

УДК 537.76

РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА
В РЕНИИ И ТИТАНЕ

Ю. С. Поносков, Г. А. Болотин

Исследованы спектры КРС на E_{2g} -фононах в монокристаллах рения и титана в зависимости от энергии падающих фотонов и температуры. Частота линии и ее температурное поведение в титане согласуются с данными по рассеянию нейтронов и с измерениями спектров рассеяния света на тонких пленках. При охлаждении обнаружено возрастание ширины линии, как и ранее для других переходных металлов. В рении наблюдается максимум в эффективности рассеяния в области 2.5 эВ и аномальная температурная зависимость сечения рассеяния при возбуждении энергиями фотонов вблизи этого максимума. При низких температурах интегральная интенсивность однофононного пика в рении возрастает так же, как и затухание фонона, что может служить свидетельством проявления межзонного механизма электрон-фононного взаимодействия.

Электрон-фононное взаимодействие (ЭФВ) в ряде ГПУ переходных металлов является причиной аномалий в фононных спектрах и затухании фононов [1-3]. Однако в настоящее время нет детального понимания особенностей ЭФВ, приводящих к уширению линии оптических фононов и смягчению LO -фононов в центре зоны Бриллюэна. Неясно также соотношение межзонных и внутрizonных вкладов, хотя и тот и другой механизм может служить причиной аномального затухания E_{2g} -фононов [4].

Наличие множества межзонных переходов в d -металлах приводит к тому, что комбинационное рассеяние света (КРС) всегда носит резонансный характер, а зависимость эффективности рассеяния от энергии возбуждения определяется сложным механизмом формирования межзонного поглощения, а также матричными элементами ЭФВ. Поэтому исследование формы резонанса в сечении рассеяния, а также его температурной зависимости может дать полезную информацию об ЭФВ. С этой целью в данной работе выполнены измерения спектров КРС первого порядка в зависимости от энергии возбуждения и температуры в рении и титане. Впервые был получен спектр КРС в кристалле титана и изучено температурное поведение ширины фононной линии.

Измерения были выполнены на электрополированных плоскостях (1010) монокристалла рения, использованного в работе [3], и плоскостях (0001) монокристалла титана. Спектры КРС титана были сняты с разрешением 4 см^{-1} , а рения — с разрешением 1.5 см^{-1} . При проведении резонансных измерений спектральный отклик прибора учитывался путем сравнения с вращательным спектром азота, зарегистрированным в тех же условиях с разными лазерными линиями, а также был непосредственно откалиброван с помощью эталонного вольфрамового источника. Результаты согласовались при использовании обеих калибровок. Кроме того, для получения частотной зависимости эффективности КРС измеренные интенсивности были исправлены с учетом коэффициентов пропускания на границе металл—вакуум, эффективной длины рассеяния, телесного угла сбора рассеянного излучения внутри образца и фактора ω_s^4 . Частотная

зависимости интегральной эффективности рассеяния в рении, полученная при введении указанных поправок, представлена на рис. 1.

Экспериментальные спектры КРС первого порядка в рении и титане показаны на рис. 2. Из-за низкой интенсивности рассеяния спектр КРС в титане удалось измерить только с наиболее мощными линиями аргонового лазера 4880 и 5145 Å. Частоты и ширины линии E_{2g} оптического фонона в титане при разных температурах приведены в таблице вместе с данными, полученными методом неупругого рассеяния нейтронов [6] и с помощью интерференционно-усиленного рассеяния света (ИУКРС) в тонких титановых пленках [6]. Частоты, полученные во всех трех экспериментах, близки, а температурная зависимость этой моды, наблюдаемая в КРС, показывает, как и в нейтронных измерениях, значительный высокоэнергетический сдвиг при понижении температуры, намного превосходящий вклад, обусловленный тепловым расширением. Как и ранее в Re Ru и Os [3], в титане обнаружено возрастание ширины линии при охлаждении, причем ширина линии в титане наибольшая среди этих металлов. Однако при комнатной темпе-

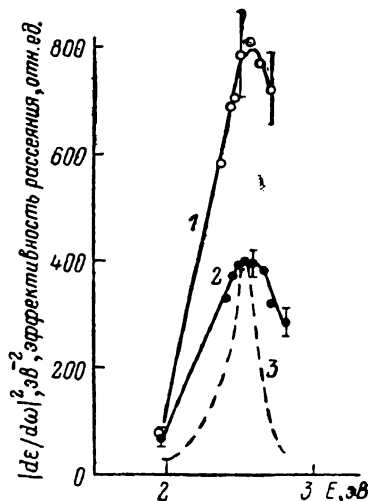


Рис. 1. Зависимость интегральной эффективности КРС E_{2g} -фононом в рении от энергии фотонов (1, 2) и $|d\epsilon/d\omega|^2$, рассчитанная из оптических констант [7] (3).

