АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIX 1983 Вып. 3

УДК 534.231.1

О ВЕРТИКАЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКА В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

Абросимов Д. И.

Приведены результаты численных расчетов усредненной по трассе распространения интенсивности звука в подводном звуковом канале в случае точечного источника и вертикальной цепочки излучателей.

Будем понимать под вертикальным распределением интенсивности звука $\bar{I}(z)$ плотность потока энергии звукового поля в подводном звуковом канале, усредненную по трассе распространения [1—5]. При этом предположим, что масштаб усреднения R превышает максимальный пространственный период биений поля, вызванных интерференцией нормальных мод подводного звукового канала, но остается заведомо меньше расстояния r между источником и текущей координатой («приемником»). Разумеется, функция $\bar{I}(z)$ дает лишь грубое представление о распределении звуковой энергии по глубине подводного звукового канала, особенно на малых расстояниях от источника, где еще наблюдаются зоны конвергенции и тени. Однако при достаточно больших r, когда фазы нормальных мод можно считать случайными и взаимно некоррелированными (вследствие неэквидистантности спектра продольных волновых чисел и неоднородности гидрологии по трассе), зависимость $\bar{I}(z)$ дает верное представление о среднестатистическом распределении плотности потока энергии звукового поля по глубине канала.

До сих пор точный расчет вертикального распределения интенсивности проводился лишь для изоскоростного канала [5]. В случае стратифицированной среды применялись асимптотические методы [1—4]. В настоящей работе представлены результаты точного численного расчета вертикальной структуры поля в подводном звуковом канале.

Пусть в стратифицированной среде с плотностью $\rho=\mathrm{const}$ на глубине z_1 расположен источник звука мощностью P. Верхняя граница канала $z=0$ полагается плоской и абсолютно мягкой, дно $z=H$ — плоским и однородным, с плотностью ρ' и скоростью звука c'. Вертикальный профиль скорости звука в воде $c(z)$ и глубину канала H будем считать постоянными по трассе распространения. Поглощением звука в воде и дне пренебрежем.

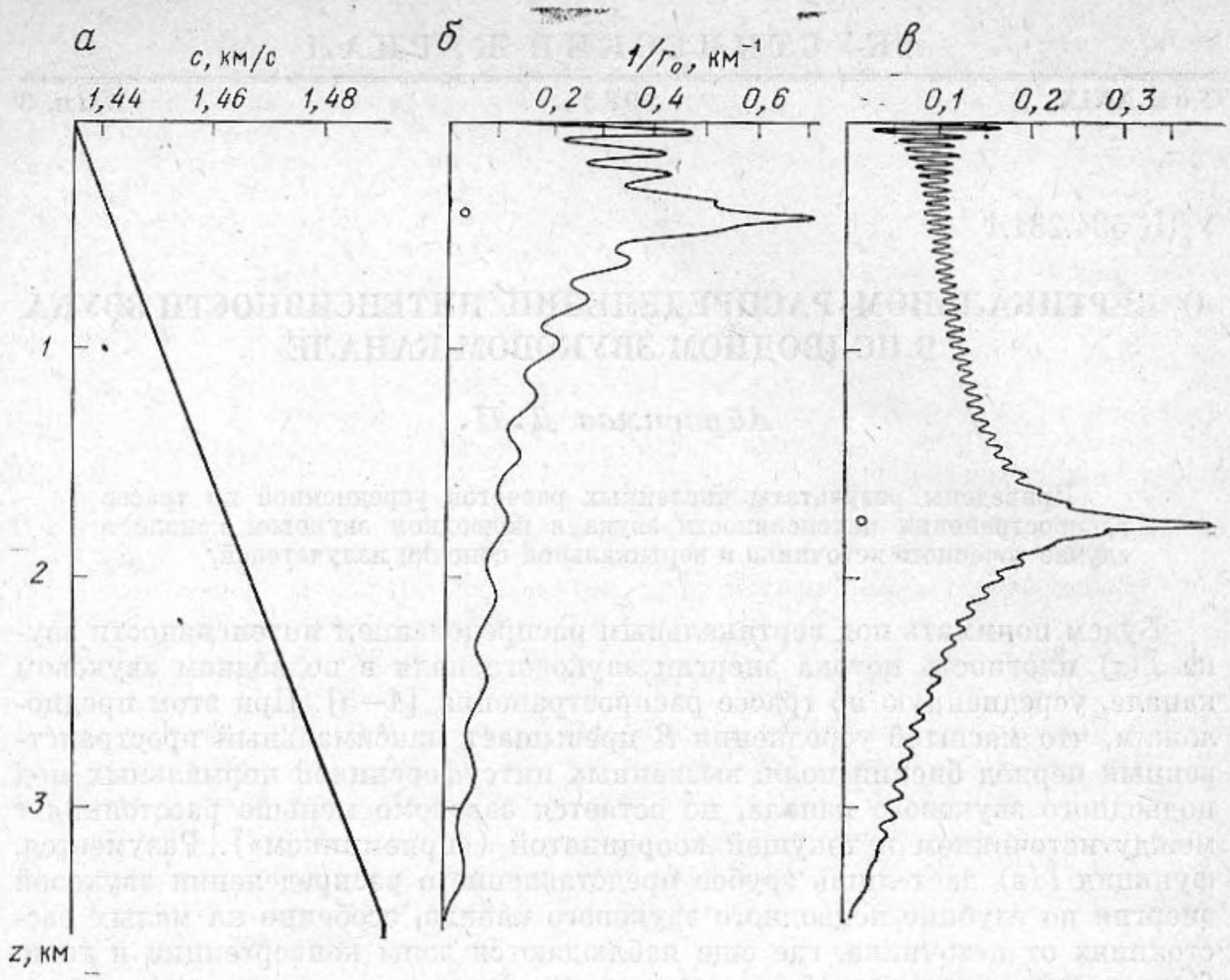
В рамках принятой моды плотность потока звуковой энергии на достаточно большом расстоянии r от источника выразится в виде суммы незатухающих мод [6]:

