

полнение всего объема лазерного резонатора полем излучения с высокой степенью пространственной когерентности.

Таким образом, даже в тех случаях, когда в лазерных резонаторах возбуждаются сложные суперпозиции мод как в непрерывных, так и в импульсных режимах генерации, отчетливо проявляется захват частот М-мод. Использование этого захвата открывает дополнительные возможности для улучшения выходных характеристик многопучковых газовых лазеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Горячев С. Б., Короленко П. В., Новоселов А. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. 10, № 7. С. 429. [2] Короленко П. В., Новоселов А. Г., Степина С. А., Шарков В. Ф. // Квант. электроника. 1986. 13. С. 2561. [3] Власов С. Н., Таланов В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1965. 8, № 1. С. 195. [4] Киселев В. А. // Радиотехн. и электроника. 1971. № 1. С. 134. [5] Белоусова И. М., Данилов О. Б., Любимов В. В. // ЖТФ. 1967. 37. С. 1134. [6] Саметов А. Р., Суханов И. И., Троицкий Ю. В. // Квант. электроника. 1980. 7, № 9. С. 2023. [7] Суханов И. И., Троицкий Ю. В. // Автометрия. 1983. № 6. С. 73. [8] Nowel W. // IEEE J. of Quant. Electron. 1970. QE-6. P. 82.

Поступила в редакцию
07.01.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 548.534:537.226.33

О РОЛИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ГРАДИЕНТОВ ПРИ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

А. И. Кондратков, О. Ю. Сердобольская

(кафедра акустики)

Рассматривается влияние температурных градиентов в кристаллах сегнетоэлектриков на амплитуду и фазу акустических эхо-импульсов вблизи фазового перехода. Изучено влияние продольного и поперечного градиентов температуры в кристалле с различными типами переходов.

Акустические методы широко применяются при исследовании кристаллов вблизи фазовых переходов, где наблюдаются сильные аномалии скорости и затухания ультразвука. Во многих случаях измерения проводятся в импульсном режиме, что накладывает определенные ограничения на размеры образцов. С одной стороны, необходимость генерации плоской волны требует, чтобы для частот мегагерцевого диапазона размеры преобразователя были порядка сантиметра. С другой стороны, необходимость временного разрешения прямых и отраженных звуковых импульсов длительностью 1 мкс ограничивает длину образца той же величиной порядка сантиметра. В таких больших образцах при измерениях неизбежно возникают градиенты температуры, влияющие на результаты эксперимента. Вопрос о влиянии температурных неоднородностей вблизи фазового перехода в триглицинсульфате на измеряемые величины диэлектрической постоянной был исследован в работе [1].

Распределение температуры внутри образца прямоугольной формы, укрепленного в держателе, достаточно сложно, поэтому мы приведем некоторые оценки температурных градиентов по образцу для простой геометрии эксперимента. Следует отметить, что эти градиенты связа-

ны как с неоднородностью внешнего температурного поля, так и с конечной скоростью изменения температуры в процессе измерений.

Рассмотрим плоский слой толщины l , на краях которого задано изменение температуры вида $T(0, t) = T_1 + Vt$, $T(l, t) = T_2 + Vt$. Решая уравнение теплопроводности, ищем стационарное решение в виде $T(x, t) = \varphi(x) + Vt$, где для $\varphi(x)$ имеем

$$a\varphi_{xx} = V. \quad (1)$$

Здесь a — коэффициент температуропроводности, который, вообще говоря, зависит от x , так как теплоемкость и теплопроводность имеют аномалии вблизи фазовых переходов. Однако для многих кристаллов, испытывающих фазовый переход второго рода, изменение коэффициента a не превышает нескольких процентов, поэтому в первом приближении можно считать $a = \text{const}$. Решение (1) запишется в виде

$$\varphi(x) = \frac{V}{2a} x(x-l) + \frac{x}{l}(T_2 - T_1) + T_1. \quad (2)$$

При $T_1 = T_2$ максимальное отставание температуры в середине образца за счет конечной скорости нагрева составляет $\delta T = V l^2 / (8a)$.

Таким образом, величина $V l^2 / a$ характеризует перепад температуры в образце при нагревании его с постоянной скоростью в однородном температурном поле. Например, для триглицинсульфата при скорости нагрева $V = 10^{-2}$ К/мин и $l \sim 1$ см получаем $\delta T \sim 10^{-2}$ К. Уменьшая V , можно добиться того, что перепад температуры будет определяться только неоднородностью внешнего температурного поля (при $V \ll (T_2 - T_1)a/l^2$).

