

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ПОПЕРЕЧНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ОТ НЕЛИНЕЙНОЙ ГРАНИЦЫ

Ф. М. Северин, И. Ю. Солодов, Б. А. Коршак

(кафедра акустики)

Теоретически исследована поляризация акустических волн второй гармоники при нелинейном отражении линейно поляризованной поперечной волны от свободной границы твердого тела. Рассчитаны угловые зависимости эффективности генерации различных типов волн второй гармоники при отражении. Показано, что в докритической области отражения волны второй гармоники линейно поляризованы; при этом поляризация отраженной поперечной гармоники отличается от поляризации основной отраженной волны. В закритической области поперечная волна второй гармоники становится эллиптически поляризованной. Основные выводы теории подтверждаются результатами экспериментов.

Теоретическое исследование акустических процессов на границе раздела нелинейных твердых тел [1] показало, что эта граница обладает специфическими нелинейными свойствами. Процесс отражения акустической волны от такой границы характеризуется появлением нелинейных источников двух типов. Первый тип — это объемные источники, изменяющие спектральный состав падающей, отраженной и преломленной волн при их прохождении через приграничную область нелинейных сред. Вторая разновидность источников обусловлена нелинейностью самих граничных условий, вытекающей из различия нелинейных свойств материалов по обе стороны границы раздела. Наличие границы обеспечивает связь и обмен энергией между волнами различных типов, образующими нелинейное волновое поле. В результате имеет место своеобразная «нелинейная» трансформация типов волн у границы, существенно отличающаяся от линейного аналога. Так, при отражении *SH*-волн от свободной границы твердого тела возникающие волны второй гармоники поляризованы только в плоскости падения (*SV*- и *L*-волны) [2]. В частности, при нормальном падении поперечной волны на нелинейную границу в отраженном и преломленном полях имеются вторые гармоники только продольных (*L*) волн. Цель настоящей работы — анализ поляризации волн второй гармоники в общем случае произвольной линейной поляризации падающей поперечной волны основной частоты.

Согласно [1], при падении звука на нелинейную границу наряду с отраженными и преломленными волнами основной частоты возникают распространяющиеся в тех же направлениях волны второй гармоники, амплитуды $u_{2\omega}$ которых связаны с амплитудой падающей волны u_{ω}^{inc} следующим соотношением:

$$u_{2\omega} = \frac{\Gamma}{2} k (u_{\omega}^{\text{inc}})^2, \quad (1)$$

где Γ — безразмерный параметр, характеризующий

эффективность генерации второй гармоники волны определенного типа на границе (коэффициент нелинейного отражения (преломления)), величина которого зависит от линейных и нелинейных свойств материала, k — волновое число падающей волны.

Теоретический расчет Γ достаточно громоздок [1]; он включает в себя нахождение частного решения уравнений движения, т. е. вычисление амплитуд вынужденных волн в объеме нелинейных сред. В твердых телах поле вынужденных волн определяется взаимодействием падающих и преломленных волн различного типа, возникающих у границы [3]. Затем с учетом этих волн составляется система граничных условий на удвоенной частоте, после чего решение полученной системы линейных уравнений относительно амплитуд свободных волн второй гармоники позволяет получить искомый результат.

По этой методике нами было рассмотрено отражение сдвиговой волны \mathbf{u}_{ω}^S , линейно поляризованной в произвольном направлении относительно плоскости падения, от свободной границы изотропного упруго-нелинейного твердого тела (рис. 1). Представляя вектор смещения линейного волнового поля падающей и отраженной волн основной частоты в виде суммы вертикальной (лежащей в плоскости падения) (*V*) и горизонтальной (*H*) компонент: $\mathbf{u}_{\omega}^S = \mathbf{u}_{\omega}^V + \mathbf{u}_{\omega}^H$, из обобщенного закона Гука для квадратичных по u_{ω} компонент тензора напряжений Пиолы–Кирхгофа на границе получаем

