

представлена амплитудно-частотная характеристика акустооптического модулятора с волновым гетеродинированием продольными упругими волнами в молибдате свинца, зарегистрированная многоэлементным фотоприемником типа ЛФ-1024/25. Полученные результаты показывают эффективность применения гетеродинирования упругими волнами для повышения диапазона рабочих частот акустооптических устройств оптической обработки информации, а также для обеспечения их высокого разрешения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А х м а н о в С.А., В ы с л о у х В.А., Ч и р к и н А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
- [2] С у х о р у к о в А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике М. Наука, 1988. 232 с.
- [3] Г и б б с Х. Оптическая бистабильность М.: Мир, 1988, 520 с.
- [4] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган М.: Наука, 1979, 832 с.
- [5] В и н о г р а д о в а М.Б., Р у д е н к о О.В., С у х о р у к о в А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.

Поступило в Редакцию
18 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 13 12 июля 1989 г.
03; 12

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ НА РАЗВИТИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭЛЕЯ-ТЭЙЛОРА

С.Г. З а й ц е в, Е.И. Ч е б о т а р е в а,
С.Н. Т и т о в, В.Б. Р о з а н о в,
Е.Г. Г а м а л и й, И.Г. Л е б о

Экспериментальные исследования движения границы контакта жидкость-жидкость и жидкость-газ (см., например, [1, 2]) обнаружили, что в случае ускоренного движения, сообщаемого тяжелой среде более легкой, граница контакта оказывается неустойчивой - неустойчивость Рэлей-Тэйлора (НРТ). Значения ускорения $-g$ в экспериментальных исследованиях НРТ изменялись от 1 до $10^2 g_0$ ($g_0 = 989 \text{ см с}^{-2}$). Характерной особенностью этих экспериментов являлся разрыв плотности на границе контактирующих сред. Эксперименты обнаружили, что на начальной стадии развития неустойчивости, для которой $a_0 < \lambda$ (a_0 и λ значений начальной амплитуды

и длины волны возмущения), рост амплитуды с течением времени определяется экспоненциальным законом с инкрементом $\gamma_0 = \sqrt{gkA}$,

где $k = 2\pi\lambda^{-1}$; $A = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$. В [3] дано теоретическое описание этого

процесса в предположении несжимаемости сред и $g = \text{const}$. Анализ НРТ, выполненный для переходного слоя, в котором плотность изменяется непрерывно [4], обнаружил, что инкремент роста амплитуды возмущения для слоя меньше, чем для границы, на которой плотность терпит разрыв. Выражение для инкремента роста возмущения переходного слоя, полученное в [4], имеет вид

$$\gamma_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ [4k^2 c^2 N^2 + k^4 c^4]^{1/2} - k^2 c^2 \right\}^{1/2},$$

где $N^2 = gk\rho - g^2 c^2$, $k\rho = \frac{\partial \ln \rho}{\partial x}$, c — скорость звука.

С целью экспериментального изучения влияния переходного слоя на скорость роста области контактного перемешивания (ОКП) создана установка, представляющая собой вертикально расположенный канал с сечением $7.2 \times 7.2 \text{ см}^2$. В нижней части канала устанавливалась измерительная секция с боковыми стенками из оптического стекла. В поле зрения размещалась быстроудаляемая пластина, разделяющая канал на две части: верхняя часть заполнялась горючей смесью ($0.45 \text{ Н}_2 + 0.55 \text{ О}_2$), нижняя часть наполнялась аргоном. Перед опытом давление газов в верхней и нижней частях канала было строго одинаковым и равным 0.5 атм . Регистрация процесса осуществлялась с помощью интерферометра Маха-Цендера.

После выдвигания пластины из канала образовывалась область контактного перемешивания в виде слоя с монотонным изменением плотности при переходе через нее вдоль оси x (рис. 1). Время удаления пластины 0.1 с . Фронты, отделяющие ОКП от „чистых“ газов, ψ и χ , определяются как геометрическое место точек, в которых кривизна интерференционных полос максимальна. Форма фронтов зависит от скорости движения пластины. Вначале движения скорость мала и фронты ψ и χ описываются монотонными линиями. После достижения пластиной скорости, при которой $Re \sim 10^2$ ($Re = \delta \sigma v^{-2}$; δ — толщина пластины, σ — скорость ее движения, ν — вязкость) на фронтах ψ и χ появляются возмущения и ОКП принимает форму волнообразной полосы. Для количественного описания ОКП в работе вводятся следующие обозначения: $\Delta = \Delta(y, t)$ — ширина ОКП, определяемая процессами диффузии; a_ψ, a_χ — амплитуды возмущений, возникающих на фронтах ψ, χ , которые в пределах точности эксперимента одинаковы; λ — длина волны этих возмущений; L — протяженность ОКП, определяемая расстоянием между точками максимального проникновения газов.

