

и его дальнейшее медленное убывание. Очевидно, что скачкообразные изменения поглощения вызваны светом, а медленные — тепловыми эффектами.

Эти результаты были получены в кристаллах с $N_{II} < N_{II}$. В кристаллах CdS с $N_{II} > N_{II}$ наблюдался обратный эффект — увеличение поглощения и уменьшение скорости ультразвука при освещении с существенно иным ходом зависимости Δ и $\delta v/v$ от ϵ . Электронное поглощение и в этом случае было значительно меньше ДПУ.

Ясно, что в основе наблюдаемых явлений лежит взаимодействие колеблющихся дислокаций с заряженными центрами, возникающими при освещении. В зависимости от типа дислокаций эти центры могут как затруднять движение (базисная плоскость скольжения), так и облегчать (призматическая плоскость скольжения). Расчеты по теории Гранато—Люкке [1] показывают, что наблюдаемое при $T = 370$ К уменьшение поглощения на $\approx 5,5$ дБ соответствует увеличению концентрации центров закрепления на $\approx 17\%$.

На основании полученных результатов можно предположить, что наблюдавшееся в работе [6] на образцах А уменьшение поглощения ультразвука при освещении было вызвано закреплением дислокаций. Эти образцы, вероятно, имели высокую плотность дислокаций в базисной плоскости и ДПУ в них значительно превышало электронное поглощение.

В заключение заметим, что в CdS при освещении можно наблюдать и ложное акустическое просветление, связанное с методикой эксперимента [10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гранато А., Люкке К. Струнная модель дислокаций и дислокационное поглощение звука. Физическая акустика. Т. IV. Ч. А. Гл. 6 / Под ред. Мэзона У. М.: Мир, 1969.
2. Гордон Р. Влияние освещения на механические свойства щелочногалогидных кристаллов. Физическая акустика. Т. 3. Ч. Б. Гл. 3 / Под ред. Мэзона У. М.: Мир, 1968.
3. Голосовский И. А., Сойфер Я. М. Исследование природы фототорможения дислокаций в NaCl с F-центрами // ЖЭТФ. 1981. Т. 80 № 5. С. 2068—2077.
4. Голосовский М. А., Сойфер Я. М. Фотодемпфирование дислокаций в кристаллах KCl // ФТТ. 1982. Т. 24. № 11. С. 3327—3332.
5. Голосовский М. А., Сойфер Я. М. Влияние света на дислокационное внутреннее трение и дислокационный заряд в кристаллах NaCl с F-центрами // Внутреннее трение в металлах и неорганических материалах. М.: Наука, 1982. С. 180—184.
6. Nipe H. D., Truell R. Photosensitive — Ultrasonic Properties of Cadmium Sulfide // Phys. Rev. 1961. V. 123. № 3. P. 799—803.
7. Мак-Фи Дж. Распространение и усиление звуковых волн в пьезоэлектрических полупроводниках // Физическая акустика. Т. 4. Ч. А. Гл. 1 / Под ред. Мэзона У. М.: Мир, 1969.
8. Варданян Р. А., Кравченко В. Я., Осипьян Ю. А. К вопросу о механизме фотопластического эффекта // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 6. С. 248—250.
9. Здебский А. П., Шейнкман М. К., Аннаниязов А. Н., Гарягдыев Г. Влияние ультразвукового нагружения на акустические и электрические характеристики CdS // ФТТ. 1987. Т. 29. № 4. С. 1135—1140.
10. Варданян Р. П. К методике измерения фоточувствительного затухания ультразвука в пьезополупроводниках // Изв. АН АрмССР. Физика. 1985. Т. 20. № 1. С. 18—22.

Ереванский государственный университет

Поступило в редакцию
07.02.89

УДК 534.23

© 1990 г.

С. П. Драган, И. В. Лебедева

ХАРАКТЕРИСТИКИ ДАТЧИКОВ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ В ШИРОКОМ ДИНАМИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Амплитудно-частотные характеристики датчиков термоанемометра, используемых в акустических измерениях, изучались в работах [1, 2]. Они были получены в интерферометре в поле стоячей и бегущей волн. При этом была обнаружена существенная зависимость показаний термоанемометра от частоты. Однако использованные методы позволили произвести градуировку в ограниченном динамическом диапазоне. Это ограничение касается в первую очередь низких частот, представляющих в настоящее время большой интерес для практики.