$$I(r,z)=\frac{Pc_1}{2rc}\sum_{m,n}\frac{\varphi_m(z_1)\varphi_n(z_1)}{\sqrt{k_mk_n}}\varphi_m(z)\varphi_n(z)e^{-i(k_m-k_n)r}, \tag{1}$$

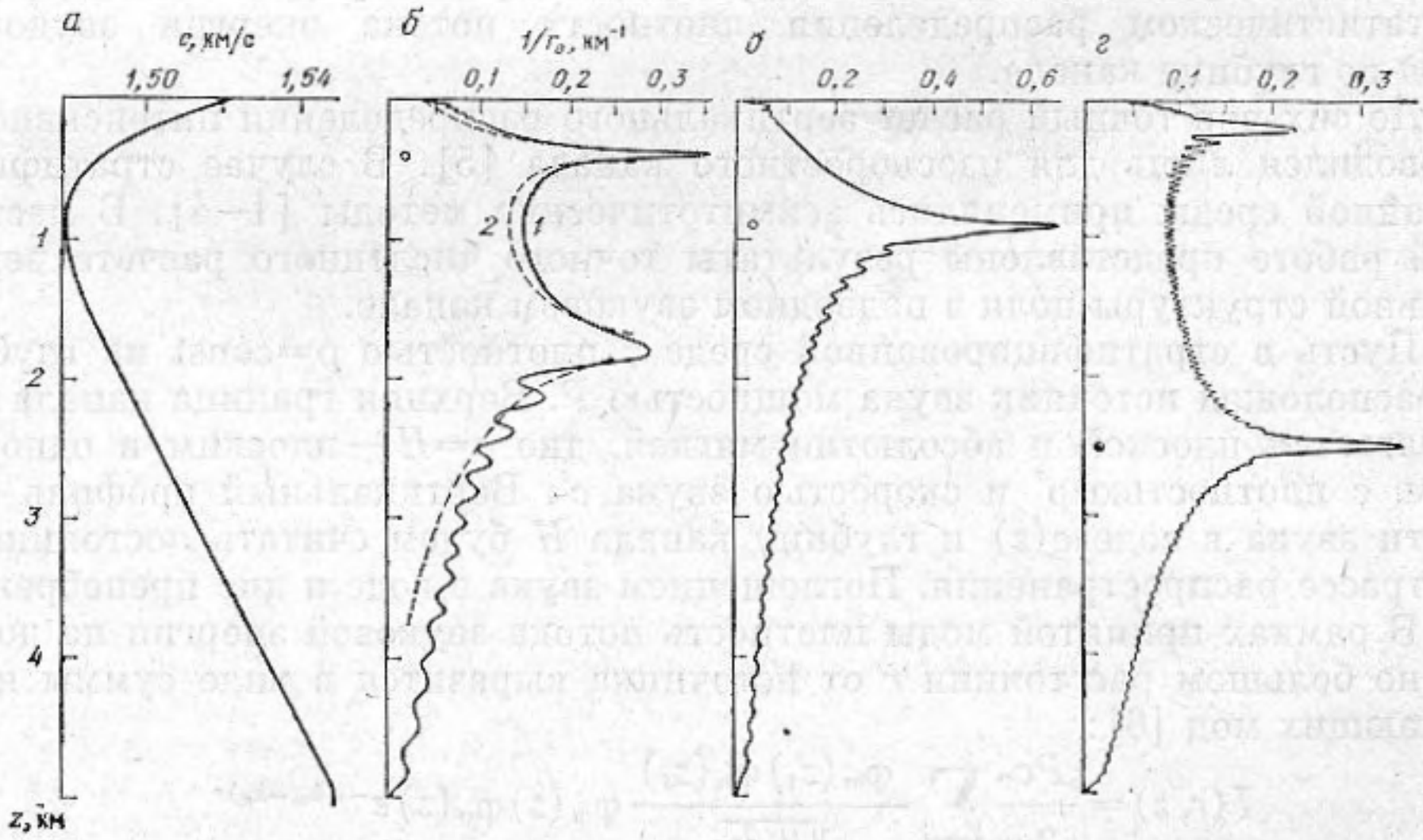
где $\varphi_m(z)$ и k_m — система нормированных собственных функций и собственных значений волновода, $c_1=c(z_1)$, суммирование ведется по всем модам с действительными k_m. Усреднив выражение (1) по координате r на масштабе $R=2\pi/\min(k_m-k_n)_{m\neq n}$, получим