После удаления пластины из канала в верхней его части инициировался фронт пламени. Перед фронтом пламени формировалась волна сжатия. В результате взаимодействия волны сжатия с ОКП вниз по каналу распространялась преломленная волна сжатия, сообщающая ускоренное движение аргону. При этом область контактного

а

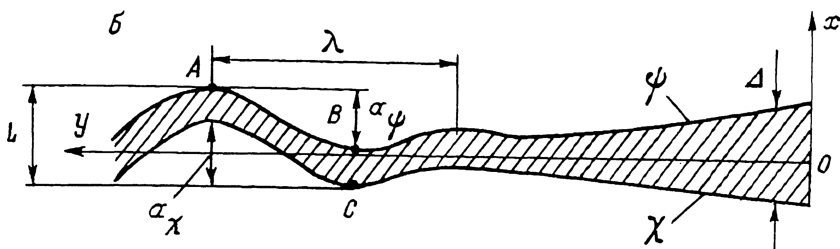
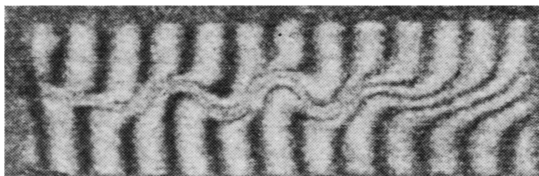


Рис. 1. Область контактного перемешивания (ОКП). а - интерферограмма ОКП, б - схема ОКП: ψ , χ - фронты, отделяющие ОКП от „чистых“ газов. a_ψ , a_χ - амплитуды возмущений на ψ и χ . λ - длина волны, L - полная протяженность ОКП, Δ - толщина ОКП, определяемая диффузией.

перемешивания, сжимаясь, начинала ускоренно перемещаться в направлении оси x .

Для изучения развития области контакта в процессе движения производилась регистрация серии кадров, дающих мгновенное изображение ОКП в различные моменты времени. Интерферограммы использовались для построения траекторий движения точек A , B , C на фронтах ψ и χ (рис. 1). Траектория каждой точки аппроксимировалась полиномом, коэффициенты которого подбирались с использованием метода наименьших квадратов. Совместное рассмотрение траекторий точек A , B , C использовалось для определения $a_\psi(t)$, $a_\chi(t)$, $L(t)$ и $\Delta(t)$. Для всего интервала времени изучаемого процесса $a_\psi, a_\chi < \lambda$. Ускорение, испытываемое ОКП, равняется $(3 \pm 2) \cdot 10^7$ см·с⁻². Обработка показала, что движение ОКП сопровождается уменьшением ширины Δ за время наблюдения процесса (около 10^{-3} с) на 40%. Начальное значение Δ (перед приходом переднего фронта волны сжатия) равно 1 см. Результаты измерения a_ψ даны на рис. 2. Рост амплитуды фронта ОКП с течением времени обнаруживает две стадии, отличающиеся скоростью изменения a_ψ . Аппроксимируя первую стадию ($0 < t < 350$ мкс) экспоненциальной зависимостью, получим для инкремента значение $\gamma = (5 \pm 3) \cdot 10^2$ с⁻¹. На второй стадии скорость

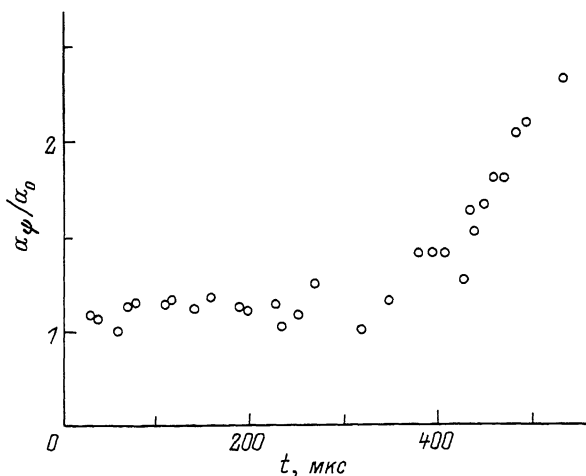


Рис. 2. Амплитуда возмущения в функции времени.