T, K: 1 — 100, 2 — 300.

ратуре линия оказалась почти вдвое уже по сравнению с измерениями на титановых пленках, что, по-видимому, обусловлено определенной степенью беспорядка в пленочных образцах, связанного с процедурой их приготовления.

На рис. 3 представлены температурные зависимости эффективности рассеяния и ширины линии E_{2g} -фонона в рении для двух энергий падающего света. Следует отметить, что величина эффективного волнового вектора возбуждаемых фононов при переходе от $E_L=2.54$ эВ к $E_L=1.96$ эВ уменьшается в полтора раза. При этом не обнаруживаются изменений ни в частоте E_{2g} -фонона, ни в ширине его линии и ее температурной зависимости.

Частота и ширина линии E_{2g} оптического фонона в титане, измеренные в данной работе (КРС) методом ИУКРС [6] и с помощью рассеяния нейтронов [6]

T, K	КРС			ИУКРС	Нейтроны	
	120	330	500	295	295	773
ω , см ⁻¹	147.3 ± 2	139.5 ± 1	134.5 ± 1	135 ± 2	136.6 ± 5	125.6 ± 4
Γ , см ⁻¹	16 ± 2	11 ± 1	9 ± 1	20		

Расчитанная из экспериментальных оптических констант [7] функция $|d\epsilon/d\omega|^2$ (рис. 1), которая обычно используется для оценки двухзонных вкладов в резонанс [8, 9], имеет максимум вблизи 2.5 эВ, приходящийся на область интенсивного межзонного поглощения в рении. Однако ширина расчетной кривой оказывается существенно меньше ширины наблюдаемого резонанса, форма и положение которого практически не зависят от температуры. Поэтому кажется маловероятным появление температурной

зависимости интенсивности вследствие температурного сдвига структуры в $|d\varepsilon/d\omega|^2$. Кроме того, величина $|d\varepsilon/d\omega|^2$ уменьшается при понижении температуры. Возможной причиной отмеченных расхождений может быть большой вклад в сечение КРС областей зоны Бриллюэна с сильным ЭФВ и соответственно селективное выделение резонансных переходов.

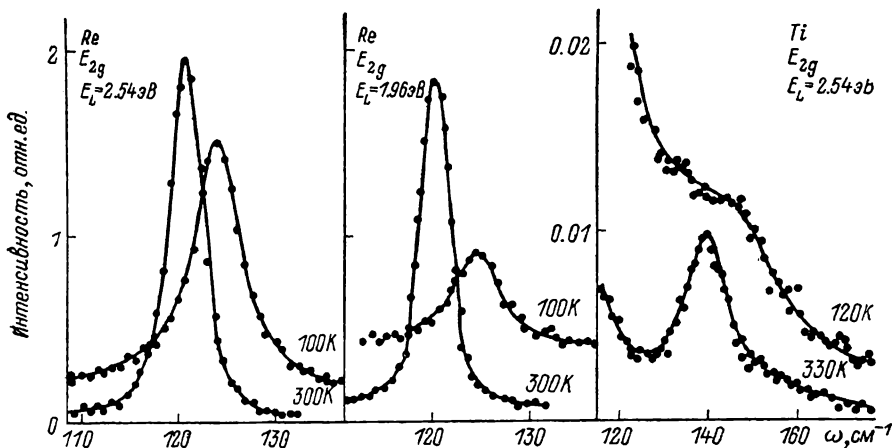


Рис. 2. Спектры КРС в рении и титане.

Среди трехзонных членов в сечении КРС существенный вклад и сильную температурную зависимость может обеспечить слагаемое, содержащее в резонансном знаменателе разность энергий двух близко расположенных зон вблизи уровня Ферми электронных зон [10]. В переходных металлах

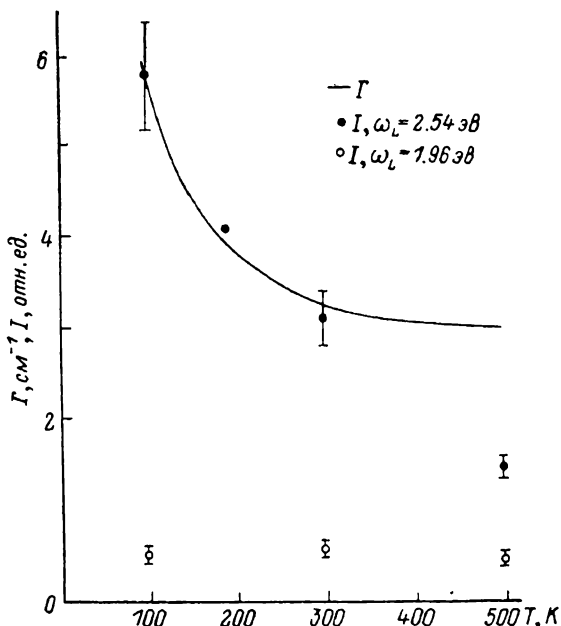


Рис. 3. Температурные зависимости ширины линии E_{2g} -фонона (Γ) и интегральной эффективности рассеяния (I) в рении.