$$\bar{I}(z)=\frac{Pc_1}{2rc}\sum_n A_n\varphi_n^2(z), \tag{2а}$$

$$A_n=\frac{\varphi_n^2(z_1)}{k_n}. \tag{2б}$$



Фиг. 1. Вертикальное распределение интенсивности звука, излученного точечным источником в арктическом подводном звуковом канале. *а* – профиль скорости звука $c(z)$, *б* – $z_1=0{,}4$ км, *в* – $z_1=1{,}75$ *км*



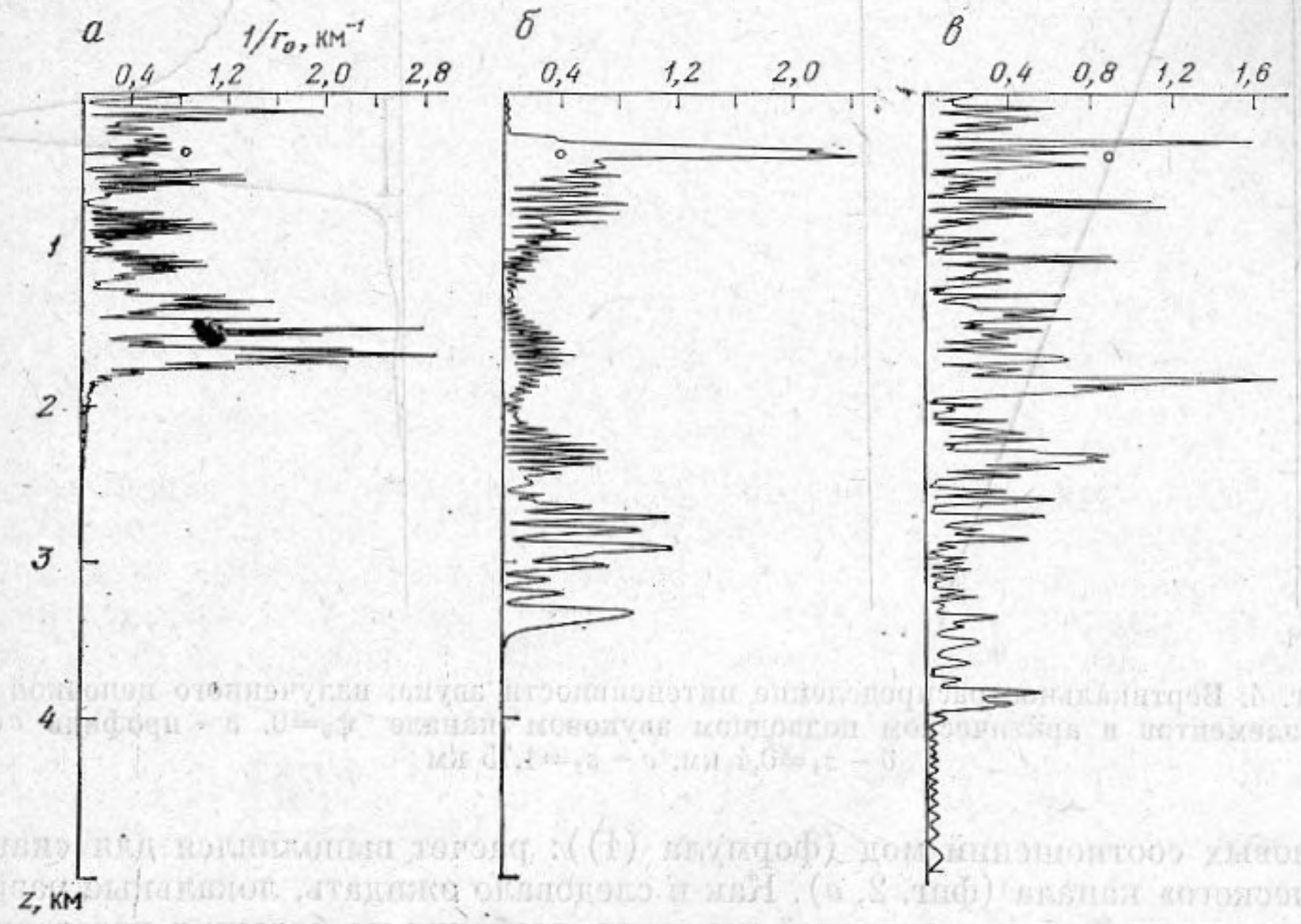
Фиг. 2. То же – в «каноническом» подводном звуковом канале. *а* – профиль $c(z)$, *б* – $z_1=0{,}4$ км: *1* – точный расчет, *2* – кривая, полученная методом работы [1], *в* – $z_1=z_0=0{,}9$ км, *г* – $z_1=2{,}5$ км

