

УДК 534.29

ВЛИЯНИЯ СИНОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В СЕВЕРО-ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА

В.А. Акуличев, Л.К. Бугаева,
Ю.Н. Моргунов, Ю.А. Половинка,
А.А. Соловьев

Рассмотрено влияние теплого антициклонического вихря, расположенного в северо-западной части Тихого океана в районе течения Куроисио, на структуру звукового поля при излучении акустических сигналов с частотами 232 Гц, 348 Гц и 696 Гц. Результаты натурных измерений сопоставляются с расчетами акустического поля в параболическом приближении и методом нормальных мод. Имеется хорошее соответствие расчетов экспериментальным данным, что позволяет оценить влияние вихря на потери при распространении и интерференционную структуру звукового поля.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование мирового океана в рамках программ изучения изменений климата, прогноза погоды, распределения и миграции биоресурсов и экологического мониторинга в последние годы становится все более важной задачей человечества. Оперативная информация о процессах и параметрах среды собирается с помощью контактных измерений гидрологических характеристик, по результатам наблюдений поверхности океана из космоса и данным акустического мониторинга.

Исторически исследования в океане начали проводиться в виде локальных измерений на гидрологических станциях и разрезах одиночными судами. Одновременное использование нескольких судов и сети автономных буйковых станций

позволило проводить полигонные измерения и получать информацию о структуре и динамических процессах в водной среде в трехмерном пространстве. Данные космического мониторинга поверхности океана позволили исследовать явления и процессы в течение значительных (год и более) периодов времени. Широко применяющееся численное моделирование позволяет восстановить параметры динамических процессов в океане по их проявлениям на поверхности водной среды. Исследования гидрофизических процессов в океане акустическими методами позволяют значительно расширить возможности контактных измерений и предоставляют возможность проводить наблюдения по всему объему океана дистанционно в течение длительных периодов времени.

Проведение комплексных гидрофизических исследований в открытом океане требует значительных материальных затрат. В последние годы подобные исследования выполняются в международной кооперации многих научных коллективов. Рассматриваемые в данной работе результаты экспериментальных исследований синоптического вихря по своему уникальны. Выполненный в рамках одного института эксперимент и полученные при его проведении натурные данные позволяют на новом уровне развития теоретической акустики анализировать сложные динамические процессы в океане. Развитие вычислительных методов и техники дает возможность адекватно моделировать эти процессы за приемлемое время. Представленные далее результаты численного моделирования по данным эксперимента выполнены на базе самых современных полевых программ и мощных ЭВМ.

■ Вихри и фронтальные зоны в океане

Фронтальные зоны и вихри относятся к числу крупномасштабных динамических процессов в океане. Фронтальные зоны разделяют различные водные массы в океане. Поэтому в области фронтальных зон наблюдаются значительные пространственные градиенты основных гидрологических характеристик среды, таких как температура, солёность, условная плотность и скорость звука в водной среде, по сравнению с их средними значениями. Характерные масштабы фронтальных зон Мирового океана имеют пространственные размеры от 10 до 100 км и более. Горизонтальные градиенты температуры во фронтальной зоне могут изменяться от 0,1 до 30°C/км; горизонтальные градиенты со-

лености могут изменяться от 0,1 до 10‰/км [1]. Во фронтальных зонах обычно наблюдаются сильная конвергенция (схождение) поверхностных течений и резкий горизонтальный сдвиг скорости; в первом случае вода вдоль линии конвергенции опускается, а на морской поверхности концентрируются различные плавучие предметы и вещества. Во втором случае из-за сильного сдвига скорости и поперечной неустойчивости потока происходят петлеобразное изгибание линии фронта и образование меандров, а затем вихрей (рингов), представляющих собой замкнутые кольцевые образования. Примерами ярко выраженных фронтальных зон с особенно большими градиентами гидрологических характеристик являются границы течения Гольфстрим в Атлантическом океане и течения Куроисио в Тихом океане.

Вихревые динамические структуры в Мировом океане формируются вследствие бароклинной неустойчивости, в результате обтекания подводных препятствий водными массами и могут порождаться атмосферными процессами, например циклонами. Различают циклонические и антициклонические вихри (по типу вращения), крупномасштабные, промежуточные и мезомасштабные (по пространственным масштабам), а также квазипостоянные, долгоживущие и короткоживущие (по времени существования). Наиболее хорошо изучены фронтальные вихри и вихри открытого океана, которые в отличие от вихревых структур фронтальных зон являются свободными, так как перемещаются как планетарные волны, при этом они часто проявляются в виде цепочки следующих друг за другом вихрей. Исследования показали, что помимо крупномасштабных долгоживущих квазистацио-

нарных вихрей в океане существуют разномасштабные вихревые образования со временем жизни от нескольких суток до нескольких месяцев [2].

Одним из характерных признаков синоптических вихревых структур в океане являются волны Россби с горизонтальным радиусом деформации [3]:

$$L_R = \frac{N}{f} H, \quad (1)$$

где N – частота Брента-Вайсяля, f – параметр Кориолиса, H – характерный вертикальный масштаб синоптического объекта. Типичный размер этого синоптического объекта L_R равен 50 км при характерных для океана значениях величин $f \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $H \sim 5 \text{ км}$ и $N \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Однако в океане возможно существование синоптических вихрей существенно больших размеров порядка нескольких сотен километров в виде фронтальных и свободных океанических вихрей. Фронтальные вихри формируются в системе глобальных течений и являются следствием гидродинамической неустойчивости этих течений. Ниже будут рассмотрены особенности одного из таких вихрей в системе течения Куроисио.

Детальные исследования вихревых структур в океане впервые были выполнены в результате полигонных измерений в конце 60-х – начале 70-х годов учеными Института океанологии имени П.П. Ширшова АН СССР в экспедициях «Полигон-67» и «Полигон-70» и продолжены американскими учеными в эксперименте MODE в 1973 году [3]. Исследования синоптических вихрей в Тихом океане в системе течений Куроисио были начаты в 70-х годах прошлого века сотрудниками Тихоокеанского отделения Института океанологии имени П.П. Ширшова АН СССР [4].

■ Акустические исследования теплового антициклонического вихря в северо-западной части Тихого океана

Уже в начале прошлого века обращалось внимание на возможности исследования океана акустическими методами, использования звука для передачи информации при обнаружении подводных лодок, скоплений рыбы и регистрации профиля дна [5]. Значительное развитие акустические методы исследования океана получили в период разработки и проведения экспериментов по регистрации глобальных изменений климата по проекту АТОС (Акустическая Томография Климата Океана), который предложил У. Манк [6]. Программа АТОС предполагала использование сети акустических излучателей и приемников для измерения средней температуры океана на больших дистанциях порядка 10^4 км.

Акустические измерения изменчивости параметров океана на интервалах времени до одного года и расстояниях порядка 10^3 км позволяют исследовать течения, вихри и фронтальные зоны в океане, дополняя и расширяя представления о физических процессах в Мировом океане. Развитие методик восстановления параметров среды в океане [7] инициировали проведение ряда экспериментов по дистанционному акустическому мониторингу (томографии) процессов и полей в различных районах Мирового океана [8,9].

Систематические исследования влияния крупномасштабных волновых процессов, таких как течения, вихри и фронтальные зоны в океане, на акустические характеристики среды и распространение звука в различных районах Мирового океана проводятся в ТОИ ДВО РАН с середины 80-х годов прошлого века [10-13]. Акустиче-

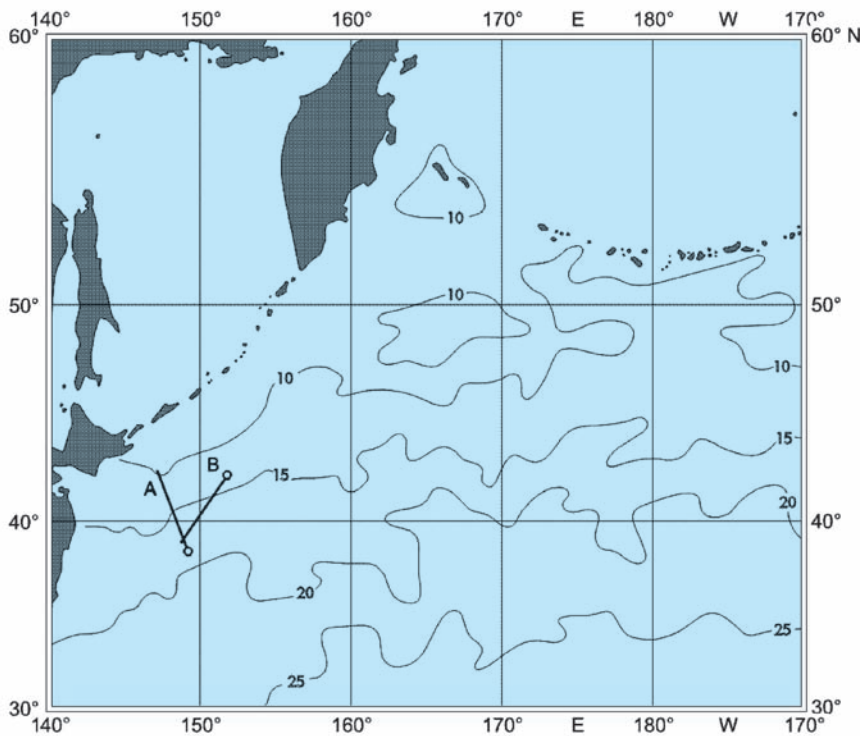


Рис. 1. Расположение акустических трасс в северо-западной части Тихого океана в июне 1988 года (трассы А, В)

ские эксперименты проводились совместно несколькими судами с применением уникальных излучающих и приемных систем. Практический интерес для российского Дальнего Востока и Приморья представляют гидрофизические процессы в северо-западной части Тихого океана в системе течения Куроисио. В данном районе на границе раздела субтропических и субарктических вод океана ежегодно образуется по 7-8 квазипериодических холодных циклонических и теплых антициклонических синоптических вихрей, перемещающихся со средней скоростью 2-8 см/с [2].

Рассмотрим результаты распространения звука через синоптический антициклонический вихрь, примыкающий к фронтальной зоне раздела между теплыми субтропическими и холодными субарктическими водными массами в районе течения Куроисио. Речь идет об антициклоническом

вихре, который формируется восточнее Японских островов и проявляется в виде вихревой динамической системы, существующей обычно в течение многих месяцев. Расположение центра вращения этого вихря в горизонтальной плоскости во время проведения наших измерений изображено на рис.1 точкой пересечения трассы А и трассы В. Вихрь имел горизон-

тальный размер около 350 км и вертикальный размер около 600 м, центр вихря находился вблизи точки с координатами 39° северной широты, 149° восточной долготы. Следует отметить, что такие вихри в указанном районе могут возникать и проявляться фактически ежегодно. При этом центр вихря перемещается в зависимости от сезонной и межгодовой изменчивости динамических характеристик океана.