роста α_φ резко увеличивается, соответствующее значение $\mathcal{J} = (50 \pm 10) \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$.

Величина \mathcal{J}_0 для используемых в работе режимов ($\lambda = 1.5 \text{ см}$, $\mathcal{J} = 3 \cdot 10^7 \text{ см с}^{-2}$) равна $66 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$. Значение \mathcal{J}_1 (при толщине слоя $0,6 \text{ см}$) равно $60 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$. Как видно экспериментально наблюдаемые значения оказываются ниже расчетных.

Существование „скрытого периода“ в развитии переходного слоя, испытывающего ускоренное движение, для несжимаемых сред было обнаружено в [5]. В течение этого периода не наблюдалось изменений переходного слоя, а после его окончания происходило бурное развитие слоя, сопровождающееся перемешиванием и увеличением толщины слоя.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] L e w i s D.J. // Proc. Roy. Soc. 1950. 202A. P. 81-96.
- [2] E m m o n s H.W., C h a n g C.T. and W a t s o n B.C. // J. Fluid. Mech. 1960. V. 7. N 2. P. 177-190.
- [3] T a y l o r G.J. // Proc. Roy. Soc. 1950. 201A. P. 192-196.
- [4] Г а м а л и й Е.Г., Н е у в а ж а е в В.Е., Ш и б а р ш о в А.И. Сб.: Численные методы механики сплошной среды, 1976, 7, 1, с. 47-56.
- [5] А р д а ш о в а Р.И., Б а л а б и н С.И., В о л о ш и н И.П., К у ч е р е н к о Ю.А., П т и ц и н а Н.И.,

Поступило в Редакцию
20 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 13

12 июля 1989 г.

0.8

К ОЦЕНКЕ МАГНИТО-РЕЗОНАНСНОГО УПРАВЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ КОНТРАСТНОСТЬЮ РАЗРЫВОВ ФЕРРИТОВЫХ КРИСТАЛЛОВ

Н.С. Ш е в я х о в

Интерес к отражению акустических волн (АВ) от границ ферритовых кристаллов стимулировался в основном изучением поляризационных эффектов [1-5]. Ограничение нормальным падением [1-3] и представление ферромагнетика эффективной средой с асимметричной упругостью [4, 5] исключало адекватную оценку резонансного отклика магнитной подсистемы на наклонно падающую АВ, что в интересах приложений необходимо для определения эффективности магниторезонансного управления акустической контрастностью разрывов свойств среды.

Рассмотрим отражение сдвиговой, поляризованной по оси Z монохроматической волны от границы $y=0$ кристаллов ферритов-гранатов с плоскостями (001) , совмещенными с плоскостью падения xOy . Различия предположим магнитным параметрам (в таком случае комбинация кристаллов имитирует разрывы свойств ферритового монокристалла на резком фронте однородного легирования примесью), и примем, что в статических условиях магнитные полюса на разрыве отсутствуют. Для внешнего поля $\vec{H}_0 // z$, обеспечивающего монодоменность кристаллов с намагниченностями насыщения $\vec{M}_{Sj} // z$ и внутренними полями $\vec{H}_{ij} // z$ ($j=1$ при $y > 0$, $j=2$ при $y < 0$), после исключения размагничивающего фактора имеем соотношение:

$$H_{i2} = H_0 + (H_{i1} - H_0) M_{S2} / M_{S1}, \quad (1)$$

где $H_{i1} = \epsilon H_0$, ϵ - обобщенный коэффициент связи внутреннего и внешнего поля над границей (вследствие перенормирующего действия поля магнитной анизотропии $\epsilon > 1$).

По традиционной схеме [6] сопутствующее сдвиговым волнам магнитное поле \vec{h}_y полагаем слабым и ортогональным

$$\vec{h}_y \ll H_{ij}, \quad \vec{h}_y \perp \vec{H}_{ij}.$$