Заметим, что величина усредненной интенсивности звука $\bar{I}(z)$ связана с «переходным» расстоянием $r_0(z)$ соотношением [1]

$$\bar{I}(z)=\frac{Pc_1}{4\pi r r_0(z)\,c(z)}. \qquad (3)$$

Величиной r_0 удобно пользоваться при расчете средней интенсивности поля на достаточно больших расстояниях, считая, что при $r=r_0$ сферический закон расширения волнового фронта ($I\infty r^{-2}$) переходит в цилиндрический ($I\infty r^{-1}$).

По формулам (2) был проведен численный расчет распределения интенсивности звука $\bar{I}(z)$ для двух «модельных» видов гидрологии: а) линейный профиль скорости звука (арктический подводный звуковой канал, фиг. 1, *а*): $c(z)=c_0+az$, $c=1435$ м/с, $a=0{,}016$ с$^{-1}$, $\rho'/\rho=1{,}7$, $H=3500$ м, $c'=c(H)$; б) «канонический» звуковой канал [7] (фиг. 2, *а*): $c(z)=c_0\left[\frac{B\gamma}{2}(e^{\eta}-\eta-1)+1\right]$, $\eta=\frac{2}{B}(z-z_0)$, $c_0=1480$ м/с, $z_0=900$ м, $B=800$ м, $\gamma=1{,}14\cdot10^{-5}\cdot$м$^{-1}$, $\rho'/\rho=1{,}8$, $H=5000$ м, $c'=c(H)$. Собственные числа и функции волноводов вычислялись по программе [8].



