исходит нарушение динамического равновесия в системе этих комплексов, что, повидимому, и является причиной релаксационного процесса.

Релаксационный коэффициент поглощения на длину волны рассчитывался по формуле:

$$\mu = \alpha_p \cdot \lambda = \frac{A \cdot C \cdot \nu}{1 + \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^2} + B\nu C,$$

где A, B, ν_m — релаксационные параметры, не зависящие от частоты, но изменяющиеся с температурой, ν_m — частота релаксации, соответствующая максимуму затухания, C — фазовая скорость звуковой волны. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. В таблице приведены значения этих параметров, найденных по экспериментальным данным:

Название вещества	ν_m, *мггц*	$A \cdot 10^{17}$	$B \cdot 10^{17}$	C, *м/сек*
Смесь 20% H_2O	14,15	950	35	1410
Смесь 40% H_2O	20	290	25	1470
Смесь 70% H_2O	22,35	50	24	1508
Смесь 80% H_2O	—	—	—	1515
Смесь 90% H_2O	—	—	—	1500

Как видно из приведенных данных, значения A и B заметно падают, а частота релаксации растет с увеличением концентрации воды в муравьиной кислоте; скорость звука имеет широкий, ясно выраженный максимум при концентрации 70 — 80% воды в муравьиной кислоте, что находится в согласии с известными работами [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Ноздрев. Применение ультраакустики в молекулярной физике, М., Физматгиз, 1958.
2. Л. Г. Белинская. К вопросу о релаксации в этилацетате. Сб. «Применение ультраакустики к исследованию вещества», М., МОПИ, 1961, 14, 71—77.
3. А. А. Глаголева. Равновесие системы муравьиная кислота — вода. Ж. общ. химии, 1941, 11, 765—767.
4. И. Г. Михайлов. Скорость ультразвуковых волн в смеси муравьиная кислота—вода. Докл. АН СССР, 1941, 31, 6, 550—552.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию 7 мая 1963 г.

УДК 534.28

ДИСЛОКАЦИОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ NaCl

Е. К. Гусева, Е. Р. Дымшиц, Л. Г. Меркулов

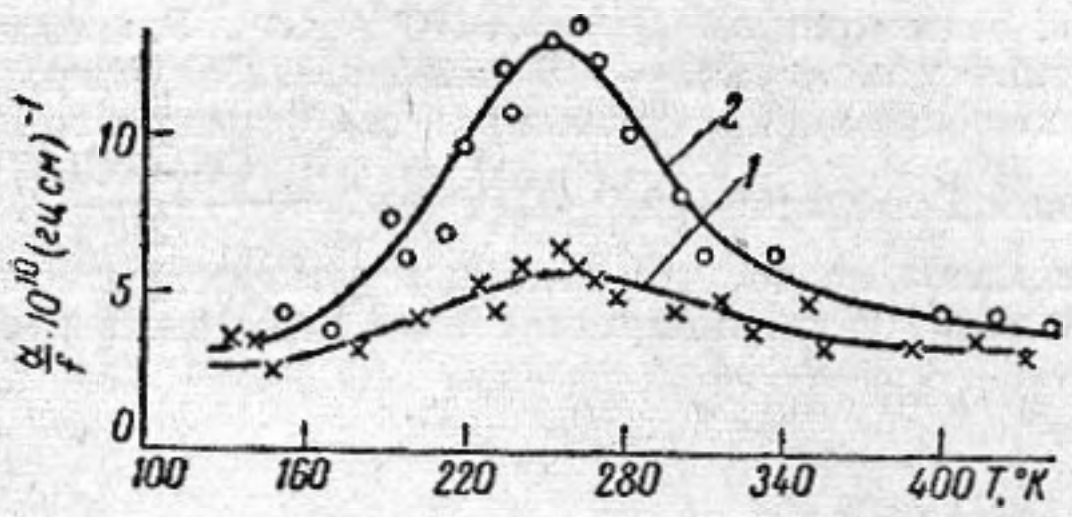
Теория дислокационной релаксации, объясняющая температурные максимумы поглощения звука в деформированных металлах и сплавах, разработана Зегером и другими [1]. В основе ее лежит представление о термически активированных перегибах, возникающих на дислокациях, которые преодолевают барьеры Пайерлса.

Несколько отличный механизм дислокационной релаксации предложен недавно Брунером [2]. Исходя из результатов экспериментальных наблюдений, полученных главным образом на материалах с гранецентрированной кубической решеткой, автор связывает эффект дислокационной релаксации с наличием частичных дислокаций. При этом релаксационное поглощение обусловливается термически активированным движением парных частичных дислокаций, которые возникают в результате симметричной реакции деления для систем скольжения {111}, ⟨110⟩