Возможность расширения динамического и частотного диапазонов появилась в связи с развитием модифицированного метода двух микрофонов, предложенного в работе

[3]. Этот простой метод удобен тем, что практически не имеет ограничений по частоте. Звук от громкоговорителя распространяется в волноводе, противоположный конец которого оканчивается жесткой стенкой или резонансной системой. Двумя микрофонами, стационарно закрепленными на боковой стенке интерферометра, измеряются уровни звукового давления p_1 и p_2 и разность фаз между ними $\Delta\varphi$. Начало координат взято в плоскости первого микрофона — ближнего к громкоговорителю, ось x направлена в противоположную сторону, второй микрофон расположен на расстоянии $x = l_1$, импедансная поверхность — на расстоянии $x = l_2$.

Давление в плоскостях расположения микрофонов записывается в виде

$$p_2 = A(1 - r), \quad p_2 \exp(i\Delta\varphi) = A \exp(-ikl_1)[1 - r \exp(2ikl_1)], \quad (1)$$

где A — давление в падающей волне, r — комплексный коэффициент отражения $r = |r| \exp(i\theta)$, θ — аргумент коэффициента отражения при $x = 0$, k — волновое число. Датчик термоанемометра помещается на оси трубы на расстоянии l_3 от первого микрофона. Скорость в этой точке записывается в виде

$$v_3 = (1/\rho c)A \exp(-ikl_3)[1 + r \exp(2ikl_3)]. \quad (2)$$

Выражения для $|r|$ и θ даны в [3], а давление в падающей волне определяется из уравнения (1)

$$A = p_1/[1 - |r| \exp(i\theta)] \quad \text{и модуль } |A| = p_1/(1 + r^2 - 2|r| \cos \theta)^{1/2}. \quad (3)$$

Подставляя $|A|$ в выражение (2) и выделяя амплитуду колебательной скорости, имеем

$$|v_3| = \frac{p_1}{\rho c} \left[\frac{1 + r^2 + 2|r| \cos(\theta + 2kl_3)}{1 + r^2 - 2|r| \cos \theta} \right]^{1/2} \quad (4)$$

Сопоставление рассчитанных значений скорости с показаниями выходного прибора термоанемометра дает градуировочную кривую. Таким образом можно производить градуировку датчиков колебательной скорости в широком частотном диапазоне в любом сложном поле. При этом для градуировки на низких частотах можно пользоваться интерферометром небольшой длины. Как следует из анализа расчетных формул, на расстояние l_1 накладывается только одно ограничение: оно не должно быть кратным $\lambda/4$.

Для расширения динамического диапазона была использована идея размещать датчик в «горле» резонатора, где на резонансной частоте амплитуда колебательной скорости достигает максимальной величины. Скорость на поверхности резонатора определяется по формуле (4), если положить $l_3 = l_2$. Далее, предполагая постоянство объемных скоростей при переходе из сечения трубы к отверстию, получаем для амплитуды колебательной скорости в горле $v_r = v_3/\eta$, где η — отношение площади отверстия к площади поперечного сечения трубы. Таким образом, можно записать:

$$v_r = \frac{p_1}{\rho c \eta} \left[\frac{1 + r^2 + 2|r| \cos(\theta + 2kl_2)}{1 + r^2 - 2|r| \cos \theta} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Для проверки справедливости предлагаемых методов были проведены сравнительные измерения. Сравнивались амплитудно-частотные характеристики датчика, полученные в поле стоячей волны одновременно методом двух микрофонов (по формуле (4)) и методом, описанным в работе [1], где датчик термоанемометра находился на расстоянии $\lambda/4$ от жесткой стенки на конце волновода. При этом скорость рассчитывалась по давлению, измеренному непосредственно у жесткой стенки. Кроме того, на тех же частотах методом двух микрофонов были получены градуировочные характеристики при размещении датчика в горле резонатора. Во всех случаях чувствительный элемент датчика располагался на оси интерферометра параллельно фронту волны.

Измерения производились с различными резонансными системами в окончании трубы. Использовались единичные отверстия разного диаметра D в панелях разной толщины t ($D = 0,5-1$ см, $t = 0,05-4$ см и коэффициент перфорации $\eta = 0,045-0,18$), что при соответствующей глубине воздушного промежутка за панелью дало возможность охватить широкий частотный диапазон — от 25 Гц до 1 кГц. Уровни звукового давления в падающей волне на резонансной частоте достигали 153 дБ, что позволило осуществить градуировку в трубе до скоростей 2—2,5 м/с и в горле резонатора — до 10—15 м/с.