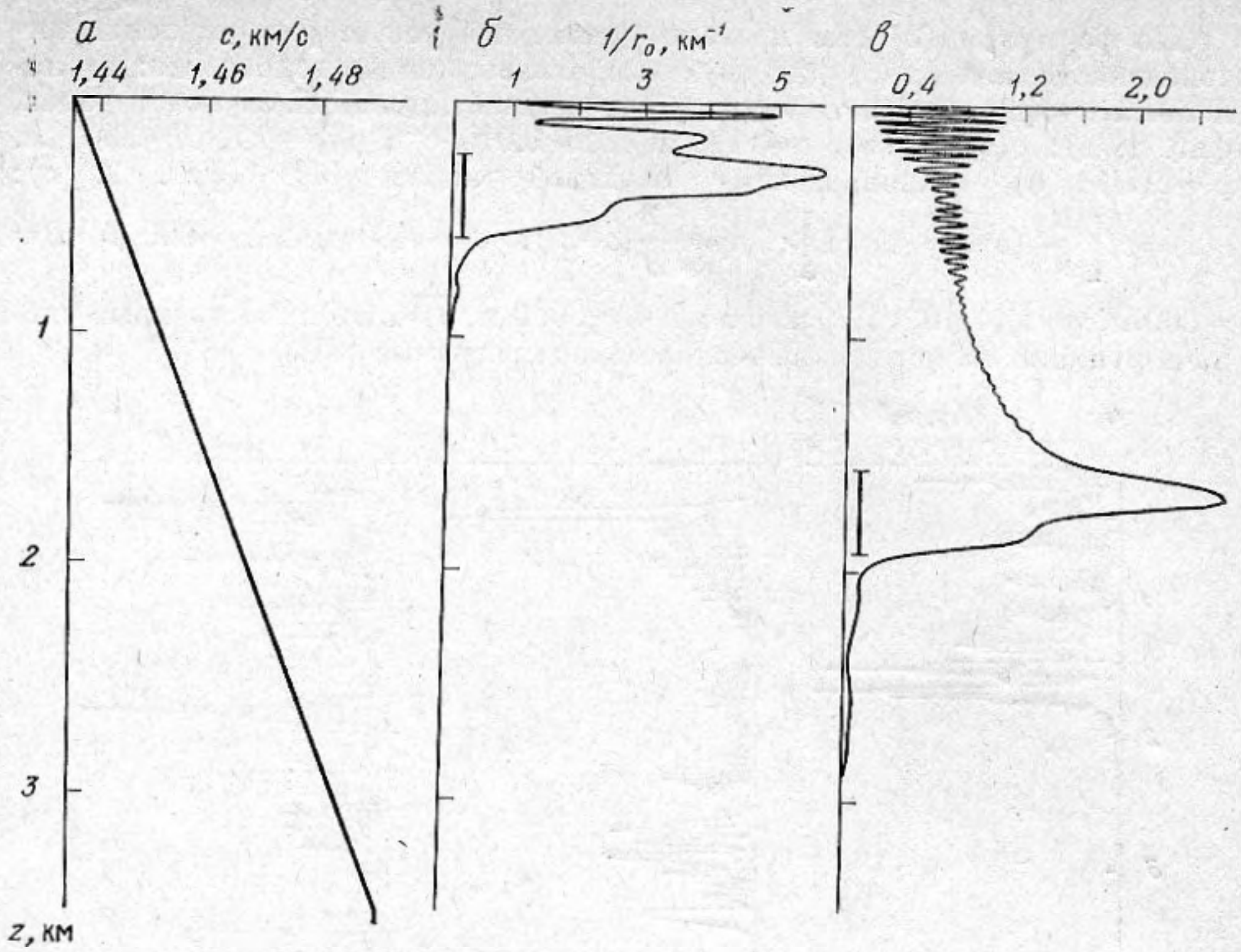
Фиг. 3. Вертикальные разрезы интенсивности звукового поля в «каноническом» подводном звуковом канале, полученные с учетом фазовых соотношений. $z_1=0{,}4$ км. *а* – $r=52$, *б* – $r=120$, *в* – $r=500$ км

Количество незатухающих мод при частоте звука $f=100$ Гц составило в первом канале 88, во втором – 144. Для удобства на приведенных ниже графиках по оси абсцисс отложена не интенсивность звука, а пропорциональная ей величина $1/r_0$.

Расчеты показали, что функция $\bar{I}(z)$ в большинстве случаев имеет максимумы на глубине источника z_1 и на «сопряженной» глубине z_2, определяемой из равенства $c(z_2)=c(z_1)$, если такая глубина имеется (фиг. 1, *б*, *в*, 2, *б* – *г*). Наличие подобных всплесков предсказывалось и ранее [1, 2], но абсолютное значение интенсивности звука в максимумах удается рассчитать лишь по модовой методике (приближение ВКБ дает расходимость на горизонтах z_1 и z_2). Указанные максимумы интенсивности, очевидно, образуются группой мод с продольными волновыми числами $k_n\approx2\pi f/c_1$ (бриллюэновские лучи, соответствующие этим модам, образуют каустики на горизонтах, близких к z_1 и z_2). Поскольку указанные моды имеют резко выраженный максимум интенсивности при $z\approx z_1$, в соответствии с представлением (2) они дадут относительно больший вклад в суммарную интенсивность, чем все другие. Наличие же всплесков $\bar{I}(z)$ объясняется «сфазировкой» вертикальных структур $\varphi_n^2(z)$ этих мод на горизонтах z_1 и z_2 и «расфазировкой» на других глубинах.

Для сравнения на фиг. 2, *б* приведена зависимость $\bar{I}(z)$, рассчитанная по алгоритму, предложенному в работе [1] (кривая *2*). Легко видеть, что оба метода расчета дают сходные результаты, если не учитывать мелкомасштабные вариации интенсивности, возникающие в результате наложения вертикальных структур $\varphi_n^2(z)$ отдельных мод.

На фиг. 3 представлены вертикальные разрезы интенсивности звукового поля на различных расстояниях от источника, рассчитанные с учетом



Фиг. 4. Вертикальное распределение интенсивности звука, излученного цепочкой на 50 элементов в арктическом подводном звуковом канале $\psi_0=0$. *а* – профиль $c(z)$, *б* – $z_1=0{,}4$ км, *в* – $z_1=1{,}75$ км