Для измерения скорости звука в режиме бегущих волн используются различные методы, которые в конечном счете сводятся к измерению температурной зависимости фазы волны на приемном преобразователе. Затухание звука вдали от перехода измеряется по серии звуковых импульсов; в области перехода, где затухание велико, — сравнительным методом по амплитуде 1-го звукового импульса.

Следует отметить, что продольный (параллельный волновому вектору) и поперечный градиенты температуры по-разному влияют на результаты измерений амплитуды и фазы волны. Фронт волны при продольном градиенте (рис. 1, а) остается плоским,

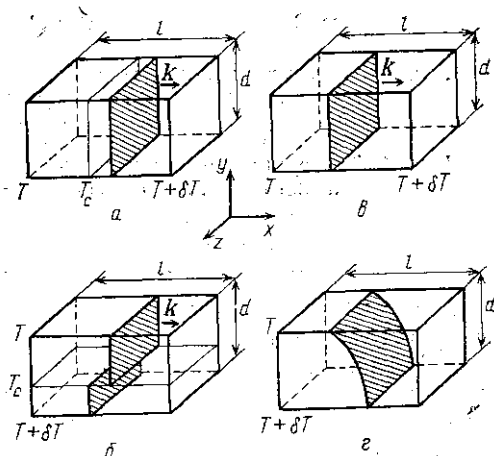


Рис. 1. Геометрия задачи о влиянии температурных градиентов на измеряемые акустические характеристики в области фазовых переходов

параллельным плоскости приемного преобразователя; в случае поперечного градиента фронт волны искажается, происходит рефракция, и принимаемый акустический сигнал усредняется с учетом фазы по плоскости приемного преобразователя.

Рассмотрим влияние продольного температурного градиента (для простоты будем считать, что $\partial T / \partial x = \text{const}$) на измеряемые акустиче-

ские характеристики плоской волны для кристалла, испытывающего аномалию скорости звука типа «скачок», полагая, что относительное изменение скорости в точке перехода мало, и $\frac{\Delta v}{v} \Big|_{T=T_c} \ll 1$. Выражение для фазы сигнала после однократного прохождения через образец может быть записано в виде

$$\varphi = \begin{cases} \varphi_0 + \frac{\omega l}{v} - \omega t, & T < T_c, \\ \varphi_0 + \frac{\omega l}{v} - \frac{\omega x \Delta v}{v^2} - \omega t, & T < T_c < T + \delta T, \\ \varphi_0 + \frac{\omega l}{v + \Delta v} - \omega t, & T_c > T + \delta T. \end{cases} \quad (3)$$

При этом считается, что текущая температура T измеряется при $x=0$. Здесь δT — перепад температуры на концах образца. Наблюдаемое изменение фазы сигнала для этого случая показано на рис. 2. Наклон

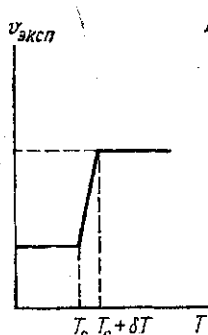


Рис. 2

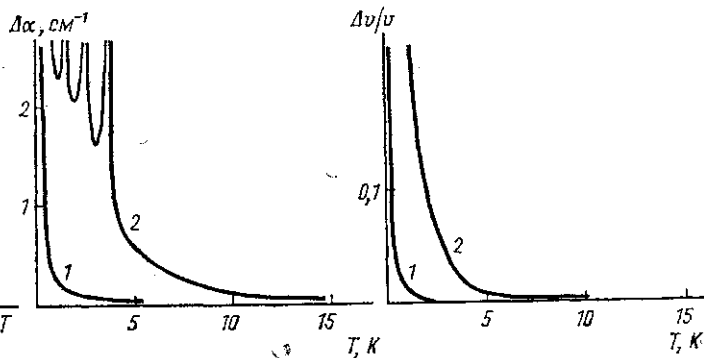


Рис. 3

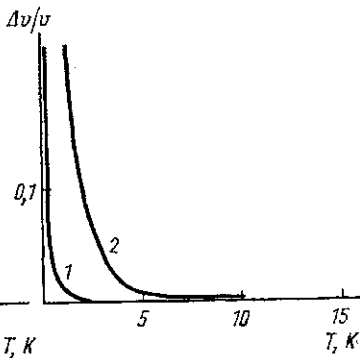


Рис. 4

Рис. 2. Измеряемая температурная зависимость скорости звука для аномалии типа «скачок» при наличии продольного температурного градиента

