

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.231

© 1991 г.

Г.А. Грачев

ВЛИЯНИЕ ДИССИПАТИВНЫХ ПОТЕРЬ НА СКОРОСТЬ И ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В МЕЛКОМ МОРЕ

Исследование закономерностей распространения импульсных сигналов в мелком море представляет интерес для многих прикладных задач акустики океана. Известно [1], что вследствие геометрической дисперсии полная длительность импульса увеличивается прямо пропорционально расстоянию, однако из-за диссипативных потерь видимая длительность импульса растет с дистанцией существенно медленнее за счет уменьшения вклада быстрозатухающих нормальных волн. В настоящей работе в качестве характеристики "эффективной" длительности импульсных сигналов рассматривается рассеяние энергии импульса относительно его "центра масс" [2]. На примере двухслойной жидкости показано, каким образом данная характеристика может быть использована для оценки акустических параметров подводного грунта.

Согласно [2], "эффективная" длительность (T) и центр массы (t_0) импульса во временной области определяются соотношениями

$$t_0 = E^{-1} \int_0^{\infty} t u^2(t) dt,$$

$$T^2 = E^{-1} \int_0^{\infty} (t - t_0)^2 u^2(t) dt,$$

где $u(t)$ — напряжение на выходе звукоприемника. В частотной области в модовом приближении, пренебрегая членами второго порядка малости и интерференционными слагаемыми, вклад которых при $\Lambda_{lm} \ll \Omega$ (где Λ_{lm} — частотный период интерференции нормальных волн, Ω — полоса частот, в которой сосредоточен спектр излучаемого сигнала) несуществен, соответствующие выражения для t_0 и T могут быть записаны в виде

$$t_0 = r/U, \tag{1}$$

$$T^2 = r^2 (E^{-1} \int_{\Omega l} \sum P_l^2 u_l^{-2} e^{-\delta_l r} d\omega - U^{-2}), \tag{2}$$

где $E = \int_{\Omega l} \sum P_l^2 e^{-\delta_l r} d\omega$, $U = E / \int_{\Omega l} \sum P_l^2 u_l^{-1} e^{-\delta_l r} d\omega$ — средняя скорость распространения "центра масс"

импульса на дистанции r , P_l , δ_l — амплитуда и декремент затухания нормальной волны номера l . Из выражений (1), (2) видно, что на расстояниях, удовлетворяющих условию $\delta_l r \ll 1$, скорость распространения "центра масс" не зависит от r [3], а "эффективная" длительность импульса растет прямо пропорционально r . На больших расстояниях наличие диссипативных потерь приводит к уменьшению числа нормальных волн, дающих вклад в акустическое поле и, как следствие, скорость распространения "центра масс" импульса становится зависимой от r , а изменение "эффективной" длительности не подчиняется линейному закону. При этом закономерности изменения обоих характеристик импульса t_0 и T зависят как от горизонтов излучения и приема сигналов, так и от акустических характеристик дна, что может быть использовано для оценки параметров математической модели мелкого моря. В отличие от методов, использующих тонкую структуру импульса (предвестник, волна Эйри, выделение нормальных волн и т.д.), данный подход к оценке интегральных характеристик модели более устойчив к погрешностям измерений [4] и наиболее приспособлен к автоматизированию, что особенно важно при исследовании больших акваторий.

Рассмотрим в качестве примера влияние диссипативных потерь на скорость и "эффективную"

длительность импульсных сигналов в двухслойной жидкости. Известно, что при наличии мощного осадочного слоя данная модель хорошо описывает закономерности распространения звуковых сигналов в мелком море на больших расстояниях от источника. Ограничимся интервалом расстояний, на котором, несмотря на наличие диссипативных потерь в волноводе, в суммах (1), (2) будет существенным достаточно большое число нормальных волн. Используя асимптотические приближения [5], после очевидных, но громоздких преобразований, для $\Omega \ll \omega_0$ (где ω_0 – центральная частота в спектре излучаемого сигнала), получаем

$$U \approx c \left(1 - \frac{m-2}{8\gamma} \frac{h}{r} \right), \quad (3)$$

$$T \approx \sqrt{\frac{m-2}{8}} \frac{h}{\gamma c}, \quad (4)$$

где $\gamma = 2\beta n_0^2 g / \nu_0^3$, $h = n_0(1+i\beta) = c/c_1$, $\nu_0 = \sqrt{1-n_0^2}$, c, c_1 – скорости звука в водном слое и нижнем полупространстве, g – отношение плотности полупространства к плотности водного слоя, h – толщина слоя, $m = 3, 5, 7$ – числитель законов ослабления силы звука "степени $3/2, 5/2$ и $7/2$ ", соответствующих расположению обоих преобразователей в середине водного слоя, одного – в середине, другого – вблизи одной из границ водного слоя и случаю, когда оба преобразователя находятся вблизи границ волновода [5]. Из соотношений (3), (4) следует, что в мелком море при многомодовом распространении сигналов могут иметь место области, в которых "эффективная" длительность импульсных сигналов слабо зависит от расстояния (строгое постоянство T имеет место только в волноводе Пекериса, что обусловлено квадратичной зависимостью δ_l от l).

Решая систему, из уравнений (3), (4) относительно m и γ , нетрудно получить выражения для оценки степенного закона ослабления силы звука и интегральной характеристики осадочного слоя по данным измерений h, r, t_0 и T .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: АН СССР, 1957.
2. Бодэ Г. Теория цепей и проектирование усилителей с обратной связью. М.: Изд-во иностр. лит., 1948.
3. Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н., Розенберг А.В. Инвариантная скорость распространения импульсных сигналов в многомодовых океанических волноводах // Докл. АН СССР, 1988. Т. 302. № 5. С. 1225–1228.
4. Волошин В.А., Грачев Г.А. Оценка центра тяжести импульсных гидроакустических сигналов в условиях стационарного шума // Тез. докл. II межотр. семинара. Модели, алгоритмы, принятие решений. М.: АКИН, 1988. С. 108.
5. Грачев Г.А. Особенности затухания сигналов в мелком море // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 2. С. 275–277.

Научно-исследовательский институт "Атолл"
Сухумский филиал

Поступило в редакцию
29.08.90

УДК 534.29

© 1991 г.

Е.Л. Громницкая, В.М. Прохоров

ВЛИЯНИЕ МОЩНОГО ЗВУКА НА КИНЕТИКУ ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ПОД ДАВЛЕНИЕМ В RbI

Действие ультразвука на мартенситное превращение аналогично влиянию пластической деформации в поле статических напряжений. При сравнительно небольших интенсивностях и малой длительности ультразвукового воздействия уменьшается уровень межфазных упругих напряжений, увеличивается подвижность дислокаций в упругонапряженной среде. При этом колебательные напряжения, суммируясь с внутренними упругими напряжениями, обеспечивают отрыв дислокаций, что аналогично действию пластической деформации [1, 2]. Можно ожидать, что ультразвуковое воздействие должно привести к увеличению количества новой фазы мартенситного превращения в области ее стабильности (так называемый релаксационный эффект воздействия ультразвука). В связи с этим представляло интерес исследовать влияние мощного ультразвука на гистерезис фазового превращения в щелочных галогенидах.

Галогенид рубидия RbI, имеющий при комнатной температуре и атмосферном давлении струк-