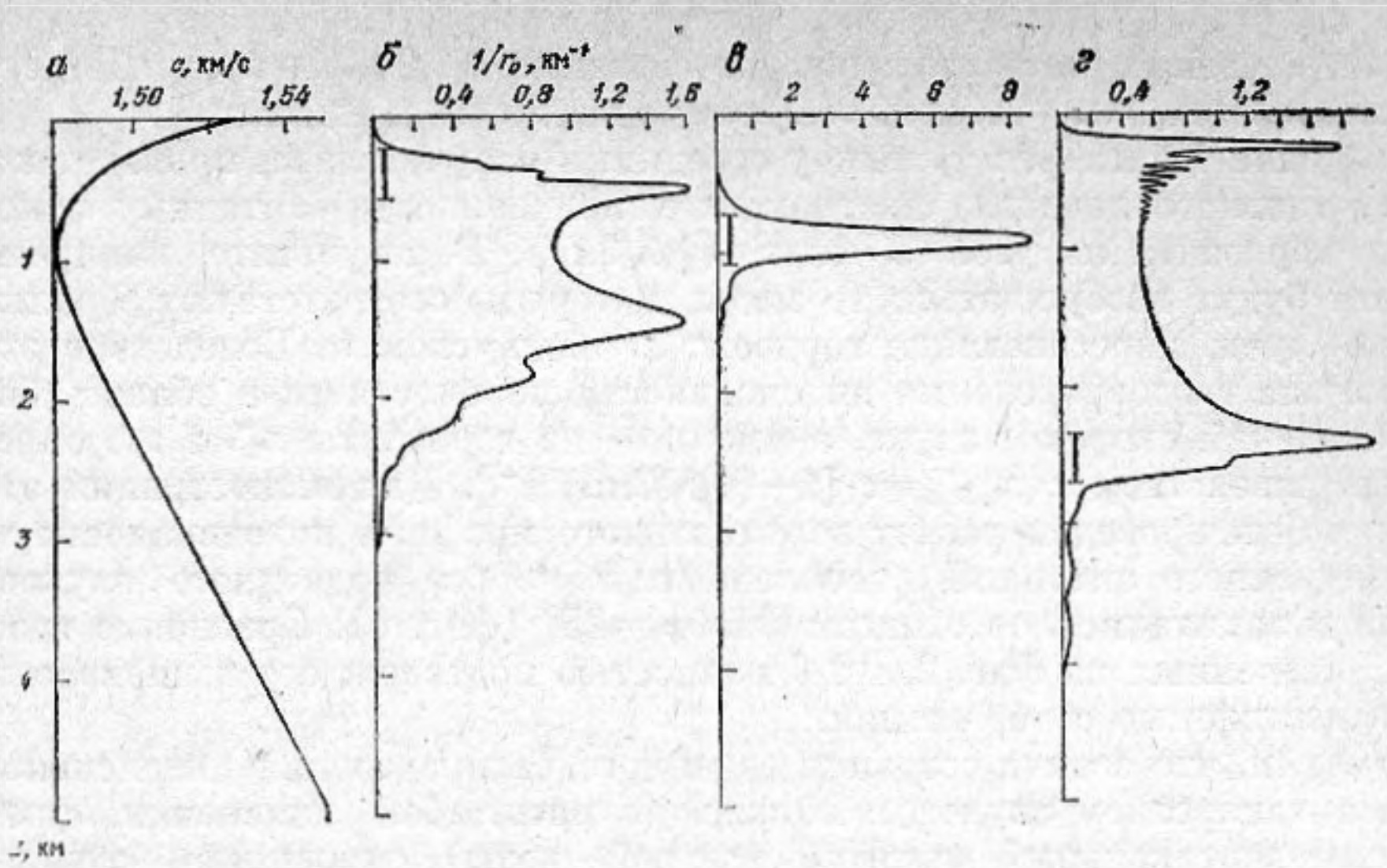
фазовых соотношений мод (формула (1)): расчет выполнялся для «канонического» канала (фиг. 2, *а*). Как и следовало ожидать, локальные разрезы носят крайне нерегулярный характер, особенно на больших расстояниях, и имеют мало общего с $\bar{I}(z)$.

Напомним, что все приведенные графики соответствуют плоско-слоистой модели среды с гладкими границами, не всегда хорошо описывающей реальную ситуацию. Показано, в частности в работе [9], что вследствие рассеяния звука на взволнованной поверхности происходит взаимный обмен энергией между модами, который приводит к некоторому выравниванию вертикального распределения интенсивности звука в канале. Поэтому предложенная методика расчета величины $\bar{I}(z)$ пригодна лишь при некотором ограничении на расстояние от источника, либо на интенсивность ветрового волнения.