$$P_{xz}^{2\omega} \Big|_{z=0} = P_{xz}^{VV} + P_{xz}^{HH}, \quad (2)$$

$$P_{zz}^{2\omega} \Big|_{z=0} = P_{zz}^{VV} + P_{zz}^{HH}, \quad (3)$$

$$P_{yz}^{2\omega} \Big|_{z=0} = P_{yz}^{VH}. \quad (4)$$

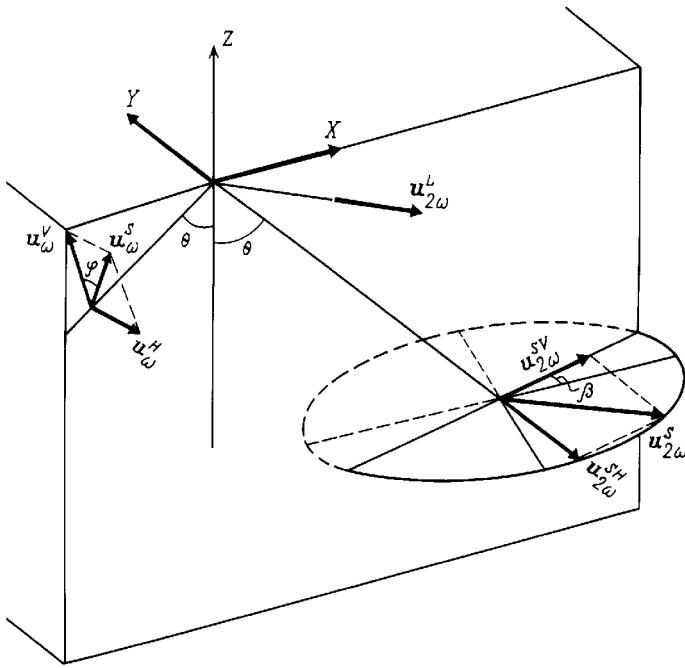


Рис. 1. Иллюстрация генерации волн удвоенной частоты ($u_{2\omega}^L, u_{2\omega}^S$) при нелинейном отражении сдвиговой волны (u_{ω}^S) от свободной границы твердого тела

Возникновение вертикально поляризованных компонент напряжений $P_{xz}^{2\omega}$ и $P_{zz}^{2\omega}$ на границе приводит к генерации отраженных волн второй гармоники, поляризованных в плоскости падения (SV- и L-волн). Согласно (2) и (3), эффективность генерации каждой из этих волн определяется аддитивным вкладом двух механизмов: взаимодействием вертикальных (P_{ik}^{VV}) и горизонтальных (P_{ik}^{HH}) компонент линейного волнового поля. При наличии в линейном поле только SH-компонент, как видно из (2) и (3), плоскость поляризации отраженной второй гармоники оказывается повернутой на 90° [2].

Перекрестное взаимодействие вертикальных (u_{ω}^V) и горизонтальных (u_{ω}^H) компонент падающей и отраженных волн основной частоты ведет к образованию сдвиговой волны второй гармоники с горизонтальной поляризацией (см. (4)).

В приближении заданного поля для волн основной частоты сохраняются условия линейного отражения, поэтому $u_{\omega}^V \sim u_{inc}^V = u_{inc}^V \cos \varphi$; $u_{\omega}^H \sim u_{inc}^H = u_{inc}^H \sin \varphi$, где φ — угол наклона плоскости поляризации падающей волны к плоскости падения (см. рис. 1). Тогда из (2)–(4) аналогично (1) получаем соотношения для амплитуд отраженных волн второй гармоники:

$$u_{2\omega}^L = u_L^{VV} + u_L^{HH} = \frac{1}{2}(\Gamma_L^{VV} \cos^2 \varphi + \Gamma_L^{HH} \sin^2 \varphi)k(u_{inc}^V)^2, \quad (5)$$

$$u_{2\omega}^{SV} = u_{SV}^{VV} + u_{SV}^{HH} = \frac{1}{2}(\Gamma_{SV}^{VV} \cos^2 \varphi + \Gamma_{SV}^{HH} \sin^2 \varphi)k(u_{inc}^V)^2, \quad (6)$$

$$u_{2\omega}^{SH} = \frac{\Gamma_{SH}^{VH}}{4} \sin 2\varphi (u_{inc}^V)^2. \quad (7)$$