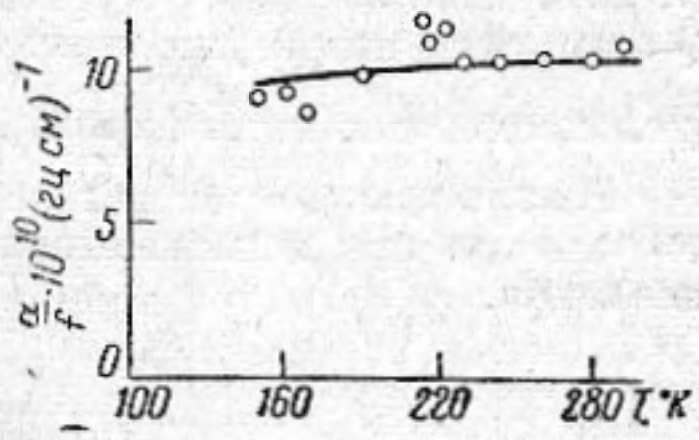
$$\frac{1}{2} a\,[110] \rightarrow \frac{1}{6} a\,[211] + \frac{1}{6} a\,[12\bar{1}]$$

Представляет интерес наблюдение релаксационного дислокационного поглощения для случая, когда расщепление дислокаций не имеет места. Этому требованию удовлетворяют кристаллы NaCl с действующими системами скольжения {110}, ⟨110⟩.

В настоящей работе исследовались частотно-температурные зависимости коэффициента поглощения ультразвука в NaCl. Измерения осуществлялись импульсным методом в интервале температур от 130° до 450°К на частотах 5, 45, 82 *мггц*. Образцы в форме прямоугольных параллелепипедов с гранями {100} вырезались из одного кристалла NaCl, отжигались при 600° и затем подвергались пластической деформации сжатием вдоль оси [100]. Действующими системами скольжения были (101), [$\bar{1}$01]; (10$\bar{1}$), [101]. Деформированные кристаллы выдерживались при комнатной температуре (ста-



Фиг. 1

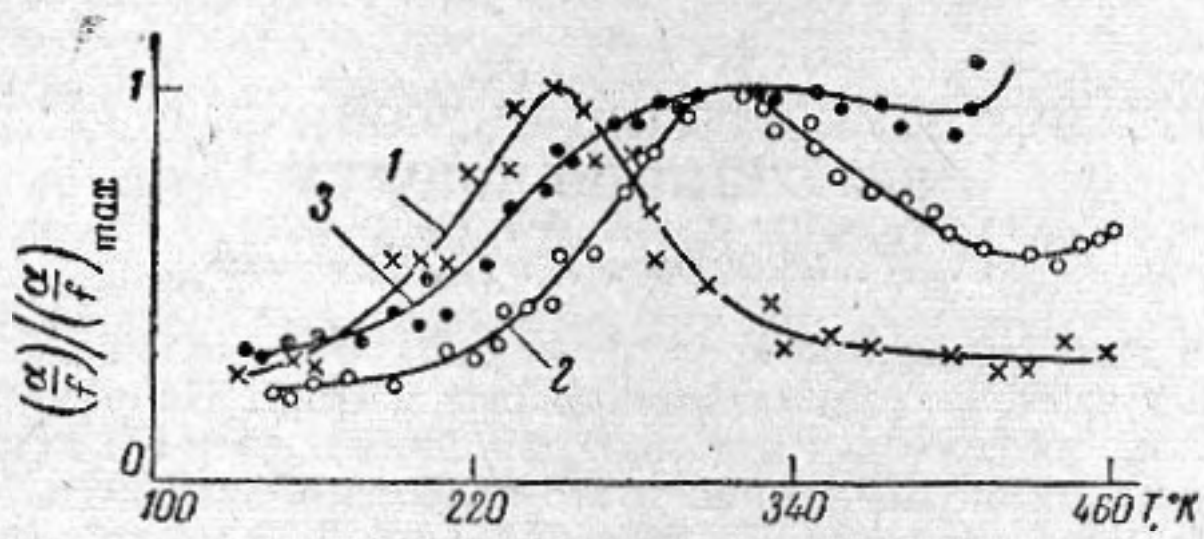


Фиг. 2

рились) около 12 суток, после чего проводились ультразвуковые измерения коэффициента поглощения для направления сжатия [100]. Длительное старение позволяло исключить влияние временнóго фактора, обязанного диффузии точечных дефектов к дислокациям [3].

На фиг. 1 показаны температурные зависимости коэффициента поглощения продольных волн (α/f) на 5 *мггц* в отожженном (кривая *1*) и деформированном до $\varepsilon = 1{,}1\%$ (кривая *2*) образцах. Фиг. 2 дает результаты аналогичных измерений для поперечных волн в образце с $\varepsilon = 0{,}5\%$ (в последнем случае некоторая часть α обязана потерям в склеивающем слое). Из приведенных кривых видно, что максимум поглощения имеет место только для продольных волн. На фиг. 3 представлены температурные зависимости нормированного коэффициента поглощения продольных волн в деформированных образцах NaCl, снятые для трех различных частот: *1* — $\varepsilon = 1{,}1\%$, $f = 5$ *мггц*; *2* — $\varepsilon = 1{,}1\%$, $f = 45$ *мггц*; *3* — $\varepsilon = 1{,}4\%$, $f = 82$ *мггц*. С ростом рабочей частоты пик смещается в сторону более высоких температур; при этом заметно увеличивается его полуширина.