Поскольку вблизи отверстия наблюдается сложная картина циркуляционных и вихревых течений, важно располагать чувствительный элемент датчика на оси отверстия в таком его сечении, где оба полупериода колебаний имеют одинаковую амплитуду.

При измерении колебательной скорости методом двух микрофонов может возрасти систематическая ошибка, обусловленная фазочастотной рассогласованностью микрофонных трактов. Для повышения точности рекомендуется при фиксированной частоте и уровне звука менять местами микрофоны и в расчетах пользоваться усредненными значениями разности фаз $\Delta\varphi$. Тогда погрешность измерений составляет не более 15%.

При использовании низкочастотного резонатора, имеющего горло длиной 4 см, датчик вводился на входе, на выходе и в середине горла, где всегда соблюдалась идентичность обоих полупериодов. Полученные данные практически не различались между собой, что свидетельствует об отсутствии сужения струи в горле (так называемая *vena contracta*), хотя это явление учитывается в теоретических работах по звукопоглощению резонансных систем в интенсивных звуковых полях.

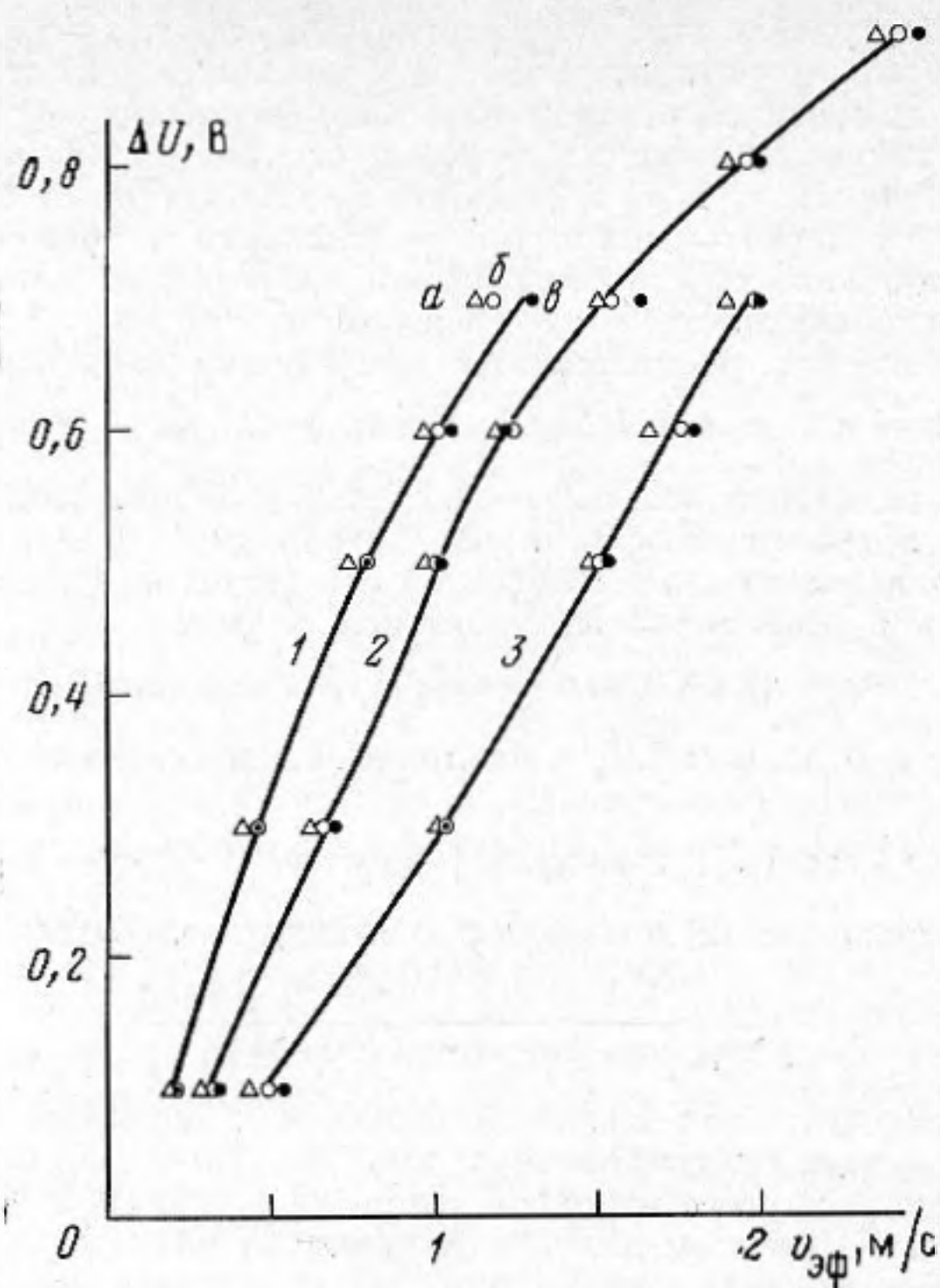


Рис. 1. Сравнительные данные по градуировке датчика термоанемометра: методом $\lambda/4$ — (а); методом двух микрофонов: в трубе — (б), в горле резонатора — (в); 1 — $f = 84$, 2 — 237, 3 — 840 Гц