Рис. 3. Температурная зависимость эффективного затухания звука, обусловленная рефракцией звукового пучка, для волны u_{23} в сегнетовой соли

Рис. 4. Температурная зависимость ошибки в измерении фазовой скорости при наличии поперечного температурного градиента в сегнетовой соли

кривой на участке $T_c \leq T \leq T + \delta T$ равен $\frac{\partial \varphi}{\partial T} = \frac{\Delta v}{v} \frac{\omega l}{\delta T}$. Таким образом, приведенная кривая отражает истинную температурную зависимость скорости звука только в области температур $|T - T_c| > \delta T$.

Для поперечного градиента температуры (рис. 1, б) в случае аномалии скорости звука типа «скачок» плоскость волнового фронта имеет разрыв по линии, соответствующей температуре фазового перехода, и сигнал на приемном преобразователе может быть записан в виде

$$A = \begin{cases} A_0 \cos \left[\varphi_0 + \omega \left(\frac{l}{v} - t \right) \right], & T < T_c, \\ A_1 \cos \left[\varphi_0 + \frac{\omega l}{v + \Delta v} - \omega t \right] + A_2 \cos \left[\varphi_0 + \frac{\omega l}{v} - \omega t \right], & T < T_c < T + \delta T, \\ A_0 \cos \left[\varphi_0 + \frac{\omega l}{v + \Delta v} - \omega t \right], & T_c > T + \delta T, \end{cases} \quad (4)$$

где A_0 — амплитуда звуковой волны при $x=0$, $A_1=A_0y/d$, $A_2=A_0 \times (d-y)/d$. При $T < T_c < T + \delta T$ выходной сигнал с преобразователя имеет амплитуду

$$A_0^* = \frac{A_0}{d} [y^2 + (d-y)^2 - 2y(d-y) \cos \Delta\varphi]^{1/2} \quad (5)$$

и фазу

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{\omega l}{v} + \arcsin \left[\frac{A_2}{A_1} \sin \Delta\varphi \right] - \omega t, \quad (6)$$

где $\Delta\varphi = \omega l \Delta v / v^2$. При $\Delta\varphi \ll 1$

$$A = [(A_1 - A_2)^2 + (A_1 \Delta\varphi)^2]^{1/2} \cos \left[\varphi_0 + \frac{\omega l}{v} + \arctg \frac{A_1 + A_2}{A_0 \Delta\varphi} - \omega t \right].$$

Таким образом, если в кристалле имеется поперечный градиент температуры, то становится неопределенной (неоднозначно соответствующей звуковой волне) не только фаза, но и амплитуда принимаемого сигнала, что в эксперименте воспринимается как увеличение эффективного затухания.

Что касается измерения коэффициента поглощения, то в сегнетофазе, где релаксационное поглощение изменяется как $(T_c - T)^{-1}$, малые температурные градиенты не слишком сильно меняют наблюдаемый коэффициент затухания, если перепад температуры по образцу значительно меньше релаксационной области поглощения. Однако в парафазе, где теория Ландау дает $\alpha=0$, температурная зависимость сглаживается в области $T - T_c \sim \delta T$. Для поперечного градиента температуры в области фазового перехода могут наблюдаться осцилляции эффективного затухания, если $\Delta\varphi > \pi$.

Рассмотрим фазовый переход в сегнетоэластике, где изменение скорости звука происходит по степенному закону $v = b(T - T_c)^{1/2}$. В этом случае температурные градиенты также приводят к ошибкам при измерении скорости и затухания звука. Рассматривая продольный градиент, отметим, что фронт волны остается плоским (рис. 1, в) и фаза акустического сигнала на приемном преобразователе запишется в виде

$$\varphi = \begin{cases} \varphi_0 + \frac{\omega l}{b \sqrt{2} (T_c - T)^{1/2}} \left[1 - \frac{\delta T}{4(T_c - T)} \right], & T < T_c, \\ \varphi_0 + \frac{\omega l}{b (T - T_c)^{1/2}} \left[1 - \frac{\delta T}{2(T - T_c)} \right], & T > T_c. \end{cases} \quad (7)$$