Дислокационная природа наблюдаемого максимума поглощения подтверждается отсутствием пика для поперечных волн. Произвольно поляризованная поперечная волна, распространяющаяся вдоль [100], не создает сдвиговых напряжений в действующих системах скольжения и поэтому не может взаимодействовать с дислокациями.



Фиг. 3

Вторым подтверждением дислокационной природы наблюдаемого процесса является сильная зависимость величины максимума от степени пластической деформации. Отжиг при 600°С приводит к почти полному исчезновению пика.

Известны два дислокационных механизма, которые могут обусловливать появление температурных пиков на кривых поглощения — резонансный [4] и релаксационный [1, 2].

Для первого из них частота, соответствующая максимальному поглощению ультразвука, определяется как $f_m \approx \frac{1}{2\pi}\frac{\omega_0^2}{d}$, где $\omega_0 \sim 1/L$ — собственная резонансная частота дислокационного отрезка длиной L, d — постоянная торможения, обязанная взаимодействию движущейся дислокации с тепловыми колебаниями решетки. Если

принять, что $d \sim T$, а $L \sim \exp\left(\frac{-W}{kT}\right)$ (здесь W — энергия взаимодействия точечного дефекта с дислокацией), то $f_m \sim 1/T \exp(2W/kT)$. Таким образом, при резонансном механизме с повышением рабочей частоты следует ожидать смещения максимума поглощения в сторону более низких температур, как это, в частности, наблюдалось для меди в работе [5]. Малый вклад резонансного поглощения для состаренных кристаллов NaCl объясняется сильным укорочением дислокацинных петель в процессе послеформационного старения [3].

Наблюдаемое смещение максимума может быть объяснено релаксационным механизмом. Средняя энергия активации, оцененная из полуширин пиков кривых *1* и *2* фиг. 3, составляют $Q = 4{,}5$ *ккал/моль*, если принять $f_0 = 5{,}5 \cdot 10^{10}$ *сек*$^{-1}$. Значение Q, найденное по температурному смещению максимума, $\sim 5{,}8$ *ккал/моль*. Полученные Q соответствуют разумным величинам активационной энергии процесса формирования дислокационных перегибов и напряжений Пайерлса $\sim 10^{-4} \cdot G \left(\text{где } G = \frac{C_{11} - C_{12}}{2}\right)$.

Результаты настоящей работы указывают на то, что механизм ультразвукового поглощения при дислокационной релаксации, по-видимому, не связан с реакцией расщепления.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Seeger, H. Donth, P. Pfaff. The mechanism of low-temperature mechanical relaxation in deformed crystals. Disc. Faraday Soc., 1957, 23, 19—30.
2. L. J. Bruner. Low-temperature internal friction in face-centered cubic and body- centered cubic metals. Phys. Rev., 1960, 118, 399—410.
3. Л. Г. Меркулов, Л. А. Яковлев. Ультразвуковые исследования деформированных кристаллов NaCl. Акуст. ж., 1960, 6, 244—251.
4. A. Granato, K. Lücke. Theory of mechanical damping due to dislocations. J. Appl. Phys., 1956, 27, 583—593.
5. G. A. Alers, D. O. Thompson. Dislocation contributions to the modulus and damping in copper at megacycle frequencies. J. Appl. Phys., 1960, 32, 283—293.

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в редакцию 12 февраля 1963 г.

УДК 534.833

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВУКОИЗОЛЯЦИИ ДВОЙНЫХ ОГРАЖДЕНИЙ БЕЗ СВЯЗИ ПО КОНТУРУ

В. И. Заборов, Л. Н. Клячко

В литературе приводятся противоречивые данные о влиянии воздушного промежутка на величину звукоизоляции двойного ограждения. Например, согласно работам [1—3] и другим, среднее значение звукоизоляции снижается при увеличении воздушного промежутка свыше 10—12 *см*, и это явление объясняется резонансными колебаниями воздуха между плитами. По данным работы [4] с увеличением толщины промежутка происходит непрерывный, близкий к равномерному, рост дополнительной звукоизоляции.

При измерениях можно выяснить роль и влияние различных физико-геометрических параметров двойного ограждения на величину звукоизоляции наиболее точно, если плиты ограждения не имеют связи по контуру. Такого рода измерения были проведены в акустических камерах Уральского филиала Академии строительства и архитектуры СССР на ограждении, составленном из двух металлических плит толщиной 1 *см*. Плиты площадью 8 *м*^{2} укладывались в горизонтальный проем на два не связанные между собой железобетонные перекрытия камер.

На фиг. 1 приведены частотные характеристики звукоизоляции двойного ограждения при различной толщине воздушного промежутка, указанной у каждой кривой на фиг. 1 в сантиметрах. Граничная частота плиты $f_{гр} = 1000$ *гц*. На низких частотах величина дополнительной звукоизоляции двойного ограждения по сравнению с однослойным растет со скоростью, близкой к 12 *дб*/октаву, что совпадает с теоретическим значением [5]. Начиная примерно с частоты, равной $^1/_3\, f_{гр}$, когда