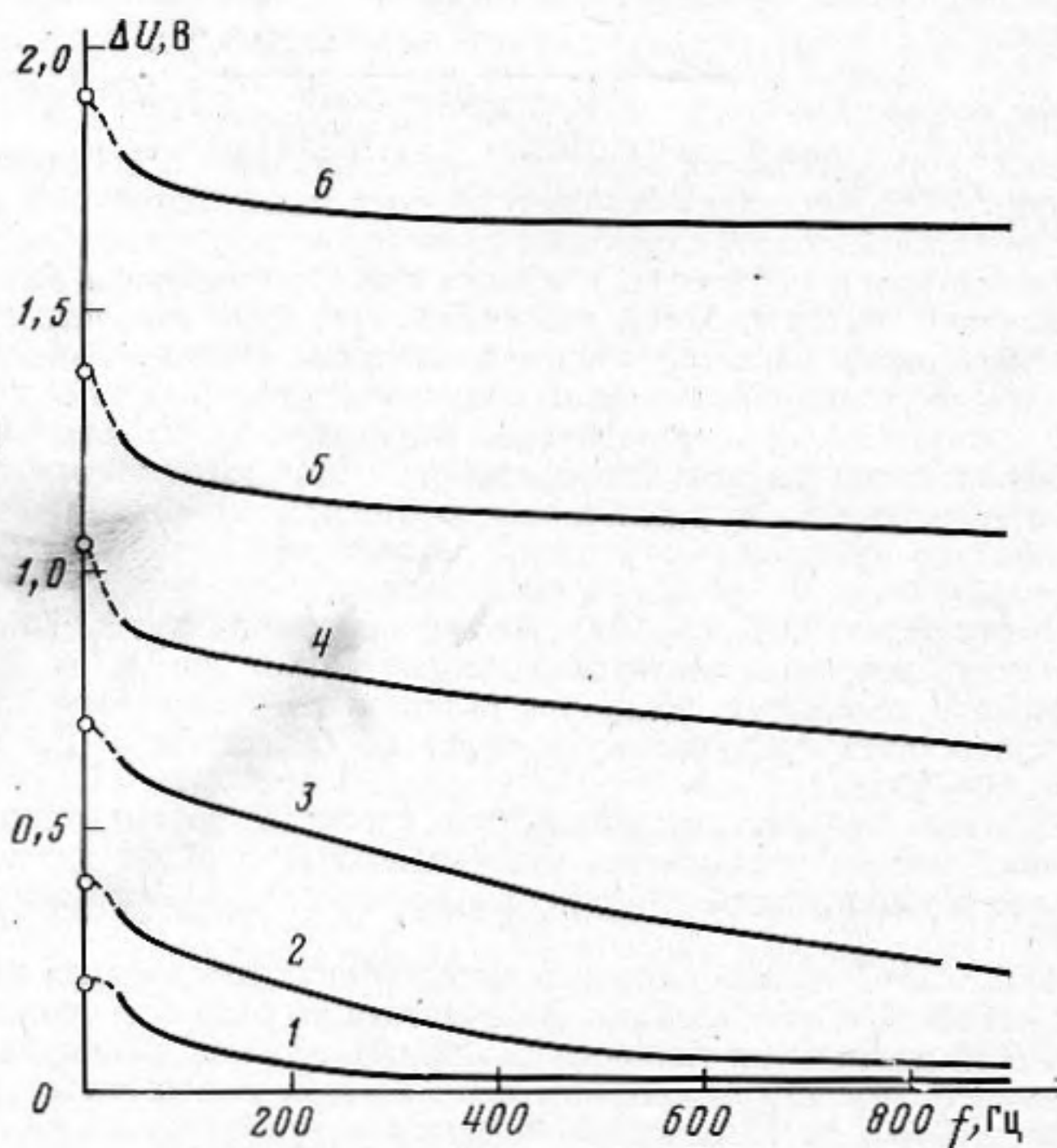


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика датчика термоанемометра: 1 — $v_{эф} = 0,2$ м/с; 2 — 0,4; 3 — 1; 4 — 2; 5 — 4; 6 — 10 м/с; на оси ординат даны соответствующие значения при стационарном потоке