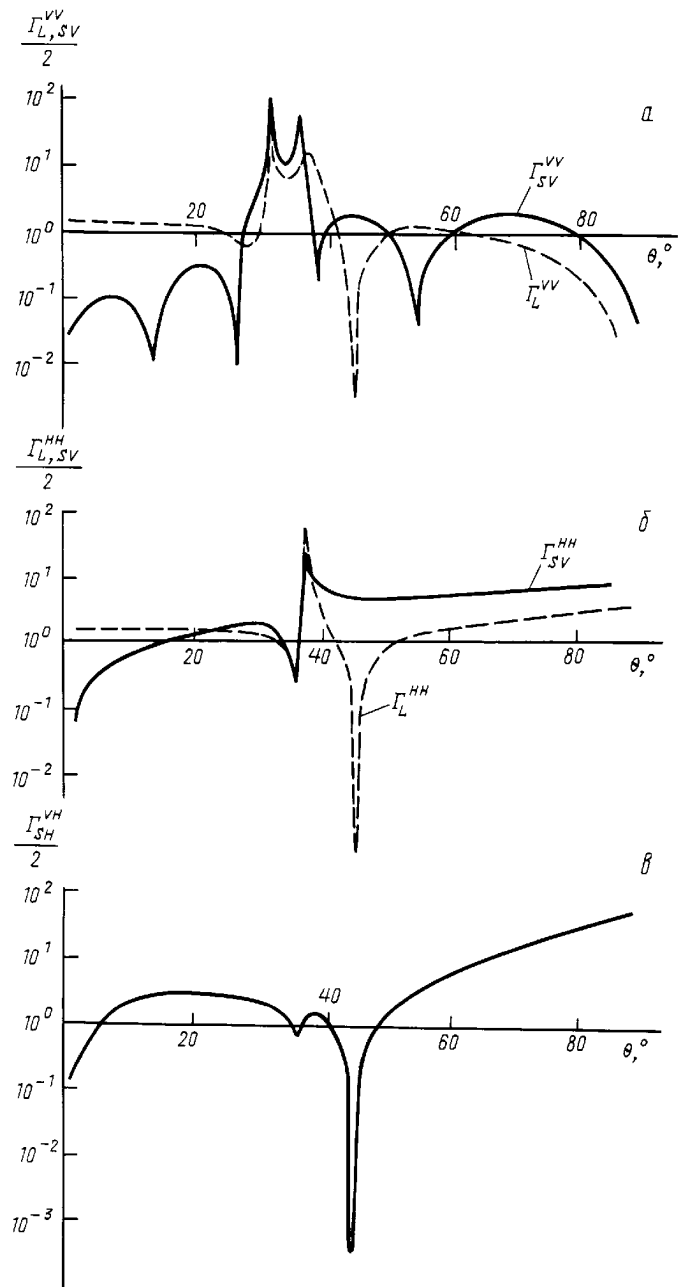


Рис. 2. Зависимости коэффициентов нелинейного отражения от угла падения волны основной частоты для свободной поверхности стекла

Здесь Γ_M^{PQ} — коэффициенты нелинейного отражения (генерации) волн M-типа, обусловленные взаимодействием P- и Q-компонент волнового поля основной частоты.

Результаты расчетов угловых зависимостей коэффициентов нелинейного отражения для свободной поверхности стекла, проведенные по описанной выше методике, представлены на рис. 2, а, б, в. При расчетах использовались значения модулей упругости 2-го и 3-го порядков оптического стекла пирекс, приведенные в [4]. Из рис. 2 видно, что при квазинормальном падении поперечных волн возникает только продольная волна второй гармоники. Резонансное поведение $\Gamma_{L,SV}$ (см. рис. 2, б, в) в особых точках

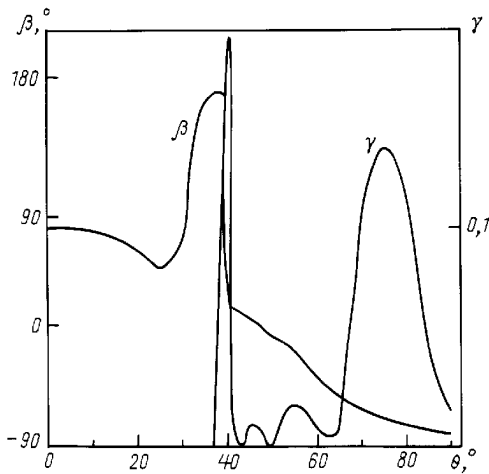


Рис. 3. Зависимости отношения полуосей эллипса смещенной второй гармоники γ и наклона его большой полуоси к плоскости падения β от угла падения волны основной частоты

линейного волнового поля соответствует критическому отражению ($\theta \approx 37,5^\circ$) и обращению в нуль амплитуды отраженной продольной волны ($\theta = 45^\circ$). Дополнительные минимумы Γ_{SV}^{VV} на рис. 2, а связаны с особенностями нелинейного волнового поля — наличием дополнительных особых точек для вынужденных волн второй гармоники.