Исследования распространения звука вдоль указанных трасс А и В были выполнены в течение времени с 17 по 22 июня 1988 года. Поверхностное расположение центра этого вихря показано на рис. 2. Здесь тонкими линиями приведены изотермы на поверхности воды в районе расположения вихря во время проведения акустических измерений. Прямыми линиями показаны пересекающиеся этот вихрь трассы А и В. Светлыми кружочками показаны места расположения приемных акустических систем, каждая из которых состояла из свободно дрейфующей системы в виде радио-гидроакустического буя (РГБ). Гидрофоны РГБ располагались на 4 различных глубинах, определяемых размерами соответствующих элементов гибкого кабеля длиной 100, 250, 500 и 1000 м. (При

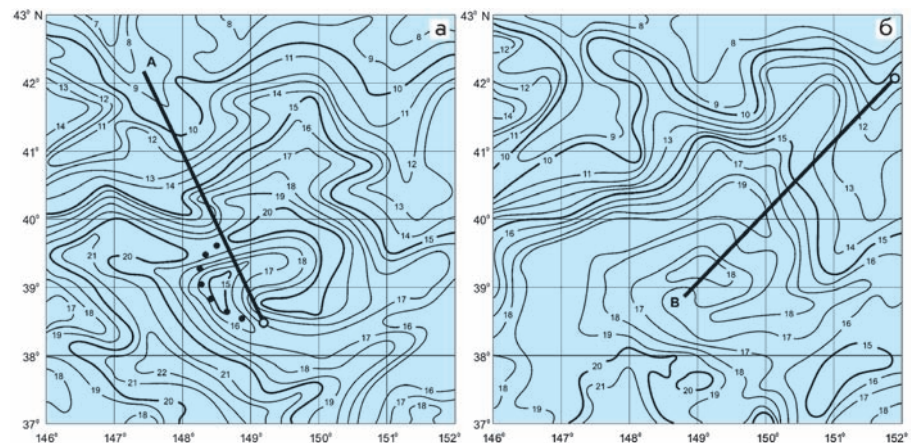


Рис. 2. Изотермы на поверхности вихря и расположение трасс А и В: а – время 20-21 июня 1988 года, б – время 18-19 июня 1988 года

этом глубина расположения гидрофонов была обычно меньше указанных величин длины кабеля вследствие влияния течения, ветрового дрейфа и других факторов). Излучение акустических сигналов обеспечивалось другим НИС, которое производило буксировку акустических излучателей со скоростью в 6 узлов на глубине 100 м вдоль трасс А и В. Буксируемыми устройствами излучались тональные сигналы с частотами 232 и 696 Гц.

Как показано на рис. 2,а, при проведении измерений в случае трассы А приемная система располагалась вблизи центра вихря, в точке с координатами $38^{\circ}30'N$, $149^{\circ}09'E$, при этом буксировка излучателей производилась в режиме удаления источника звука от центра вихря в северо-западном направлении в точку с координатами $42^{\circ}30'N$, $147^{\circ}09'E$, т.е. от теплых вод в центре вихря до холодных субарктических вод на северной периферии вихря. Темные кружочки показывают последовательные положения контрольного буя нейтральной плавучести, перемещающегося внутри центральной области вихря в направлении против часовой стрелки, фиксируемые через каждые 12 часов. Скорость перемещения этого буя нейтральной плавучести оказалась примерно равной 1,2 узла.

Подробные акустические и гидрофизические измерения были выполнены в ходе морской экспедиции 1988 года на НИС «Академик Александр Виноградов» и НИС «Академик М.А. Лаврентьев» [12]. На рис.3. представлена фотография одного из них – НИС «Академик Александр Виноградов». Схема проведения акустических измерений в районе указанного вихря приведена на рис.4. В первой части эксперимента на трассах А и В выполнялось излучение акустических



Рис. 3. Научно-исследовательское судно ДВО РАН «Академик А. Виноградов»

сигналов при горизонтальном движении излучателя в области вихря. Во второй части эксперимента выполнялось излучение акустических сигналов при вертикальном погружении излучателя в точках S_1-S_4 . В точке приема сигналов R располагалась вертикальная акустическая антенна с гидрофонами на различных глубинах. В случае трассы А приемная система находилась в центре вихря в точке с координатами $38^{\circ}30'N$, $149^{\circ}09'E$, а излучающее судно буксировало излучатель, удаляясь от приемной системы на север в точку с координатами $42^{\circ}30'N$, $147^{\circ}09'E$.

В случае трассы В приемные системы находились на периферии вихря в точке с координатами $42^{\circ}04'N$, $151^{\circ}40'E$, а излучатель акустических сигналов удалялся от них на юго-восток в точку с координатами $38^{\circ}58'N$, $148^{\circ}52'E$. Протяженность обеих трасс составляла более 400 км. Постановка и обеспечение работы приемных систем осуществлялись с судна НИС «Академик М.А. Лаврентьев».

Во второй части эксперимента в области вихря излучались тональные акустические сигналы с частотой 348 Гц в точках S_1 , S_2 , S_3 и S_4 при вертикальном

погружении излучателя от 100 до 800 м. Положения точек излучения и приемных систем были выбраны таким образом, чтобы трассы распространения звука пересекали вихревую систему в различных гидрологических условиях по отношению к центру вихря. Трассы S_1-R , S_2-R и S_3-R проходили по периферии вихря, а трасса S_4-R проходила через центр вихря и пересекала его в направлении на северо-запад.

■ Гидрофизические параметры среды в пространстве вихря

Гидрологическая съемка в районе работ выполнялась до начала и после завершения акустических измерений. Расстояния между гидрологическими станциями составляли около 25 км. Батиметрическая съемка дна во время акустических измерений осуществлялась с помощью эхолота обеспечивающего судна. Глубина дна вдоль трасс изменялась от 5300 м до 6500 м. При таких больших глубинах влияние изменчивости рельефа дна на распространение звука можно считать незначительным. Изолинии поверхностной температуры в периоды проведения

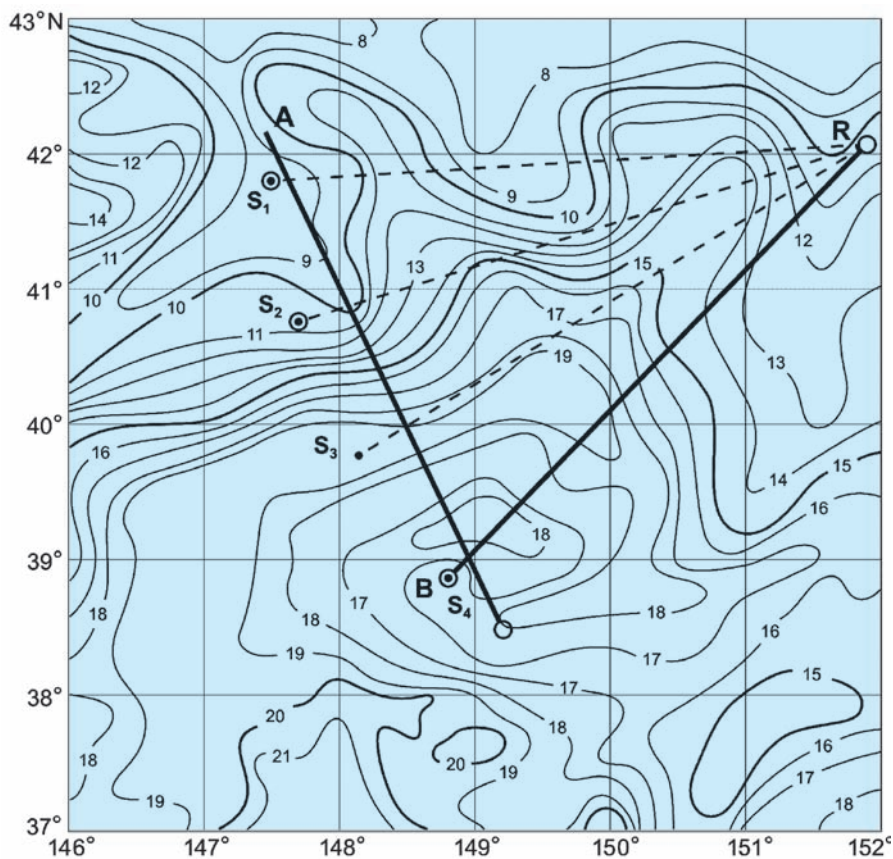


Рис. 4. Схема расположения теплого антициклонического вихря в системе течения Куроиси и трассы акустических измерений

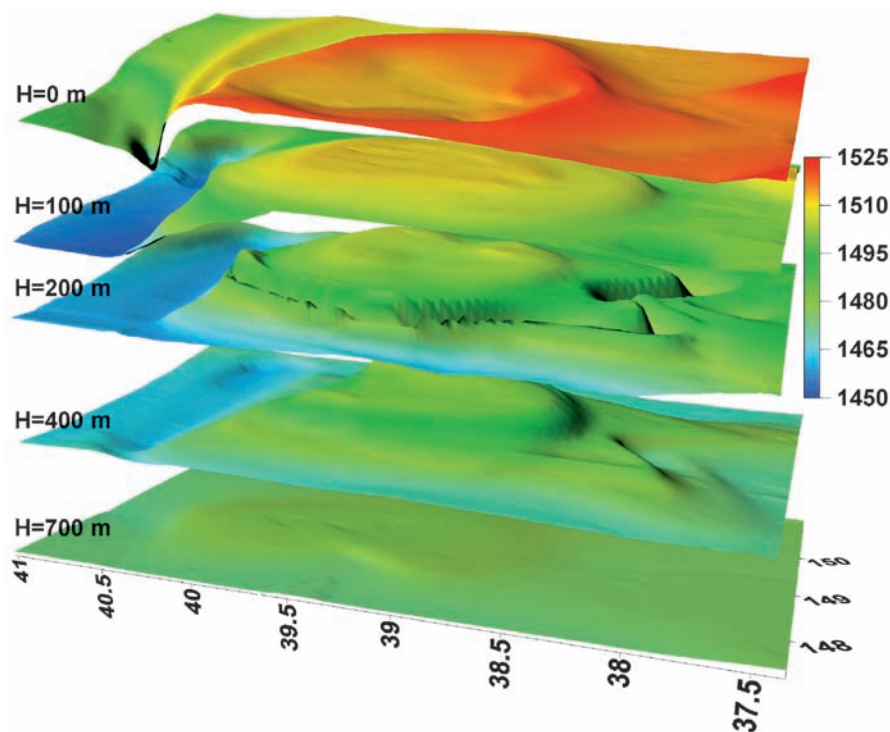


Рис. 5. Изображение поля скорости звука в районе вихря

работ на акустических трассах **A** и **B**, построенные по данным гидрологических измерений, представлены на рис. 4.

На рис.5 приведена трехмерная структура поля скорости звука в области вихря, построенная по данным стандартных гидрологических измерений [12]. Вихрь на поверхности имеет форму эллипса с заметной деформацией в северо-восточной его части. Как показано на рис.5, влияние теплого вихря на гидрологическую структуру проявлялось до глубин порядка 600 м. Комплексный анализ всех гидрофизических параметров среды, полученных в экспедиции, позволил определить тип исследуемого вихря. Исследуемый вихрь относится к фронтальным теплым антициклоническим вихрям в системе течения Куроиси.

Экспериментальные данные распределения скорости звука по глубине и расстоянию для трассы **A** представлены на рис.6 и рис.7.

В южной части трассы **A** наблюдается заглужение основного термоклина, что приводит к формированию тела вихря. В центральной части трассы ось звукового канала располагается на глубине 150-200 м, далее наблюдается деформация вертикального профиля скорости звука до глубин 1200-1300 м. Севернее фронтального раздела на дистанции более 230 км скорость звука на поверхности постепенно понижается, достигая минимального значения 1478 м/с.

В конце трассы **A** ось подводного звукового канала располагается на глубине 100 м со значением скорости звука 1450 м/с. Заглужение вод сезонного и основного термоклина прослеживается до глубин 1200м. Таким образом, трасса **A** проходит через центральную часть антициклонического вихря и пересекает восточную периферию вихревого образования.

Трасса В расположена перпендикулярно к трассе А и проходит через центр вихря в своей южной части. Как следует из рис.8, скорость звука на оси подводного звукового канала (ПЗК) составляет 1468 м/с в северо-восточной части при глубине оси канала, изменяющейся в интервале глубин от 180 м до 200 м.