Анализируя представление (2), можно показать, что распределение интенсивности звукового поля определено лишь модовым составом последнего, т. е. набором коэффициентов возбуждения A_n. Поэтому разумно предположить, что, поместив вместо ненаправленного излучателя протяженную антенну, можно создавать желаемое распределение интенсивности звука путем возбуждения мод с нужными коэффициентами. В качестве примера рассмотрим вертикально расположенную цепочку из N когерентных точечных излучателей, работающих с той же объемной скоростью, что и в предыдущем случае. Предположим, что источники расположены эквидистантно по вертикали с шагом d и излучают с фазой $\psi_\nu=\psi_0\nu$, где $\nu=1, 2, \ldots, N$ – номер излучателя. В соответствии с принципом суперпозиции интенсивность звука определяется следующим выражением:

$$I(r\ z)=\frac{P}{rc}\sum_{\nu,\mu=1}^{N}\sqrt{c(z_1^{\nu})c(z_1^{\mu})}\sum_{n,m}\frac{\varphi_n(z_1^{\nu})\varphi_m(z_1^{\mu})}{\sqrt{k_n k_m}}\times$$

$$\times\varphi_n(z)\varphi_m(z)\cdot e^{-i[(k_n-k_m)r+\psi_0(\mu-\nu)]} \qquad (4)$$



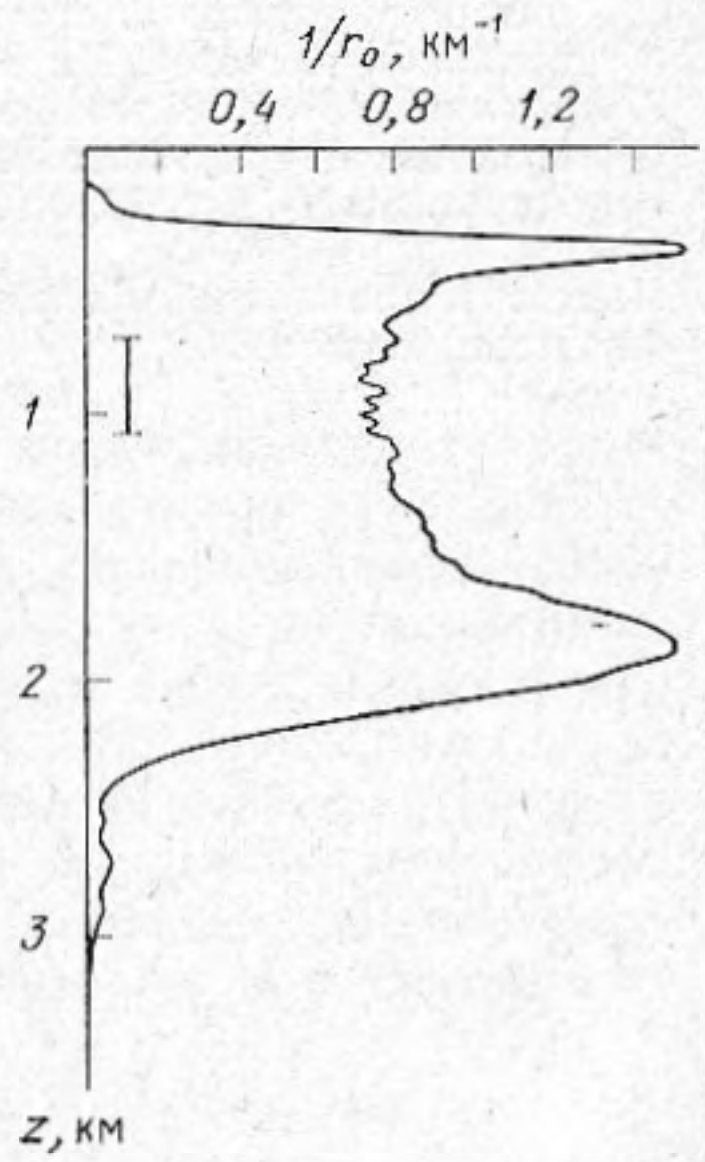
Фиг. 5. То же в «каноническом» подводном звуковом канале $\psi_0=0$. *а* – профиль $c(z)$, *б* – $z_1=0{,}4$ км, *в* – $z_1=0{,}9$, *г* – $z_1=2{,}5$ км

где P – мощность, излучаемая каждым источником в отсутствие остальных, $z_1^\nu=z_1^0+(2\nu-N-1)\cdot d/2$ – глубина источника с номером ν, z_1^0 – глубина центра антенны. Полагая изменения скорости звука в пределах длины антенны малыми, будем считать $c(z_1^\nu)\approx c(z_1^0)=c_1$. Усредним выражение (4) по координате r. Изменив порядок суммирования и введя обозначения

$$A_n=\left[\sum_{\nu=1}^{N}\frac{\varphi_n(z_1^\nu)}{\sqrt{k_n}}\sin\nu\psi_0\right]^2+\left[\sum_{\nu=1}^{N}\frac{\varphi_n(z_1^\nu)}{\sqrt{k_n}}\cos\nu\psi_0\right]^2,$$

получим для $\bar{I}(z)$ ранее написанное выражение (2а). Отметим, что при расположении источников в одной точке ($d=0$) интенсивность генерируемого антенной звука в N^2 раз превышает интенсивность, создаваемую одним источником.