Поскольку, согласно (6) и (7), SV - и SH -компоненты отраженной сдвиговой второй гармоники $u_{2\omega}^S$ образуются с разной эффективностью, определяемой величинами Γ_{SV} и Γ_{SH} , то плоскость поляризации отраженной гармоники не совпадает с плоскостью поляризации отраженной волны основной частоты. Угол наклона плоскости поляризации гармоники к плоскости падения $\beta = \arctg(u_{2\omega}^{SH}/u_{2\omega}^{SV})$ зависит от угла падения и от линейных и нелинейных упругих свойств материала.

При угле падения $\theta < \theta_{cr}$ углы отражения и линейные коэффициенты отражения, а значит, и $u_{2\omega}^{SH}/u_{2\omega}^{SV}$ — действительные числа и, следовательно, отраженная гармоника является линейно поляризованной волной. В закритической области все указанные выше величины становятся комплексными. Сдвиг фаз между SV - и SH -компонентами означает возникновение эллиптически поляризованной поперечной волны второй гармоники.

Результаты численных расчетов параметров эллипса: угла наклона большой полуоси к плоскости падения и эллиптичности (отношения полуосей) приведены на рис. 3. Видно, что в докритической области с увеличением θ отраженная вторая гармоника переходит из SH - в SV -волну. Вблизи критического угла происходит резкий поворот плоскости поляризации; в закритической области (области скользящего падения) поляризация может приближаться к круговой, а большая ось эллипса ориентируется перпендикулярно плоскости падения. Такое поведение в целом хорошо соответствует данным рис. 2, а, б, в.

При заданной величине θ зависимости амплитуд гармоник от угла поляризации падающей волны φ имеют простой аналитический вид (см. (5)–(7)).

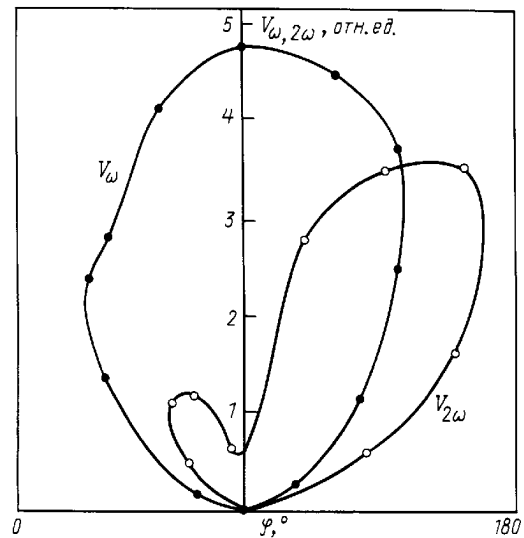


Рис. 4. Зависимости амплитуд SH -компонент волн основной частоты и второй гармоники от угла поворота плоскости поляризации падающей сдвиговой волны

L - и SV -гармоники существуют при любой поляризации падающей поперечной волны основной частоты.

Горизонтально поляризованная волна второй гармоники возникает, только если основная волна поляризована наклонно к плоскости падения. При этом поляризационные зависимости амплитуд отраженных SH -волн основной частоты и волны второй гармоники, согласно (7), должны существенно различаться: $u_{\omega}^{SH} \sim |\sin \varphi|$, а $u_{2\omega}^{SH} \sim |\sin 2\varphi|$.

Экспериментальная проверка поляризационных закономерностей нелинейного отражения проводилась для поперечной волны частотой 19,8 МГц, падающей на поверхность стеклянного образца под углом $\theta \cong 60^\circ$. Возбуждение и прием поперечных волн осуществлялись полуволновыми кварцевыми преобразователями YX -среза. Для исследования угловых зависимостей излучающий преобразователь поворачивался вокруг оси звукового пучка. Акустический контакт при этом поддерживался с помощью тонкого слоя эпоксидной смолы, дополнительные потери в котором составляли около 6 дБ.

Ранее сообщалось о генерации SV -волны второй гармоники при отражении SV - [5] и SH -волн [2]. Третий случай — генерация SH -волны второй гармоники — иллюстрируется на рис. 4. Для регистрации SH -волн основной частоты и второй гармоники приемные преобразователи неподвижно приклеивались к грани образца так, чтобы ось Y кварца была параллельна оси Y на рис. 1.