Распределения полей скорости звука вдоль акустических трасс S₁-R, S₂-R, S₃-R, S₄-R значительно отличаются между собой. Как показано на рис.4, точка излучения S₄ располагалась вблизи центра вихря. Точки расположения источников звука S₃, S₂ и S₁ располагались последовательно с равным удалением от центра к периферии вихря вдоль направления трассы А. Таким образом, распространение звука при зондировании из точки S₄ происходило из центра вихря к его периферии вдоль направления трассы В, изменчивость гидрологии которой приведена на рис.8 и рис.9.

Зондирование из точки S₁ выполнялось на периферии вихря в условиях практически горизонтальной однородности поля скорости звука по трассе S₁-R, рис.10. Зондирование из точки S₂ при приеме в точке R, частично затрагивающее структуру вихря, происходило вдоль трассы. Зондирование из точки S₃ при приеме в точке R происходило вдоль трассы с существенным влиянием вихря.

Влияние вихря на структуру акустического поля вдоль трасс А и В

Рассмотрим экспериментальные результаты при распространении звука через вихрь вдоль трасс А и В. Экспериментальные данные потерь при распространении звука вдоль трассы А приведены на рис 11.

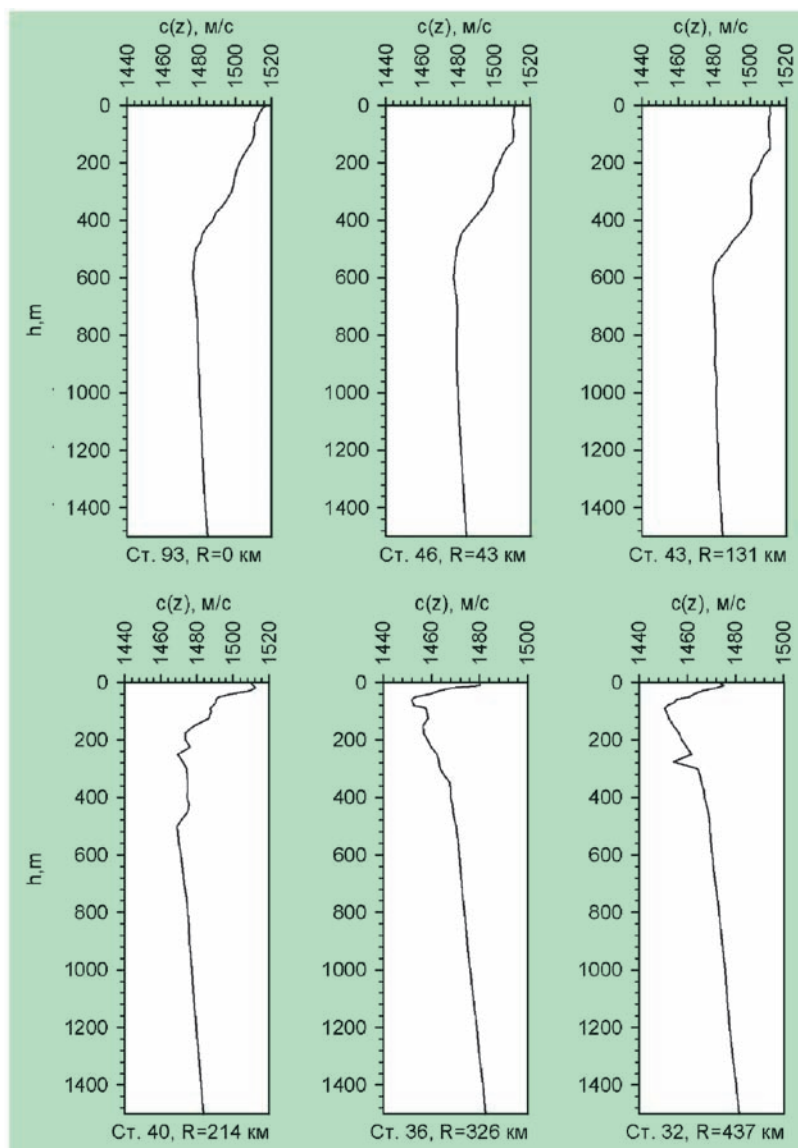


Рис. 6. Профили скорости звука c(z) вдоль трассы А

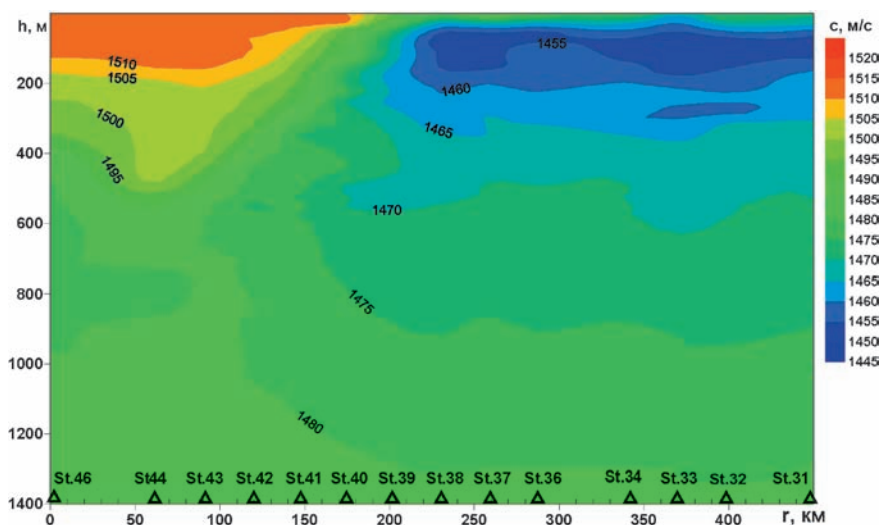


Рис. 7. Поле скорости звука c(z) и расположение гидрологических станций вдоль трассы А

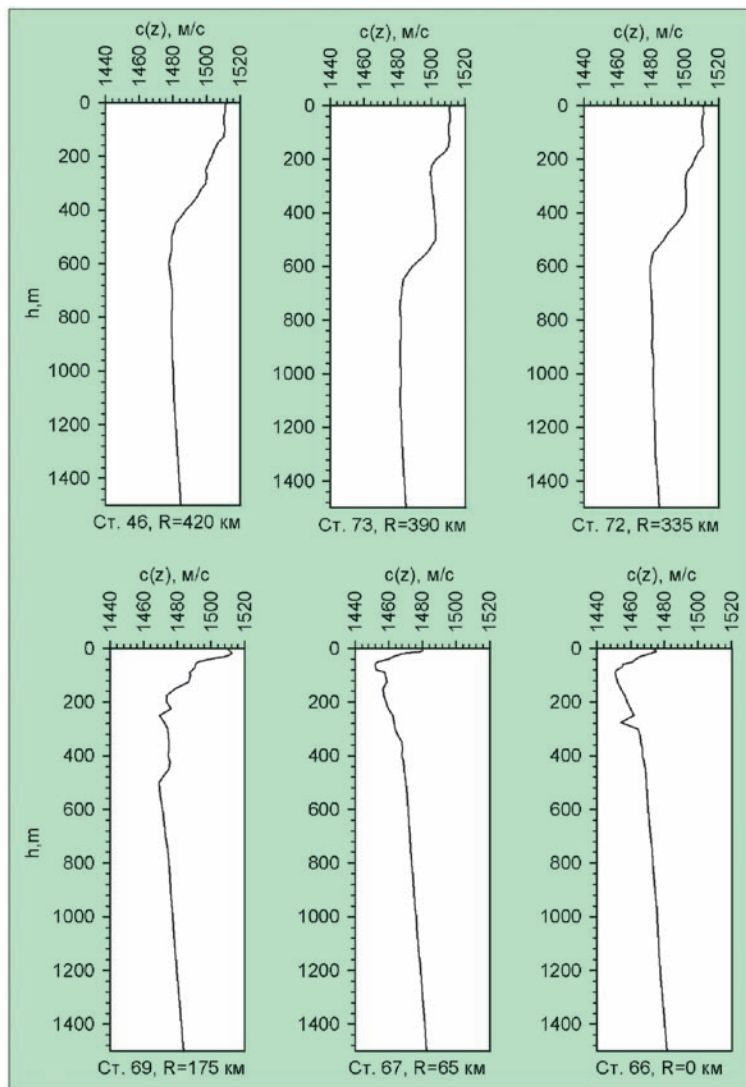


Рис. 8. Профили скорости звука $c(z)$ вдоль трассы В

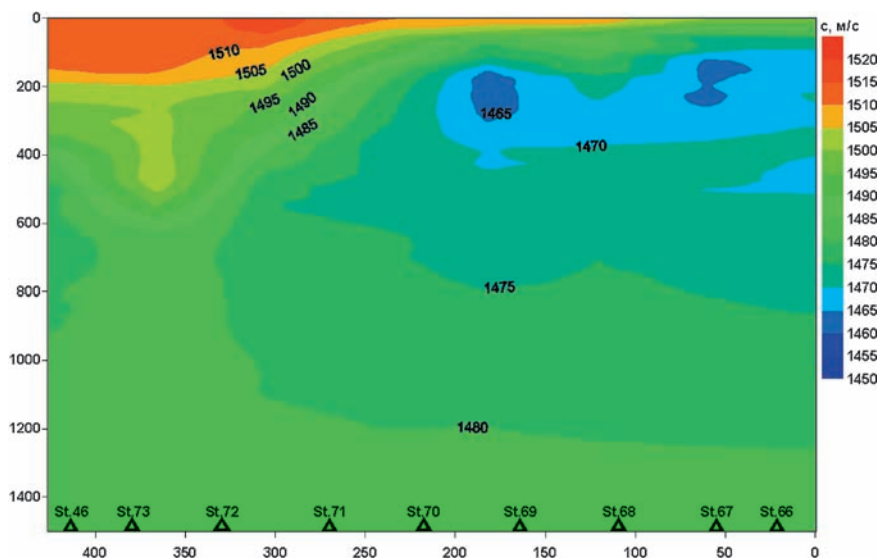


Рис. 9. Поле скорости звука $c(z)$ и расположение гидрологических станций вдоль трассы В

По мере удаления от теплого ядра вихря сначала проявляется зональная структура акустического поля, присущая субтропическим океаническим водам. Затем акустическое поле в зависимости от расстояния переходит в фактически однородную незональную структуру, характерную при распространении звука в субарктических водах. Зональная структура акустического поля в пространстве вихря для трассы **A** наиболее ярко выражена на малых глубинах приема сигналов (приведен пример глубины приема 60 м) и вполне отчетливо проявляется на относительно больших глубинах приема сигналов (приведен пример глубины приема 900 м).

В случае трассы **B** акустическое поле с самого начала трассы формируется в условиях субарктических вод, при этом глубина источника звука совпадает с глубиной оси подводного звукового канала, равной 100 м. Поэтому не наблюдается формирование зональной структуры звука вдоль всей трассы **B** на всех глубинах расположения приемников звука, что также хорошо видно на рис.11 для глубин приема соответственно 100 м и 900 м.

На следующем этапе работ было выполнено зондирование вихря тональными источниками акустических сигналов с частотой 348 Гц при вертикальном погружении излучателя от 100 до 800 м в 4 точках $S_1 - S_4$ с приемом сигналов в точке **R**. На рис. 4 показано расположение точек $S_1 - S_4$ и точки приема сигналов **R**. Трассы распространения звука при вертикальном погружении излучателей показаны штриховыми прямыми линиями. При этом на рис.4 сплошными прямыми линиями показаны также расположения ранее выполненных трасс **A** и **B** при буксировке излучателей на глубине 100 м. Трасса S_1-R про-

ходила в однородном волноводе практически вне вихря, трассы S_2 -R и S_3 -R проходили уже через сегмент вихря, а трасса S_4 -R начиналась в центре вихря и пересекала его в направлении на северо-запад.