На фиг. 4 и 5 приведены результаты расчетов распределения интенсивности звука, излучаемого вертикальной антенной из 50 синфазных элементов ($\psi_0=0$), разнесенных на расстояние $d=\lambda/2$ ($\lambda=c_1/f$ – длина волны звука вблизи антенны). Анализируя приведенные зависимости, можно показать, что практически вся звуковая энергия, излученная такой антенной, сосредоточена в области, где скорость звука не превышает величины c_1. Это объясняется тем, что рассматриваемая система излучателей возбуждает сравнительно небольшое число мод с каустическими поверхностями вблизи горизонта z_1^0, имеющими экспоненциально быстрый спад интенсивности за каустиками. Обращает на себя внимание и тот факт, что абсолютное значение величины $1/Nr_0$ (а в соответствии с соотношением (3) и интенсивности звука) при излучении направленной антенной значительно выше, чем в случае ненаправленного источника. Это, кроме вышеописанного эффекта концентрации энергии в ограниченной области глубин, объясняется также значительно лучшим захватом звуковой энергии каналом при возбуждении его антенной. Коэффициент захвата энер-



Фиг. 6. Влияние сдвига фаз между излучателями на распределение интенсивности звука в «каноническом» звуковом канале. $\psi_0=25°$

гии для точечного источника обычно составляет 0,2–0,3, в случае вертикальной цепочки излучателей эта величина близка к единице.

Введение сдвига фаз ψ_0 между соседними излучателями приведет к повороту главного лепестка диаграммы направленности антенны[1] относительно горизонта на угол $\vartheta = \arcsin(\psi_0\lambda/2\pi d)$. В результате наилучшим образом будут возбуждаться те моды, которым соответствуют бриллюэновские лучи, пересекающие горизонт z_1^0 под углом ϑ. Вследствие этого максимумы в распределении интенсивности переместятся в область больших значений скорости звука, а именно — на горизонты z_1^* и z_2^*, определяемые равенством $c(z_{1,2}^*) = c_1[1-(\psi_0\lambda/2\pi d)^2]^{-1/2}$. Для иллюстрации этого явления был проведен расчет вертикального профиля интенсивности звука, излученного антенной, расположенной на оси подводного звукового канала и запитанной со сдвигом фаз $\psi_0 = 25°$ (фиг. 6). Сравнение графиков, приведенных на фиг. 2, *в* и 6 полностью подтверждает вышеизложенные качественные соображения.

Отметим, что задача создания заданного распределения интенсивности звука в конкретном звуковом канале (с масштабом изменения, превышающим вертикальный масштаб высшей моды) разрешима, очевидно, лишь при условии размещения по всей глубине канала системы излучателей с определенной амплитудно-фазовой запиткой.

Автор благодарит Л. С. Долина за интерес к работе и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бреховских Л. М.* Усредненное поле в подводном звуковом канале.– Акуст. ж., 1965, т. 11, № 2, с. 148–159.
2. *Shith P. W.* Averaged saund transmittion in range-dependent channels.– JASA, 1974, v. 55, № 4, p. 1197–1204.
3. *Weston D. E.* Depth dependence of sound in a parabolic osean duct.– Nineth International Congress on Acoustica, Madrid, 1977, v. II, p. 656.
4. *Weston D. E.* Acoustic flux formulas for range-dependent ocean ducts.– JASA, 1980, v. 68, № 1, p. 269–281.
5. *Weston D. E.* Wave – theory peaks in range-averaged channels of uniform sound velocity.– JASA, 1980, v. 68, № 1, p. 282–286.
6. *Клей К., Медвин Г.* Акустическая океанография. М.: Мир, 1980.
7. *Munk W. H.* Sound channel in an exponentially stratified ocean, with application to SOFAR.– JASA, 1974, v. 55, № 1, p. 220–226.
8. *Вагин А. В., Мальцев Н. Е.* Числовые эксперименты по оценке мелкомасштабной интерференционной структуры звукового поля в океане и сравнение лучевых и волновых расчетов. М.: Отчет АКИН, 1975.
9. *Кудряшов В. М.* Влияние рассеяния на шероховатой статистически однородной границе на звуковое поле при наличии волноводного распространения.– Акуст. ж., 1971, т. 17, № 4, с. 511–518.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7.XII.1981

[1] Имеется в виду диаграмма направленности в однородном пространстве.