из-за большой ширины зон, удаленных на 2—3 эВ от уровня Ферми, этот член может превзойти вклады от двухзонных и трехзонных процессов с двойными энергетическими знаменателями, которые являются наиболее резонансными в случае полупроводников. В то же время межзонный механизм может обеспечить дополнительный канал распада фонона. В [11] такой механизм был привлечен для объяснения аномальной температурной за-

висимости ширины линии E_g -фонона в соединениях со структурой А-15. Следует отметить, что в таком случае анизотропия листов поверхности Ферми, между которыми идут переходы, способна быть причиной анизотропии затухания фонона [12].

Таким образом, есть основания предполагать, что подобие температурных зависимостей сечения рассеяния и затухания E_{2g} -фонона в рении при возбуждении в резонансных условиях свидетельствует о существовании малых энергетических щелей на поверхности Ферми, определяющих как затухание, так в определенных условиях и эффективность рассеяния. Как показывают результаты расчета зонной структуры рения [13], наиболее низкими (менее 0.2 эВ) являются пороги переходов между зонами 8 и 9 на T - и Σ -направлениях, а также между 5 и 6 зонами на S' -направлении зоны Бриллюэна. Однако более общей особенностью ГПУ металлов является вырождение электронных зон на направлении R , которое может сниматься при искажении решетки, соответствующем симметрии E_{2g} -фонона и тем самым создавать межзонный канал ЭФВ. Согласно расчету [13], вырожденные 5 и 6, а также 7 и 8 зоны в рении пересекают уровень Ферми на направлении R ; кроме того, в этой области возможны переходы с уровня Ферми в вышележащие зоны вблизи 2.5 эВ, с которыми и может быть связан максимум в эффективности рассеяния. Для титана [14] на направлении R такие переходы возможны при более высоких энергиях, что и может быть причиной весьма слабой интенсивности спектра КРС.

Л и т е р а т у р а

- [1] Wakabayashi N., Scherm R. H., Smith H. G. Phys. Rev. B, 1982, vol. 25, N 8, p. 5122—5132.
- [2] Поносов Ю. С. ФТТ, 1981, т. 23, № 5, с. 1477—1479.
- [3] Поносов Ю. С., Болотин Г. А., Ковтун Г. П., Еленский В. А. ФТТ, 1984, т. 26, № 3, с. 815—818.
- [4] Ипатова И. П. В кн.: Современные проблемы спектроскопии КРС. М.: Наука, 1978, с. 92—102.
- [5] Stassis C., Arch P., Harmon B. N., Wakabayashi N. Phys. Rev. B, 1979, vol. 19, N 1, p. 181—188.
- [6] Netanich R. I., Tsai C. C., Connell G. A. Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 44, N 4, p. 273—276.
- [7] Номерованная Л. В., Кириллова М. М., Носков М. М., Болотин Г. А. ФММ, 1973, т. 36, № 6, с. 1197—1204.
- [8] Repucci J. B., Richter W., Cardona M., Schonherr E. Phys. St. Sol. (b), 1973, vol. 60, N 1, p. 229—235.
- [9] Eklund P. C., Mahan G. D., Spolar J. G., Arakawa E. T., Zhang J. M., Hoffman D. M. Sol. St. Commun., 1986, vol. 57, N 8, p. 567—570.
- [10] Клейн М. В кн.: Рассеяние света в твердых телах / Под ред. М. Кардони и Г. Гюнтеродта. М.: Мир, 1985, с. 142—192.
- [11] Dierker S. B., Merlin R., Klein M. V., Webb G., Fisk Z. Phys. Rev. B, 1983, vol. 27, N 6, p. 3577—3591.
- [12] Поносов Ю. С., Болотин Г. А. ФТТ, 1985, т. 27, № 9, с. 2636—2639.
- [13] Mattheiss L. F. Phys. Rev., 1966, vol. 151, N 2, p. 450—464.
- [14] Jepsen O. Phys. Rev. B, 1975, vol. 12, N 8, p. 2988—2997.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
13 марта 1987 г.
В окончательной редакции
17 сентября 1987 г.