Результаты вертикального акустического зондирования излучателем от глубины 100 м до глубины 800 м соответственно в точках S_1 и S_4 представлены на рис.12 и рис.13. В случае излучения звука из точки S_1 и распространения вдоль трассы S_1 -R не наблюдаются существенные изменения средних значений уровня сигналов в зависимости от глубины источника. При излучении из точки S_4 и распространении звука вдоль трассы S_4 -R картина существенно изменилась.

На рис.13 можно видеть наличие максимума огибающей сигнала на всех гидрофонах по мере приближения источника звука к глубине около 600 м, соответствующей оси подводного звукового канала в теплых водах существования вихря. Эта закономерность наблюдается на фоне изменения интерференционной структуры акустических сигналов по мере погружения источника звука и увеличения глубины расположения приемных гидрофонов.

■ Численное моделирование распространения звука через вихрь

Численные расчеты акустических полей при буксировке излучателей вдоль обеих трасс А и В, а также при вертикальном погружении источника звука в точках S_1 , S_2 , S_3 и S_4 были выполнены с использованием данных об изменении скорости звука в пространстве вихря, профиля дна, измеренных в процессе проведения акустических экспериментов. Расчеты выполнялись с использованием

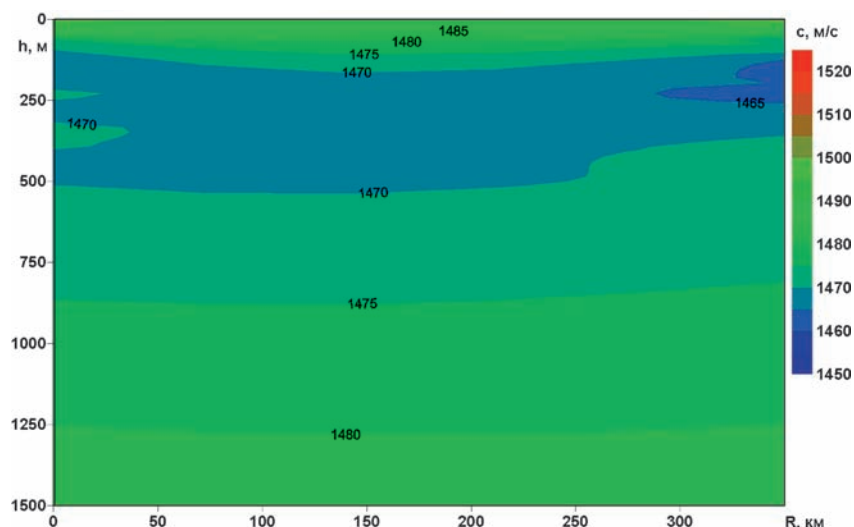


Рис. 10. Поле скорости звука вдоль трассы S_1 -R

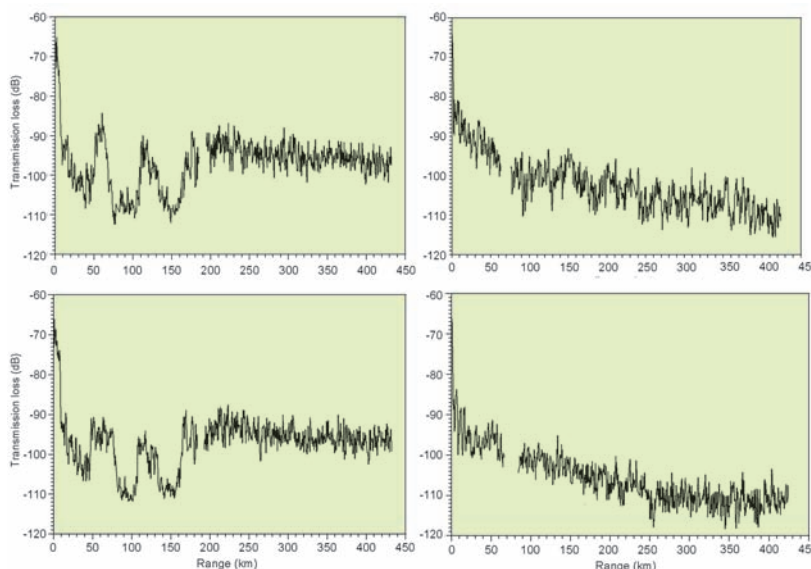


Рис. 11. Потери при распространении сигналов с частотой 232 Гц вдоль трасс А и В. Слева – трасса А (глубины 100 м и 900 м), справа – трасса В (глубины 100 м и 900 м)

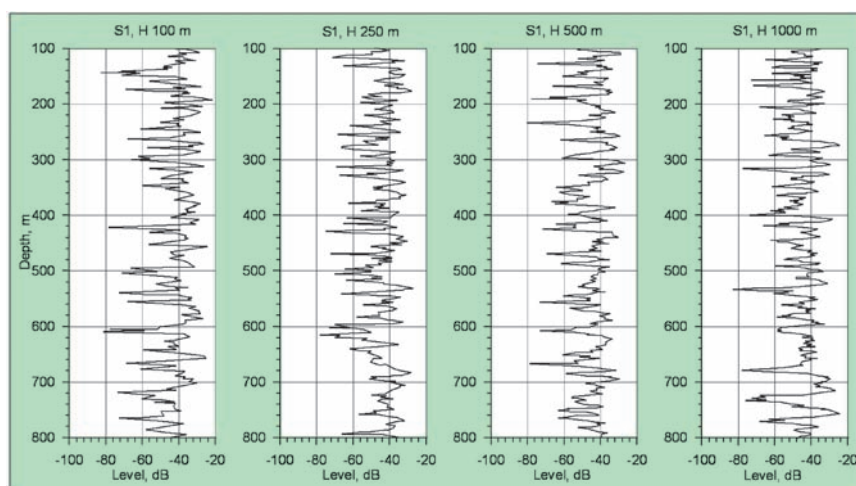


Рис. 12. Уровни сигналов на различных гидрофонах при непрерывном погружении излучателя в точке S_1 . Глубины гидрофонов 100, 250, 500 и 1000 м. Частота 348 Гц

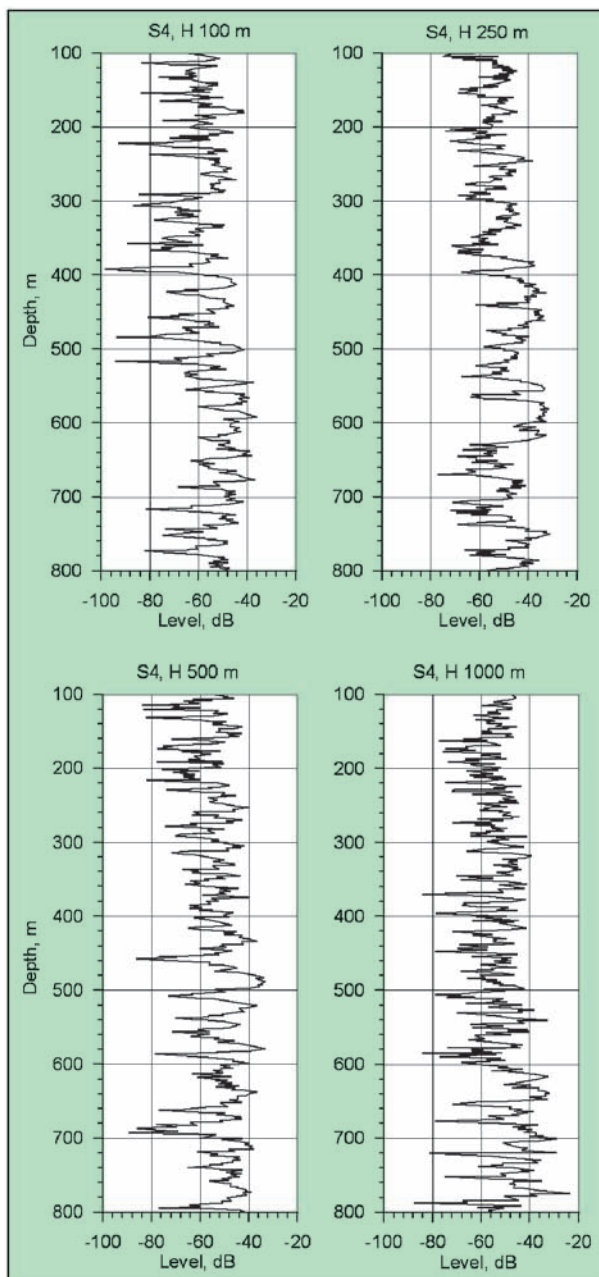


Рис. 13
Уровни сигналов на различных гидрофонах при непрерывном погружении излучателя в точке S₄. Глубины гидрофонов 100, 250, 500 и 1000 м. Частота 348 Гц

приближения нормальных мод [14], а также в приближении широкоугольного параболического уравнения [15]. При численном моделировании в приближении нормальных мод использовалась программа MOATL (Modal Acoustic Transmission Loss), а в случае параболического уравнения – программа RAMS (Range-Dependent Acoustic Model Seismic).

Решение уравнения Гельмгольца в представлении нормальных мод имеет вид:

$$\Phi(r, \zeta) = \frac{i\rho}{4H_1} \sum_{n=1}^N U_n(\zeta_0) U_n(\zeta) H_0^1(k_n r), \quad (2)$$

где $\Phi(r, \zeta)$ – потенциал скорости, H_1 – глубина водного слоя, $H_0^1(k_n r)$ – функция Ханкеля, ρ – плотность воды, k_n – собственное значение n-й моды, $\zeta = z / H_1$ – безразмерная глубина, $U_n(\zeta)$, $U_n(\zeta_0)$, – собственные функции нормальных мод в местах расположения приемника и источника соответственно. Собственные функции

нормальных мод удовлетворяют следующему уравнению для собственных значений:

$$\frac{d^2 U_n}{d\zeta^2} + H_1^2 \left[\left(\frac{\omega}{c(z)} \right)^2 - k_n^2 \right] U_n = 0, \quad (3)$$

где ω – круговая частота излучаемого сигнала. Акустическое поле в среде с медленно меняющимися по расстоянию параметрами представляется в адиабатическом приближении в виде суммы невзаимодействующих мод. Условие применимости адиабатического приближения имеет вид [16]:

$$D/M \ll 1, \quad (4)$$

где $D = 2\pi / (k_n - k_m)$, пространственный период интерференции мод m и n, M – горизонтальный масштаб изменений параметров среды. Собственные функции нормальных мод рассчитываются в местах расположения источника, приемника и в местах измерений вертикального профиля скорости звука и глубины океана.

В расчетах потерь при распространении звука (TL = 20lgp(r, z), где p(r, z) – звуковое давление) изменение гидрологических и батиметрических данных по трассам задается в соответствии с измеренными значениями в реальном эксперименте. В нашем случае источник звука располагался на глубине 100 м, шаг вычислений по горизонтали и вертикали составлял 450 м и 0,5 м соответственно. Вычисления производились для акустических сигналов с частотами 232, 348 и 696 Гц. Скорость звука в дне линейно возрастала от 1610 до 1710 м/с вглубь на 10 м, при этом плотность грунта изменялась от 1,1 до 1,3 г/см³ [11]. Количество распространяющихся мод при расчетах изменялось для различных трасс от 600 до 2000 в зависимости от частоты сигнала, глубины водного и осадочного слоев.