Согласно рис. 4, максимум SH -компоненты отраженной волны основной частоты реализуется при горизонтальной поляризации падающей волны ($\varphi = 90^\circ$). Поляризация отраженной второй гармоники существенно иная: SH -компонента достигает максимума при наклонной поляризации основной волны ($\varphi \cong 45^\circ, 135^\circ$), что подтверждает теоретически предсказанную зависимость $u_{2\omega}^{SH} \sim \sin 2\varphi$.

Асимметрия амплитуд двух лепестков этой кривой обусловлена погрешностью эксперимента: смещением звукового пучка при повороте излучателя вследствие неравномерности вязкого слоя, обеспечивающего акустический контакт излучателя.

В заключение отметим, что различие поляризации второй гармоники и основной волны обуславливает специфический механизм искажения нелинейных волн, впервые отмеченный в [6] для нелинейного распространения поперечных волн вдоль акустических осей кристаллов. Согласно полученным выше результатам, при нелинейном отражении поляризационные эффекты имеют более общий характер и проявляются даже для изотропных тел. Эти явления могут не только представлять научный интерес, но и использоваться в качестве новой поляризационной методики неразрушающего контроля нелинейных свойств материалов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-02-17787).

Литература

1. Shui Y., Mao Y., Wu W., Solodov I.Yu. // Proc. IEEE Ultrasonic Symp. Denver. 1987. V. 1. P. 429.
2. Северин Ф.М., Солодов И.Ю. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. № 5. С. 84 (Moscow University Phys. Bull. 1988. No. 5. P. 92).
3. Солодов И.Ю. // Там же. 1994. № 6. С. 13. (Ibid. 1994. No. 6. P. 1).
4. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М., 1966.
5. Северин Ф.М., Солодов И.Ю., Шкуланов Ю.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. № 4. С. 94 (Moscow University Phys. Bull. 1988. No. 4. P. 105).
6. Лямов В.Е. Поляризационные эффекты и анизотропия акустических волн в кристаллах. М., 1983.

Поступила в редакцию
30.03.98

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.622.4; 669.018.5

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ СПЛАВОВ $Ni_{100-x}P_x$ В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

С. Д. Антипов, Г. Е. Горюнов, М. В. Иванов*), А. Л. Колумбаев,
Ю. М. Полукаров*), П. Н. Стеценко, Чжан Цзянго

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Проведен синтез пленок сплавов $Ni_{100-x}P_x$ ($x = 2, 44 \div 16, 8$ ат.% Р) методом химического осаждения на медной подложке. Рентгенографические и магнитные измерения показали, что в исходном состоянии сплав находится в нанокристаллическом суперпарамагнитном состоянии. Температурные исследования намагниченности для сплава с $x = 16, 8$ ат.% Р выявили в области магнитного фазового перехода аномальный характер тепловыделения и теплопоглощения.

Введение

В равновесном состоянии взаимная растворимость Ni и P очень мала [1], и традиционные методы синтеза сплавов этих элементов практически всегда приводят к существованию гетерофазного состояния, за исключением тех случаев, когда в сплавах реализуются аморфные состояния.

Применение методов химического осаждения позволило синтезировать однофазные образцы этих сплавов в состоянии метастабильного твердого раствора в широком диапазоне концентраций [2]. Очень существенное значение имеет тот факт, что в определенных областях концентраций метастабильные твердые растворы непосредственно после их осаждения представляют собой ультрадисперсную структуру с размерами кристаллических зерен, соответствующими нанокристаллическому состоянию. Выбор

определенных технологических параметров химического осаждения дает возможность существенно варьировать фазовое состояние данной системы сплавов, в частности получать широкую область гомогенности метастабильных твердых растворов, реализовать аморфное или высокодисперсное нанокристаллическое состояние синтезированных тонких магнитных пленок [3]. Эти изменения фазового состояния значительно влияют на характер магнитного фазового перехода: изменяются значения температур Кюри и вид температурной зависимости намагниченности в критической области температур.

В настоящей работе проведено исследование особенностей магнитных фазовых переходов в гомогенных тонких магнитных пленках сплавов $Ni_{100-x}P_x$, где $x = (2, 44 \div 16, 8)$ ат.% Р, представлявших собой метастабильные твердые растворы. Пленки были

*) Институт физической химии РАН, Москва.