Результаты сравнительных измерений для трех частот представлены на рис. 1. Здесь по оси ординат отложена разность выходных напряжений, регистрируемых в присутствии звукового поля (или потока) и без него, а на оси абсцисс — эффективные значения колебательной скорости. Видно, что данные измерений тремя способами в пределах точности акустических измерений хорошо согласуются между собой.

Убедившись в правомочности предлагаемого метода градуировки датчика при размещении его в горле резонатора, считаем возможным использовать этот метод в широком динамическом диапазоне. Таким способом были получены амплитудно-частотные характеристики датчика термоанемометра, имеющего чувствительный элемент из платино-вольфрамовой нити диаметром 5 мкм, длиной 2,2 мм при температуре нагретой нити 240° С и окружающей среды — 20° С. Эти данные представлены на рис. 2. Видно, что с повышением уровня звукового давления (и соответственно колебательной скорости) частотная зависимость становится менее выраженной, а показания термоанемометра приближаются к соответствующим значениям при стационарном потоке.

Полученные градуировочные кривые могут быть использованы для измерения колебательной скорости в поле плоской волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Драган С. П., Лебедева И. В., Трифанов В. П. Применение термоанемометра для исследования полей высокой интенсивности в аэроакустике // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 260—264.
2. Борисов С. А., Лебедева И. В. Метод резонансных труб для градуировки датчиков колебательной скорости // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 101—104.
3. Лебедева И. В., Драган С. П. Определение акустических характеристик в трубах с помощью двух микрофонов // Измер. техника. 1988. № 8. С. 52.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Поступило в редакцию
13.12.88

УДК 517.95; 550.34; 534.2

© 1990 г.

Н. Я. Кирпичникова, А. П. Киселев

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ УПРУГИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ВЕРТИКАЛЬНО-НЕОДНОРОДНОМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

Рассматриваются волны Лява и Рэлея в изотропном полупространстве $z > 0$ со свободной границей при произвольной зависимости параметров Ламе $\lambda(z)$, $\mu(z)$ и плотности $\rho(z)$ от глубины z . На поверхностях разрыва материальных параметров $z = \xi_1, \dots, \xi_N$ предполагается непрерывность смещений и напряжений. Колебания гармонические, множитель $\exp(-i\omega t)$ опущен. Волны считаются для простоты цилиндрическими с произвольной угловой зависимостью.

В результате учета поправочных членов в поверхностном [1—3] варианте лучевого метода получены простые явные выражения для аномальных (параллельных фронту в рэлеевском случае и перпендикулярных — в лявовском) составляющих поля¹. Рассмотрения относятся к модам с небольшими номерами.

Пусть e_r, e_α, e_z — орты цилиндрических координат, образующие правую тройку. Выделим быстро осциллирующую фазу и разложим амплитуду смещений u по обратным степеням круговой частоты, рассматриваемой в лучевом методе как большой параметр

$$u = e^{i\omega r/c} \{ (u + U/\omega + \dots) e_r + (v + V/\omega + \dots) e_\alpha + (w + W/\omega + \dots) e_z \}, \quad (1)$$

где c — фазовая скорость волны. Производным от амплитудных функций припишем порядки по большому параметру: $\partial/\partial x = O(1)$, $\partial/\partial y = O(1)$, $\partial/\partial z = O(\omega)$. Удобно ввести обозначение

$$D = \omega^{-1} \partial/\partial z; \quad D = O(1), \quad \omega \rightarrow \infty. \quad (2)$$

Рассмотрим цилиндрическую волну Лява, в нулевом приближении поляризованную как соответствующая плоская

$$u \equiv w \equiv 0, \quad v \neq 0. \quad (3)$$

Из уравнений движения и граничных условий в главном порядке получается

$$\left(D\mu D + \rho - \frac{\mu}{c^2} \right) v_k = 0, \quad z > 0; \quad (4)$$

$$Dv|_{z=0} = 0, \quad [v]|_{z=\xi_k} = [\mu Dv]|_{z=\xi_k} = 0, \quad k = 1, \dots, N; \quad (5)$$

¹ Подобные вопросы затронуты в [3] в малоинтересных для приложений частных случаях.