Программа RAMS определяет параметры акустического поля с учетом упругих свойств дна на основе широкоугольного параболического приближения уравнения Гельмгольца. Параболическое уравнение относительно функции звукового давления $p(r, z)$ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = ik_0 \sum_{j=1}^n \alpha_{j,n} (1 + \beta_{j,n} L)^{-1} L p, \quad (5)$$

где $\alpha_{j,n}, \beta_{j,n}$ – коэффициенты Падé, k_0 – характерное волновое число, L – “поперечный” дифференциальный оператор:

$$L = (n^2(r, z) - 1) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (6)$$

где $n(r, z)$ – показатель преломления. Решение уравнения (5) для вектора-столбца $p(r)$, представляющего собой дискретный ряд значений звукового давления по глубине на расстоянии r от источника, строится по схеме:

$$p(r + \Delta r) = p(r) + ik_0 \sum_{j=1}^n a_{j,n} (1 + b_{j,n} L)^{-1} L p. \quad (7)$$

Здесь $a_{j,n}$, и $b_{j,n}$ – коэффициенты Падé конечно-разностной схемы. Для дискретизации “поперечного” оператора в правой части уравнения (7) применяется конечно-разностная схема.

На рис. 14 приведены результаты измеренных в эксперименте и рассчитанных потерь при распространении звука вдоль трассы А в параболическом приближении и в приближении нормальных мод.

Из представленных рисунков следует, что экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетами по обоим моделям. Лучшее совпадение рассчитанных результатов с экспериментальными данными

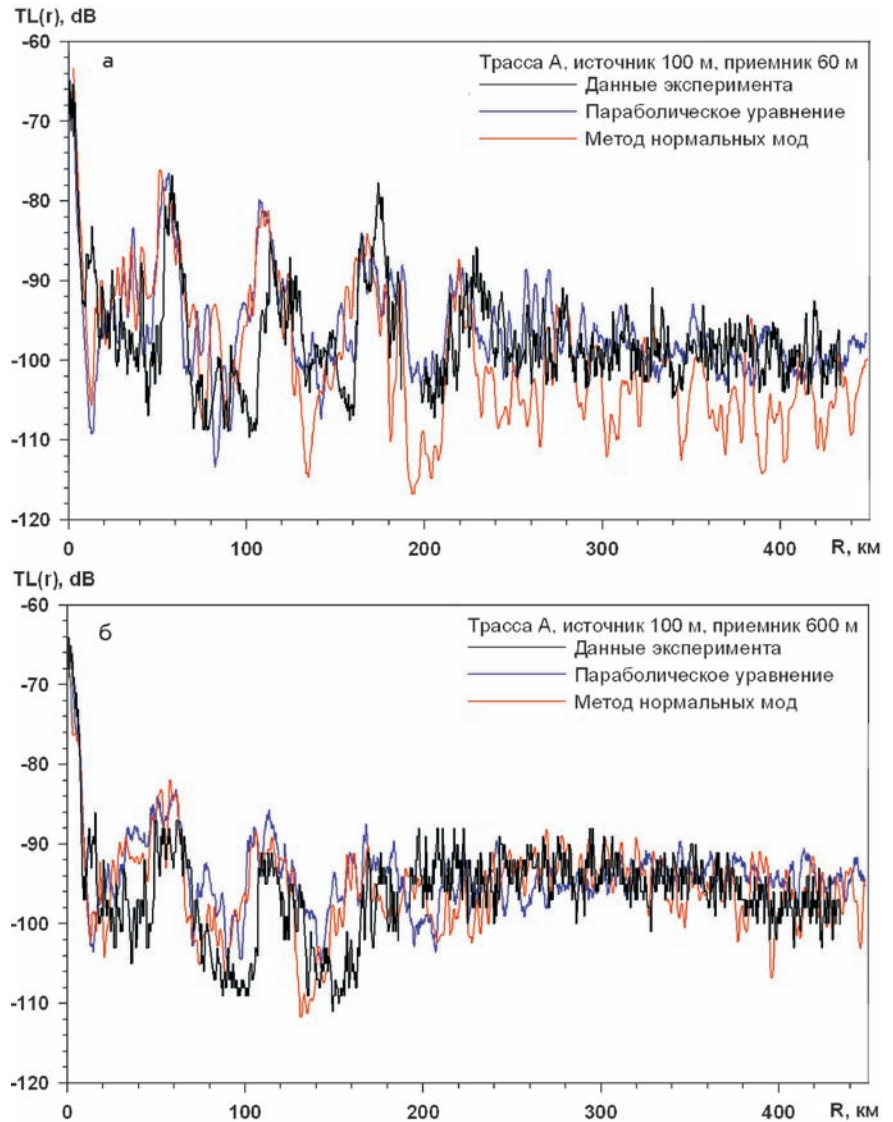


Рис. 14. Потери при распространении $TL(r)$ для трассы А: а – горизонт 60 м; б – горизонт 600 м. Частота 232 Гц

наблюдается на дистанции до 230 км в области вихря. На дистанции свыше 230 км на глубине приема 60 м лучшее согласование с экспериментальными данными наблюдается у параболического приближения, тогда как на горизонте 600 м данные эксперимента лучше согласуются с моделированием методом нормальных мод. Возможная причина расхождений заключается в том, что в параболической модели учитываются упругие свойства дна, в то время как в модели нормальных мод дно предполагается в виде жидкого слоя.

Пространственное распределение акустического поля, рассчитанное для трассы А, в приближении метода нормальных мод представлено на рис. 15, а. Видно, что наличие вихря на трассе распространения звука на дистанции больше 230 км существенно изменяет пространственное распределение акустического поля. Акустическое поле в области вихря имеет четко выраженную зональную структуру, которая разрушается при переходе через границу вихря.

Вне вихря акустическая энергия концентрируется вбли-

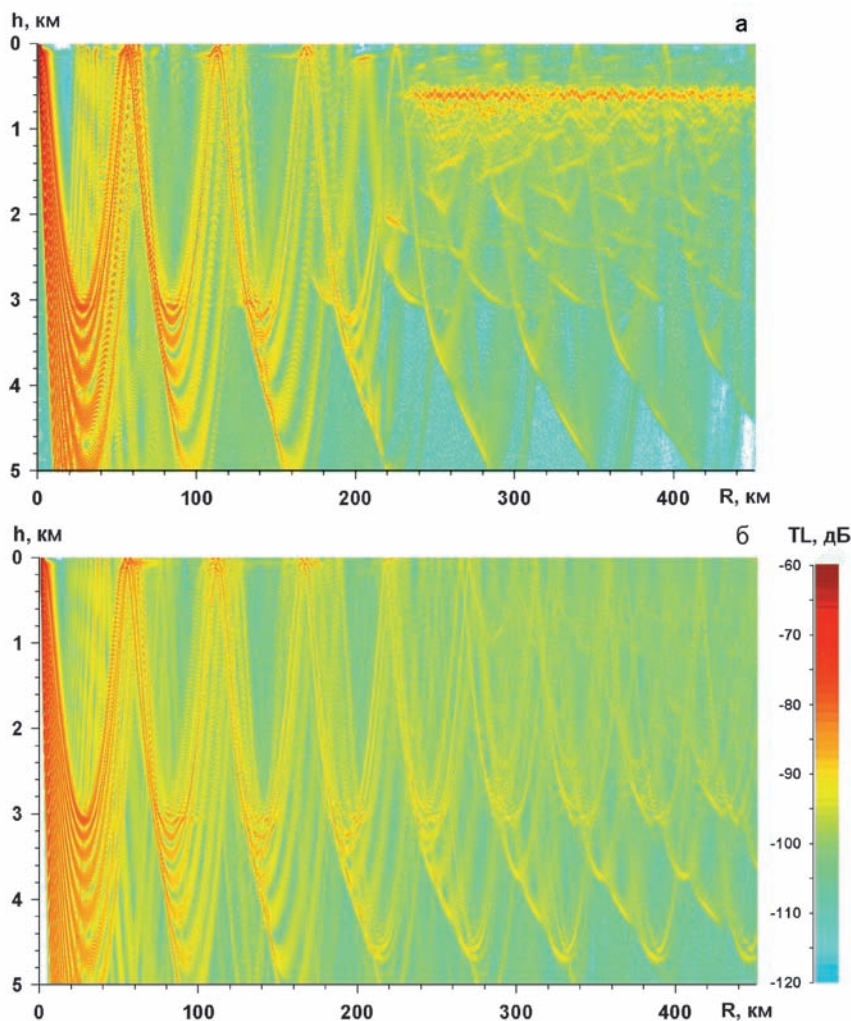


Рис. 15. Пространственная структура акустического поля для трассы А: а – метод нормальных мод, б – метод параболического приближения. Частота 232 Гц

зи оси подводного звукового канала на глубине 200 м. На рис.15,б приведен расчет пространственной структуры аку-

стического поля в параболическом приближении. Зональная структура звукового поля проявляется практически вдоль

всей трассы А протяженностью около 450 км.

В области вихря зональная структура акустического поля сохраняется как в приближении нормальных мод, так и в параболическом приближении. При выходе источника из области вихря и движении его в приповерхностном звуковом канале на дальностях больше 230 км от начала трассы интерференционная структура в приближении нормальных мод отличается от результатов расчета в параболическом приближении. При сравнении экспериментальных и вычисленных потерь при распространении звука на отдельных горизонтах приема наблюдаются скачок уровня сигнала на дистанции, где трасса выходит из области вихря, а также изменение закона спада, аппроксимация которого приведена на рис.16. На дистанции от 50 до 230 км внутри вихря звук спадает по цилиндрическому закону с показателем степени, равным величине $n=0,5$ для глубин приема 60 и 600 м. На дистанции от 230 до 430 км вне вихря в холодных субарктических водах показатель степени изменяется до величины $n=0,65$.

В случае движения источника звука из холодных субарктических вод к центру вихря вдоль трассы В пространствен-

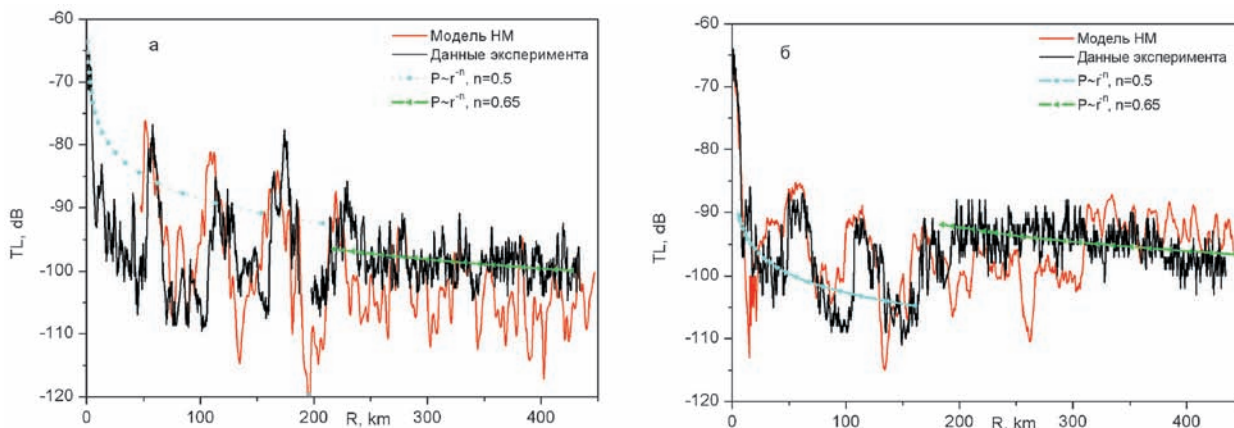


Рис. 16. Потери при распространении звука по трассе А в зависимости от расстояния и его аппроксимация на различных глубинах приема: а – 60 м, б – 600м. Частота 232Гц

ная картина звукового поля имеет более размытую зональную структуру по сравнению с акустическим полем вдоль трассы А, что следует из результатов расчета в приближении нормальных волн, представленных на рис.17. Глубина оси подводного звукового канала вдоль трассы зондирования в этом случае изменялась от 150 до 600 м. Зональная структура поля для звука с частотой 232Гц, что следует из рис. 17,а, сохраняется по трассе на большем расстоянии, чем при распространении сигнала с частотой 696 Гц, как показано рис.17,б. Это связано с тем, что моды высоких номеров, касаясь дна, затухают быстрее мод низших номеров и не участвуют в формировании поля на дальних расстояниях, приводя к изменению интерференционной структуры поля и возрастанию потерь по трассе.