Большое затухание для волн этого типа не позволяет проводить измерения близко к температуре перехода, поэтому положим $|T - T_c| \geq 1\text{К}$. Оценим ошибку в измерении фазы для сегнетовой соли при $T - T_c = 1\text{К}$, $\delta T \sim 2 \cdot 10^{-2}\text{К}$:

$$\Delta\varphi = \frac{\omega l \delta T}{2b (T - T_c)^{3/2}} \sim 0,015.$$

Это означает, что при достаточно однородном поле продольный градиент температуры слабо влияет на точность измерения фазы не слишком близко от точки фазового перехода. В случае поперечного градиента температуры (рис. 1, г) скорость изменяется непрерывно по кристаллу, что приводит к рефракции звукового пучка, и при интегрировании фазы прошедшего сигнала по поверхности приемного преобразователя это дает дополнительное затухание и осцилляции амплитуды. По-

сле соответствующих вычислений получим выражение для амплитуды выходного сигнала в виде

$$A = A_0 \frac{\sin \Delta\varphi}{\Delta\varphi} \cos \left[\varphi_0 + \frac{\omega l}{b (T - T_c)^{1/2}} \left[1 - \frac{\delta T}{2 (T - T_c)} \right] \right] \quad (8)$$

при $T > T_c$. Аналогичная зависимость получается при $T < T_c$. Если измерять затухание по величине первого звукового импульса, то измеренная температурная зависимость коэффициента затухания только за счет рефракции без учета истинного поглощения и рассеяния звука на температурных неоднородностях будет иметь вид, показанный на рис. 3. На рис. 4 представлена ошибка в определении фазовой скорости для этого же случая. Расчет проводился для сегнетовой соли при следующих значениях параметров: $v|_{T=T_c+10^\circ} = 2 \cdot 10^5$ см/с, $l \sim d \sim 1$ см, $f = 5 \times 10^6$ с⁻¹ и двух значениях градиента температуры: 0,01 К/см (1) и 0,1 К/см (2). В действительности картина звукового поля в кристалле значительно сложнее, так как при рефракции происходит преобразование поперечной волны в другие типы волн.

Вообще говоря, при акустических исследованиях с помощью бегущих волн в кристаллах с сильной зависимостью скорости звука от внешних полей (температурного, электрического, магнитного и т. д.) измеренные значения затухания звука будут всегда завышены по сравнению с истинным поглощением из-за макронеоднородностей поля и связанных с этим искажений волнового фронта. В этом смысле представляет интерес измерение затухания звука в области фазового перехода с помощью эффекта генерации обратной волны при взаимодействии звука с электрическим полем [2]. Восстановление волнового фронта обратной волны исключает описанные выше эффекты и дает возможность измерить истинное поглощение, которое оказывается на 1–2 порядка меньше измеряемого обычным импульсным методом.

Можно отметить также, что температурные градиенты вблизи фазового перехода меньше влияют на измеряемые значения скорости звука, поскольку длина образца составляет десятки длин волн, однако значения коэффициента поглощения оказываются при наличии поперечного градиента сильно завышенными, так как преобразователи имеют размеры, значительно большие длины волны.

Применение приемных преобразователей малых размеров, в частности оптических зондов [3], может значительно снизить ошибки в измерении скорости и затухания звука. Импедансный метод, использованный в [4], также позволяет исключить влияние продольного градиента температуры. При использовании обычной импульсной методики скорость изменения температуры в области фазового перехода должна быть не более 10^{-2} К/мин, а неоднородность температурного поля в образце — не более чем 10^{-2} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Струков Б. А., Давтян А. В., Сорокин Е. Л. // ФТТ. 1983. 25, № 4. С. 1089. [2] Березов В. М., Романов В. С., Балакин А. Б. // Укр. физ. журн. 1984. 29, № 10. С. 1589. [3] Струков Б. А., Минаева К. А., Кханна С. К. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1977. 41, № 4. С. 685. [4] Баранский К. Н., Павлов С. В., Фомин А. Е., Яковлев И. А. Деп. ВИНТИ № 3570-83 Деп. М., 1983.

Поступила в редакцию
22.12.86