


Рис. 4. Скорости фермиевских носителей заряда для главных листов ПФ вольфрама: результаты эксперимента (*), результаты расчета фермиевских скоростей [7] на поверхности «электронного валета» и «дырочного октаэдра» (—), (— · —). Результат учета спин-орбитальной связи: на оси [100] — для «дырочного октаэдра», на оси [111] — для «электронного валета» (•). На вставке — угловые зависимости экстремальных волновых векторов основных листов ПФ вольфрама [9], A — «дырочного октаэдра», B — «электронного валета».

в [9] угловые зависимости экстремальных волновых векторов основных листов ПФ. Не вызывает сомнения тот факт, что сигналы волновой природы связаны с «дырочным октаэдром». При этом электромагнитный сигнал в геометрии опыта $\mathbf{k} \parallel [011], \mathbf{j} \parallel [100]$ связан с носителями заряда из области параболических опорных точек на гранях октаэдра, а оба сигнала при $\mathbf{k} \parallel [111]$ — с носителями на уплощенных участках граней «дырочного октаэдра». В геометрии опыта $\mathbf{k} \parallel [001], \mathbf{j} \parallel [110]$ сигнал квазиволновой природы связан, по-видимому, с носителями заряда из области эллиптической опорной точки сферы «электронного валета». Это предположение основано на близости измеренной в наших экспериментах скорости $0,55 \cdot 10^8$ см·с⁻¹ со значением $0,52 \cdot 10^8$ см·с⁻¹, полученным в [10]. И, наконец, электромагнитный сигнал в геометрии опыта $\mathbf{k} \parallel [011], \mathbf{j} \parallel [110]$, проявляющий слабое уменьшение коэффициента поглощения с частотой, имеет, очевидно, квазиволновую природу. Он связан с носителями заряда на ребрах октаэдра «электронного валета», но проявляет квазиволновую природу, по-видимому, из-за достаточно сильной анизотропии фермиевских скоростей вследствие искривления ребер октаэдра «электронного валета» за счет существования «сфер». Отметим, что именно эту геометрию опыта использовали в работе [4] в экспери-

ментах по исследованию в вольфраме электромагнитной прозрачности на частотах порядка 500 МГц.

Можно предположить, что на частотах ~ 500 МГц в экспериментах [4] доминировал квазиволновой сигнал с поляризацией $\mathbf{j} \parallel [110]$, что согласуется с результатами наших экспериментов. Действительно, как видно на рис. 3, затухание сигнала с данной поляризацией слабо уменьшается с частотой, в то время как затухание сигнала волновой природы с $\mathbf{j} \parallel [100]$ линейно возрастает. В результате, по нашим оценкам, при распространении вдоль [011] квазиволновой сигнал на частотах ~ 500 МГц должен на порядок превышать сигнал волновой природы (заметим, что на частотах нашего эксперимента ситуация обратная). Существенное расхождение результатов наших экспериментов и работы [4] вызывает лишь температурная зависимость амплитуды наблюдавшихся сигналов. В наших экспериментах изменение с температурой амплитуды сигналов любой природы на всех частотах описывалось законом, близким к релаксационной экспоненте $E \sim \exp[-(L/v_F\tau)]$ и при $L \sim 1$ мм амплитуда увеличивалась на несколько десятков процентов при понижении температуры от 4,2 до 1,7 К, в то время как в [4] в том же интервале температур и при той же толщине образца она увеличивалась в 6–10 раз. Причина такого расхождения в настоящее время неизвестна.

Анализ результатов, приведенных в итоговой табл. 1, приводит к парадоксальному выводу — возбуждение длинноволновых пучковых волн носителями заряда на уплощенных участках граней «дырочного октаэдра», вопреки ожиданиям, оказалось малоэффективным, несмотря на то, что центральная область граней слабо отличается от плоскости, а скорость носителей на ней, как следует из результатов расчета [7], практически постоянна. По сравнению с пучковыми волнами, возбуждаемыми из области линии параболических точек, как следует из данных табл. 1, они имеют почти на порядок меньший коэффициент возбуждения и более чем в три раза большее затухание. Причиной малой эффективности возбуждения пучковых волн носителями уплощенных участков ПФ является, на наш взгляд, перестройка электронного спектра за счет резонансного электрон-фононного взаимодействия [11], условие проявления которого $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_F$ выполняется в вольфраме как раз вдоль оси [111] (\mathbf{q} и \mathbf{k}_F — волновые векторы фононов и фермиевских электронов). Можно думать, что в результате этого взаимодействия фермиевская скорость на плоском участке приобретает сильную анизотропию, приводящую к расфазировке в волне. Экспериментальному изучению влияния резонансного электрон-фононного взаимодействия на скорость фермиевских электронов будет посвящена отдельная работа.

Основные результаты работы

Исследованы пучковые электромагнитные волны и квазиволны в вольфраме в нулевом магнитном поле при температурах жидкого гелия. Измерены их коэффициенты возбуждения, начальные фазы, скорости и коэффициенты затухания, а также установлены участки ПФ, ответственные за возбуждение пучковых волн и квазиволн.

Обнаружена аномалия в возбуждении пучковых волн носителями заряда на уплощенных участках ПФ, связанная, по-видимому, с перестройкой электронного спектра за счет резонансного электрон-фононного взаимодействия.

1. Г.Т. Аванесян, М.И. Каганов, Т.Ю. Лисовская, *ЖЭТФ* **75**, 1786 (1978).
2. Е.В. Безуглый, *ФНТ* **9**, 543 (1983) [*Low Temp. Phys.* **9**, 277 (1983)].
3. Н.Г. Бурма, А.И. Петришин, В.Д. Филь, *ФНТ* **32**, 1507 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 1147 (2006)].
4. А.В. Голик, А.П. Королюк, В.И. Хижный, *Письма в ЖЭТФ* **38**, 100 (1983).
5. И.О. Кулик, *ЖЭТФ* **47**, 107 (1964).
6. T.L. Louks, *Phys. Rev.* **139**, A1181 (1965).
7. J. Kollar, *Solid State Commun.* **27**, 1313 (1978).
8. O. Krogh Andersen, *Phys. Rev.* **B12**, 3060 (1975).
9. В.В. Бойко, В.А. Гаспаров, *ЖЭТФ* **61**, 2362 (1971).
10. D. Sang, A. Myers, and P.G. Feenan, *Solid State Commun.* **18**, 597 (1976).
11. Л.Н. Булаевский, *УФН* **115**, 275 (1975), там же **116**, 463 (1976).

Investigation of beam waves in tungsten

Yu.A. Avramenko, N.G. Burma, A.I. Petrishin, and V.D. Fil

Electromagnetic transparency of high purity monocrystalline tungsten samples were investigated at helium temperatures in zero magnetic field. Velocity, damping, modules and starting phases of excitation coefficients for beam electromagnetic waves and quasiwaves were measured. An anomaly in beam waves excitation, connected, probably, with the influence of resonance electron-phonon interaction on electronic spectra of the metals with Fermi surface plane parts.

PACS: 72.15.Nj Collective modes;
71.20.Be Transition metals and alloys.

Keywords: electromagnetic transparency of metal, beam waves, velocity of the Fermi electrons.