Аппроксимация уровней спада потерь при распространении по трассе В степенным законом, отдельно для участка, где располагался вихрь, до расстояния 230 км и в отсутствии вихря на расстоянии 230-430 км показывает изменение показателя степени от значения $n=0,5$ до значения $n=0,52$ для частоты 232 Гц и изменение n от $n=0,5$ до $n=1,5$ для частоты 696 Гц. Разрыв кривых аппрок-

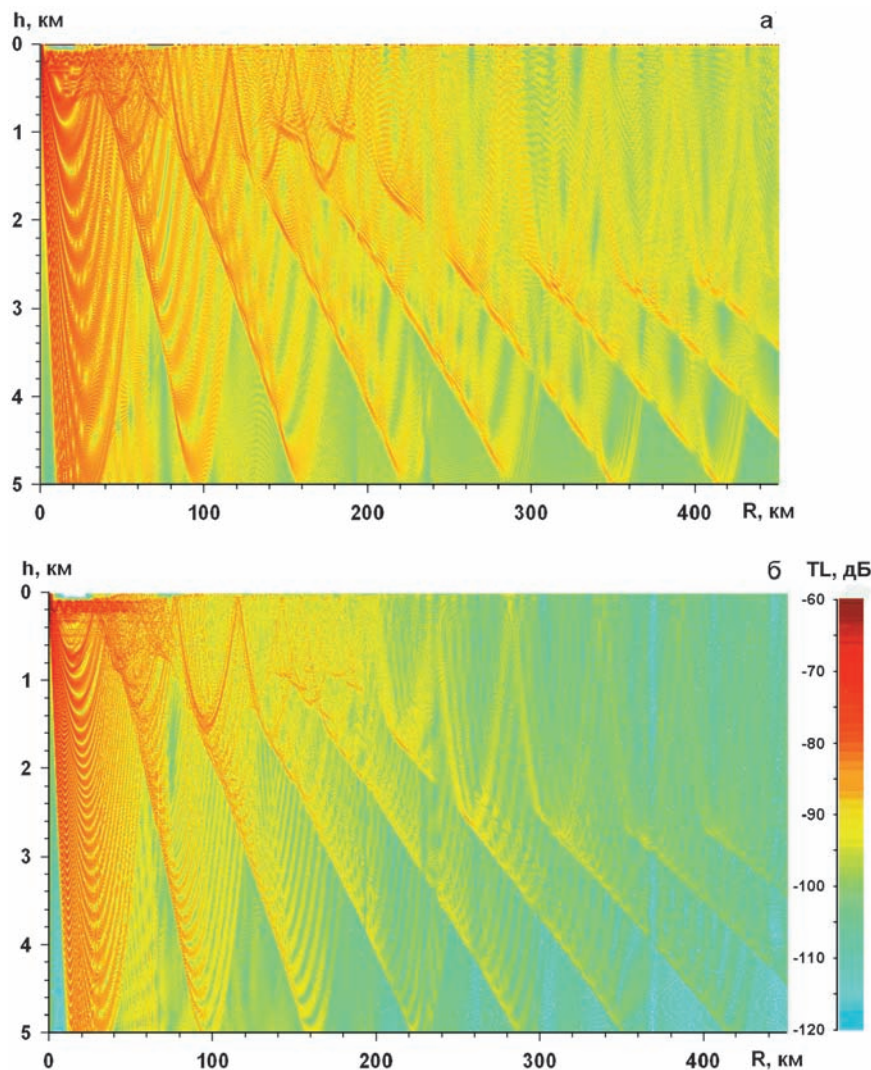


Рис. 17. Акустическое поле вдоль трассы В для сигналов с различными частотами: а – 232 Гц, б – 696 Гц

симации происходит на границе вихря и определяет его горизонтальный размер (рис. 18).

Данные проведенного акустического эксперимента и результаты численного моде-

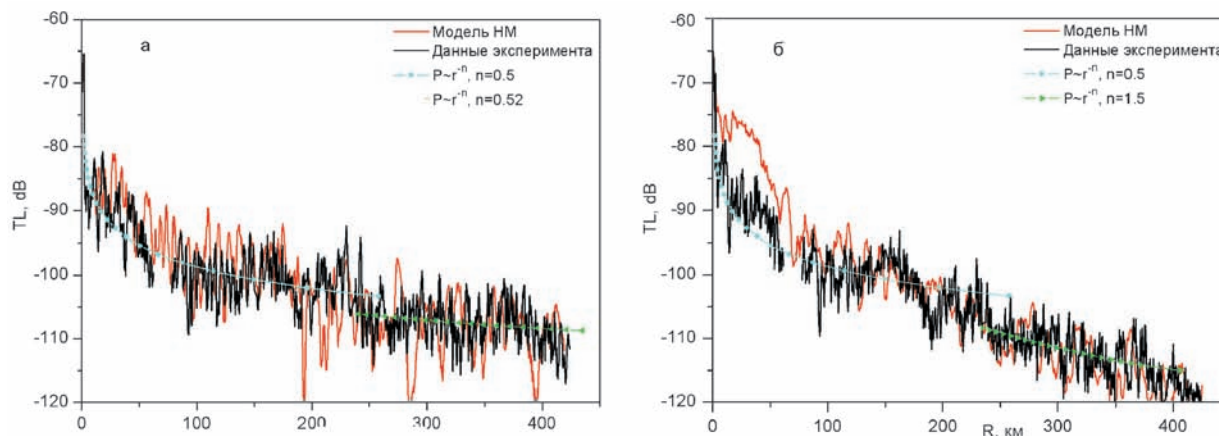


Рис. 18. Потери при распространении звука по трассе В в зависимости от расстояния и его аппроксимация на различных частотах: а – 232Гц, б – 696 Гц. Глубина приема 100м

лирования позволяют сделать вывод, что спад звукового поля по расстоянию чувствителен к месторасположению синоптического вихря и расположению приемных систем по трассе распространения акустического сигнала. Полученные экспериментальные кривые изменения уровня звука для приемников на различных глубинах и различных частотах хорошо согласуются с модельными расчетами.

Присутствие вихря на трассе распространения звука изменяет структуру распространяющихся мод и как следствие – периоды интерференции. Во второй части эксперимента источник акустического сигнала с частотой 348 Гц опускался с глубины 100 м до глубины 800 м в точках S1, S2, S3 и S4. Прием сигнала осуществлялся на вертикальную антенну с гидрофонами, расположенными на глубинах 100, 250, 500, 1000 м. Осцилляции уровней сигналов при вертикальном погружении излучателя на разнесенных по глубине приемниках определяются интерференцией мод с близкими номерами. Расчетные кривые изменения уровня интенсивности звука по глубине на трассах S1, S4 приведены на рис. 19, 20.

Из представленных графиков видно, что характер интерференции зависит от глубины приема сигналов и типа трассы распространения. Перепады уровней в соседних максимумах и минимумах интерференции составляют 10-15 дБ. Пространственные спектры осцилляций интенсивности звукового поля, рассчитанные по данным экспериментов и численного моделирования, представлены на рис. 21-25. Результаты спектрального анализа, приведенные на рис. 21, дают представление о всех периодах интерференции при по-

гружении излучателя со 100 до 800 м и приеме на фиксированных горизонтах приема. Следует отметить корреляцию пространственных спектров для экспериментальных и рассчитанных значений интенсивности звука, что позволяет производить идентификацию мод, формирующих пространственную структуру акустического поля. В то же время, отметим, что в экспериментах присутствует, как правило, большее количество интерференционных максимумов по сравнению с численным моделированием. Для трасс S1-R и S4-R более точно совпадают экспериментальные и смоделированные части спектров интерференции в области значений 30-65 м и отличаются части спектров интерференции для периодов 10-30м.

Так как более длинные периоды интерференции звукового поля формируются модами более низких номеров, можно сделать вывод, что идентификация мод высоких номеров при моделировании может быть выполнена с более низкой точностью по сравнению с модами в длинноволновой части спектра. Часто соответствие экспериментальных и рассчитанных по смоделированным данным спектров интерференции (рис. 21) может быть достигнуто их небольшим (менее 5м) параллельным сдвигом вдоль оси периодов. Последнее замечание отражает отсутствие возможности с достаточной точностью определить в экспериментах и задать при моделировании положения излучателя и приемных гидрофонов, что и отражается на адекватности моделирования.

Пространственные спектры осцилляций интенсивности звукового поля, приведенные на рис. 21, получены при анализе зависимостей уровня для максимального интервала глу-

бин излучения, равного 700 м. Используя окно спектрального анализа меньшего пространственного размера и связав перемещение окна с положением источника при его погружении, можно получить зависимость периодов интерференции мод от глубины источника. На рис. 22 и 23 для глубин приема 100 и 500 м приведены результаты такого анализа для рассчитанных численно и полученных в эксперименте распределений интенсивности звука. Спектры рассчитывались в пространственном окне 256 м с шагом по глубине 0,5 м. В случае приема на горизонте 100 м для трассы зондирования S1-R, расположенной на периферии вихря с преимущественно горизонтально-однородной структурой акустического поля и осью ПЗК на глубине около 150 м, в экспериментальных зависимостях можно выделить более десяти групп интерферирующих мод (рис. 22, а). На трассе зондирования S4-R, проходящей из центра вихря к его периферии с изменяющейся глубиной оси ПЗК от 500 до 150 м, количество групп взаимодействующих мод уменьшается до пяти. Это происходит за счет отсутствия в спектре периодов интерференции менее 25 м (рис. 22, б). Соответствие экспериментальных и модельных зависимостей для этого случая низкое.

Используя окно спектрального анализа меньшего пространственного размера, и связав перемещение этого окна с положением источника сигналов при его погружении, можно получить зависимость периодов интерференции мод от глубины источника.

На рис. 22 и 23 приведены результаты такого анализа для рассчитанных численно и полученных в эксперименте распределений интенсивности звука для глубин приема 100 и 500 м.

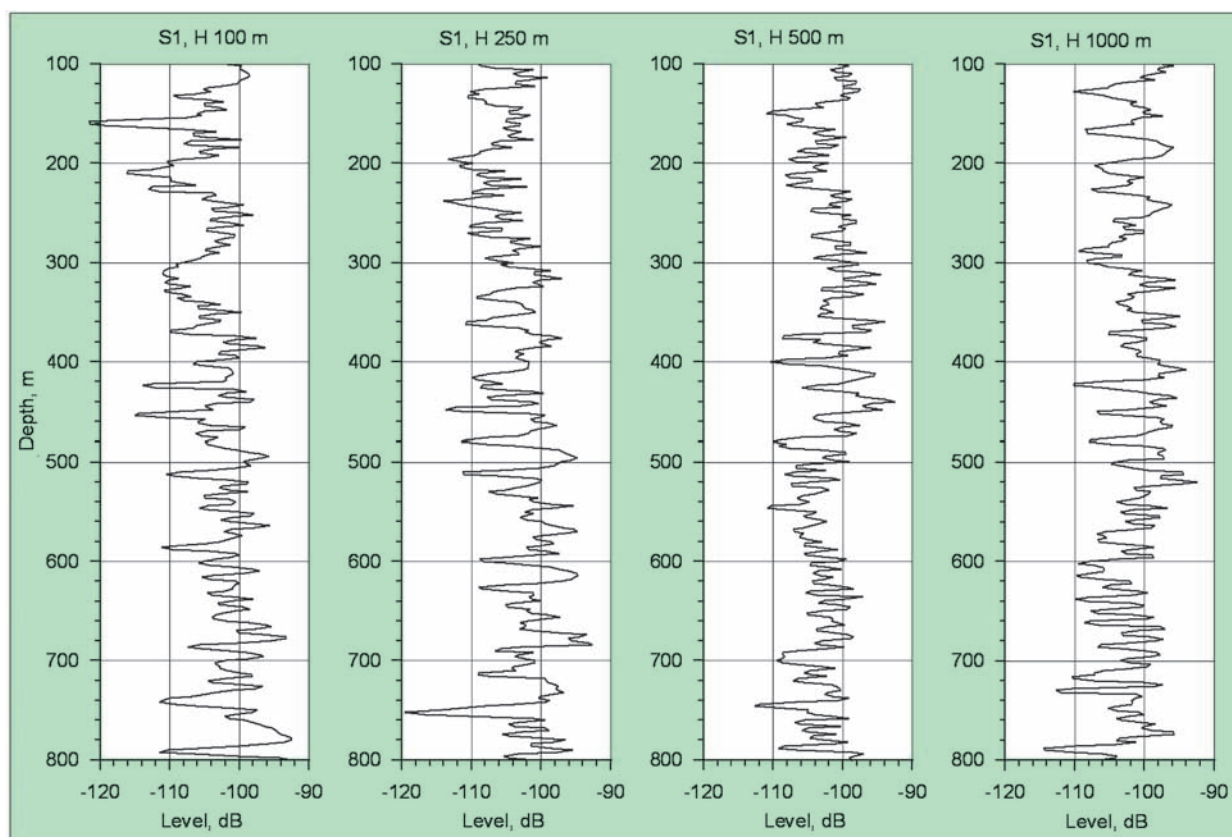


Рис. 19. Уровни сигналов на различных гидрофонах при погружении излучателя в точке S_1 на различных глубинах приема 100, 250, 500 и 1000 м. Частота 348 Гц

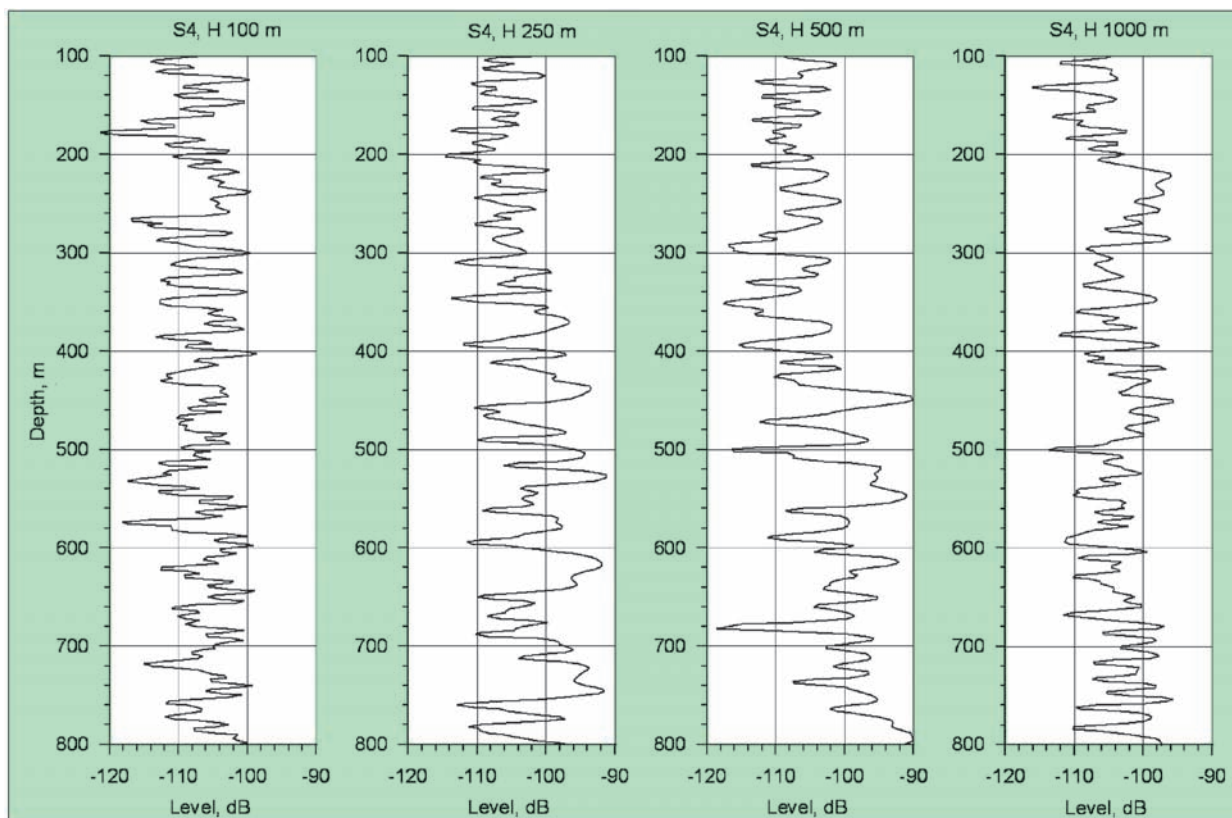


Рис. 20. Уровни сигналов на различных гидрофонах при погружении излучателя в точке S_4 на различных глубинах приема 100, 250, 500 и 1000 м. Частота 348 Гц

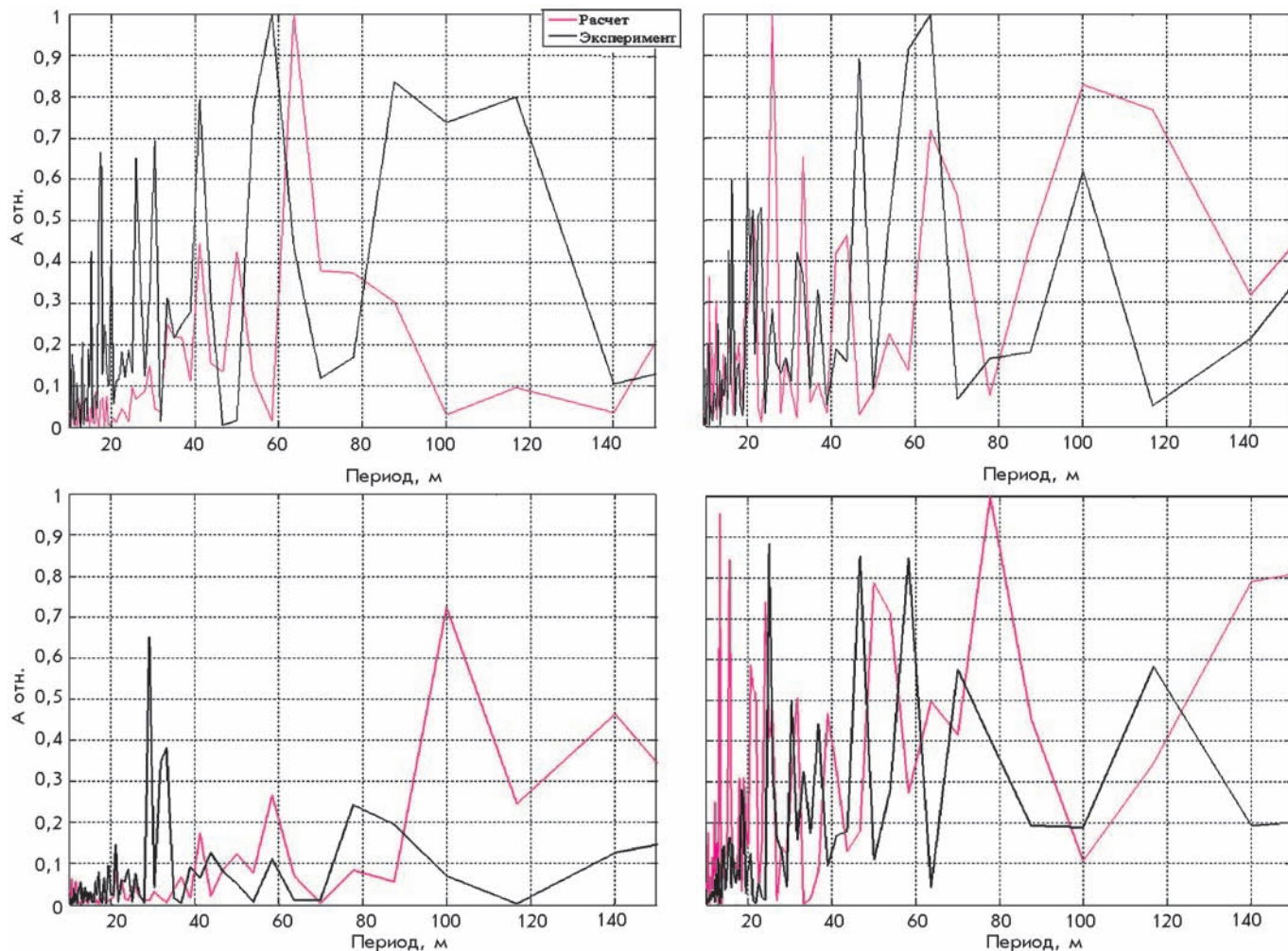


Рис. 21. Пространственные спектры осцилляций интенсивности звукового поля. 1-й столбец – S1-R, S4-R, R=100м; 2-й столбец – S1-R, S4-R, R=500м

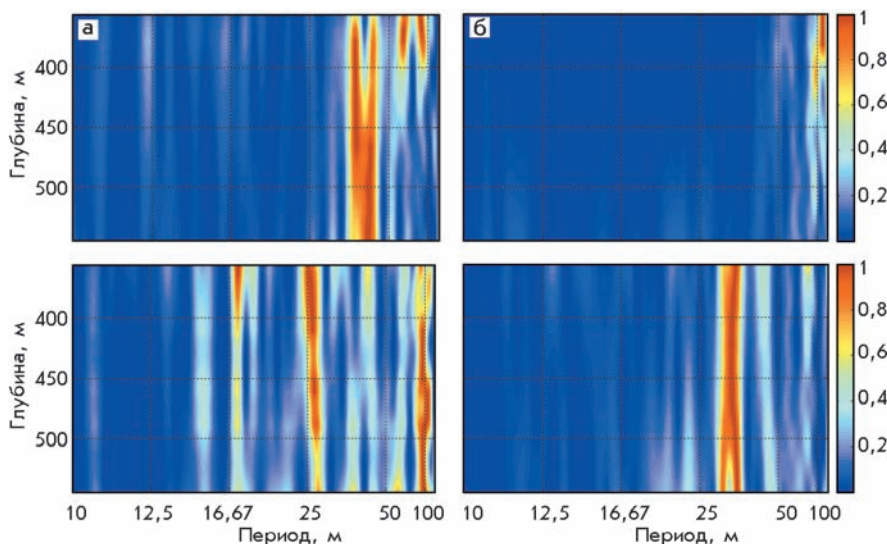


Рис. 22. Зависимость периодов интерференции от глубины источника. Излучение из точек S1 (а) и S4 (б). Глубина приема 100 м (1-я строка – моделирование, 2-я – эксперимент)

Спектры рассчитывались в пространственном окне 256 м с шагом по глубине, равным 0,5 м.

При приеме на глубине 100 м для трассы зондирования S₁-R, расположенной на периферии вихря с преимущественно горизонтально-однородной структурой акустического поля и осью подводного звукового канала на глубине около 200 м, в экспериментальных результатах можно выделить более десяти групп интерферирующих мод (рис. 22). На трассе зондирования S₄-R, проходящей через центр вихря к его периферии с изменяющейся глубиной оси подводного звукового канала от 600 до 200 м, количество групп взаимодействующих мод

уменьшается до пяти. Это происходит за счет отсутствия в спектре периодов интерференции менее 25 м. В этом случае наблюдается слабое соответствие экспериментальных и модельных результатов.

Результаты расчетов и моделирования для случая приема сигналов на горизонте 500 м имеют хорошее соответствие для обеих трасс зондирования (рис. 23). Количество интерференционных максимумов для трассы зондирования S1-R при приеме ниже оси ПЗК уменьшается, а для трассы зондирования S4-R (прием вблизи оси ПЗК) – увеличивается. Тенденция большего количества спектральных максимумов в экспериментальных зависимостях по сравнению с численным моделированием сохраняется и для данного горизонта приема.

Максимальная степень соответствия данных эксперимента и моделирования для трассы S4-R достигается в случае расположения приемника на глубине 900 м (рис. 24 и рис. 25). В этом случае излучатель, находясь в горизонтальном центре вихря и погружаясь, проходит вихрь по вертикали, последовательно «засвечивая» его. Число интерференционных максимумов

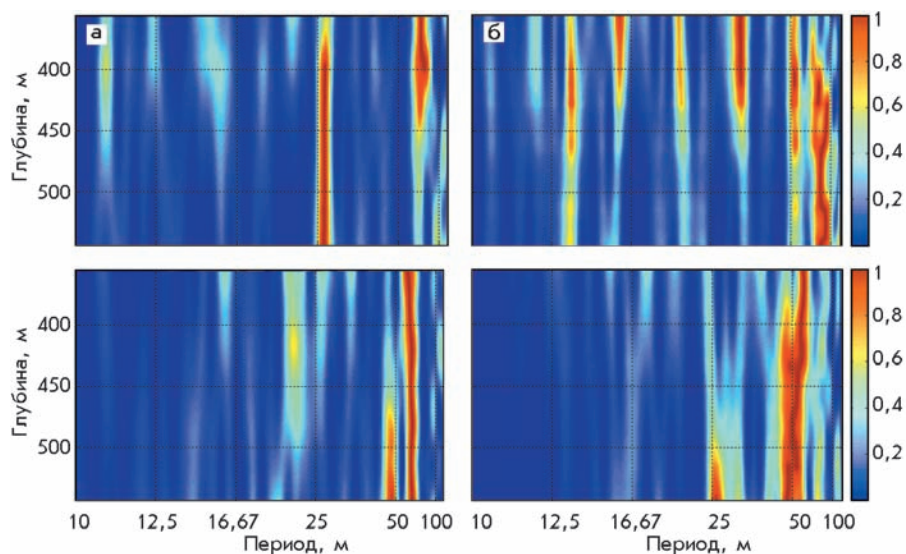


Рис. 23. Зависимость периодов интерференции от глубины источника. Излучение из точки S1 – а и S4 – б. Глубина приема 500 м. (1-я строка – моделирование, 2-я – эксперимент)

мов (и групп формирующих их мод) при этом достаточно велико ~10 (рис. 24).

Использование метода следающего пространственного окна позволяет определить глубины перестройки вертикальной структуры профиля скорости звука в вихре (рис. 25). Так, при положении центра окна анализа на глубине 400 м исчезают интерференционные периоды (и формирующие их моды) менее 15 м. На глубинах положения центра окна 430-

450 м, исчезают интерференционные периоды (и формирующие их моды) от 25 до 50 м. Интерференционные периоды от 70 до 100 м для этих глубин сохраняются. По представленным результатам анализа вертикальной интерференционной структуры акустического поля можно выделить область центрального ядра вихря на глубинах до 400 м, переходную область – от 400 до 450 м и область вертикальной периферии вихря ниже 450 м, что соответствует реальным данным.

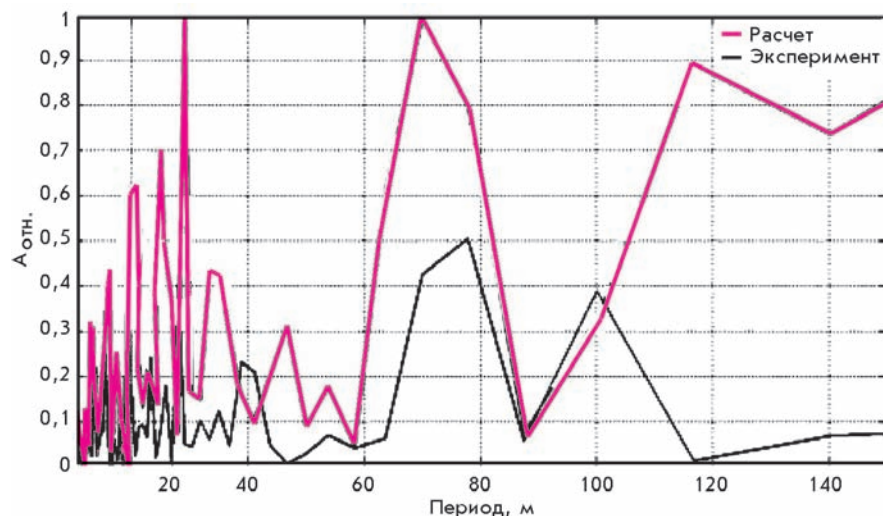


Рис. 24. Пространственные спектры осцилляций интенсивности звукового поля вдоль трасс S₄ на глубине 900 м

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты экспериментов и численного моделирования свидетельствуют о существенном влиянии теплового антициклонического вихря на пространственно-энергетическую структуру звукового поля в океане. Анализ изменчивости уровней звука вдоль акустических трасс в пространстве вихря позволяет рассчитать положение и горизонтальный размер вихря, не прибегая к прямым методам измерения гидрологических параметров в районе с изменчи-

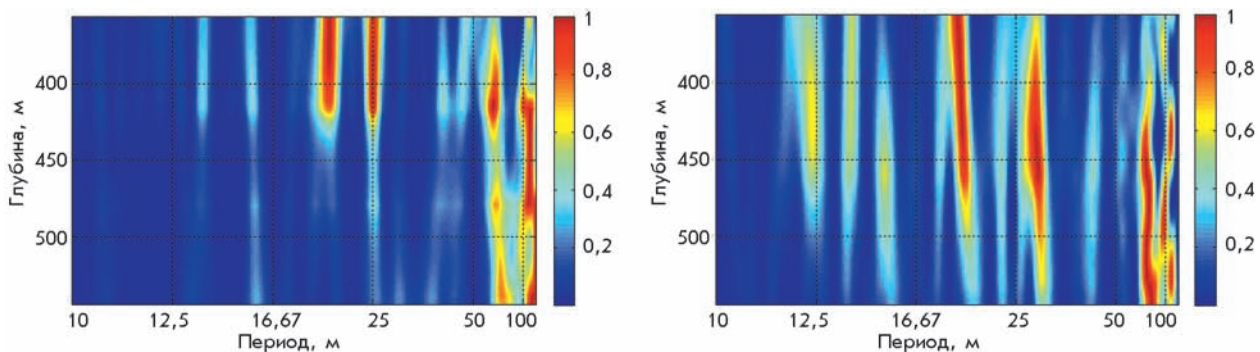


Рис. 25. Периоды интерференции интенсивности звукового поля. Излучение из точки S4, глубина приема 900 м. (1-я строка – моделирование, 2-я – эксперимент)

выми во времени гидродинамическими характеристиками, а с помощью дистанционных методов акустической томографии. Пространственный спектральный анализ вертикального распределения интенсивности звукового поля дает возможность определить горизонтальный и вертикальный размеры синоптического вихря. Таким образом, используя данные дистанционного акустического

зондирования и численное моделирование, можно получать оперативную информацию о структуре и локальных характеристиках крупномасштабных неоднородностей в исследуемой области океана на больших пространствах. В заключение следует отметить, что дистанционные акустические методы мониторинга крупномасштабных неоднородностей в океане могут иметь преимущества по

сравнению с традиционными полигонными океанологическими съемками с точки зрения материальных затрат и оперативности получения информации о динамике таких объектов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), проекты № 09-05-00074-а и № 09-0598578-р_восток_a.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров В.К. Физическая природа и структура океанических фронтов. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 296 с.
2. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Мониин А.С. Синоптические вихри в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
3. Мониин А.С., Жихарев Г.М. Океанологические вихри // УФН. 1990. Т.160. Вып.5. С.1–47.
4. Булгаков Н.П., Глушук Б.А., Козлов В.Ф. и др. Субарктический фронт северо-западной части Тихого Океана. Владивосток: ТОИ ДВНЦ АН СССР, 1972. 131 с.
5. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
6. Mank W., Worcester P., Wunsch C. Ocean Acoustic Tomography. New York: Cambridge University Press, 1995. 433 p.
7. Worcester P., Cornuelle B., Dzieciuch M. et al. A test of basin-scale acoustic thermometry using large-aperture vertical array at 3250-km range in eastern North Pacific Ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. Vol.105(6). P. 3185–3201.
8. Mikhalevsky P., Gavrilov A., Baggeroer A. The Transarctic acoustic propagation experiment and climate monitoring in the Arctic // IEEE J. Oceanic Eng. 1999. Vol.5. P.105-126.
9. Dushaw B., Bold B., Chiu C.S. et al. Observing the ocean in the 2000's: A strategy for the role of acoustic tomography in ocean climate observation // Observing the Oceans in the 21st Century / Ed. by C. J. Koblynsky and N. R. Smith. Melbourne: GODAE Project Office and Bureau of Meteorology, 1999. P.391–418.
10. Гидрофизические исследования в северной части Тихого океана: Отчет об экспедиционных работах в 6-м рейсе НИС «Академик Александр Виноградов» с 26 июля по 31 октября 1985 года. Владивосток: ТОИ ДВО АН СССР, 1986. Т.1. 451с.; Т.2. 341 с.
11. Гидрофизические исследования в Индийском океане: Отчет об экспедиционных работах в 9-м рейсе НИС «Академик Александр Виноградов» с 11 февраля по 18 мая 1987 года. Владивосток: ТОИ ДВО АН СССР, 1987. Т.1. 335с.; Т.2. 260 с.
12. Акустические и гидрофизические исследования в северо-западной части Тихого океана: Отчет об экспедиционных работах в 12-м рейсе НИС «Академик Александр Виноградов» с 1 июня по 29 августа 1988 года. Владивосток: ТОИ ДВО АН СССР, 1988. Т.1. 401с.; Т.2. 253 с.
13. Акустические исследования в Тихом и Индийском океанах: Отчет об экспедиционных работах в 16-м рейсе НИС «Академик Александр Виноградов» с 1 апреля по 3 июля 1990 года. Владивосток: ИПМТ ДВО АН СССР, 1990. Т. 1. 422 с.; Т.2. 123 с.
14. Miller J.F., Wolf St.N. Modal acoustic transmission loss (MOATL): A transmission - loss computer program using a normal - mode model of the acoustic field in the ocean. Washington: Naval research laboratory, 1980. 68 p.
15. Collins M.D. A split-step Padé solution for the parabolic equation method // J. Acoust. Soc. Am. 1993. Vol. 4. P. 1736–1742.
16. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
17. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние / Под. ред. Л.М.Бреховских. М.: Наука, 1982. С. 71–91.