

浅海内波影响下的波导不变量变化特性分析*

宋文华^{1)2)3)†} 胡涛¹⁾²⁾ 郭圣明¹⁾²⁾ 马力¹⁾²⁾

1)(中国科学院声学研究所, 北京 100190)

2)(中国科学院水声环境特性重点实验室, 北京 100190)

3)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2014年2月24日收到; 2014年5月12日收到修改稿)

针对浅海内波引起波导不变量变化的问题, 利用声场波导不变量的概率分布并结合声场简正波的理论, 研究了内波活动下波导不变量的时变性, 给出了波导不变量变化的机理和规律. 具体结论是, 在负跃层波导中, 声场的波导不变量的最大概率取值具有明显的频变特性. 内波环境下, 当声传播方向与内波波阵面平行时, 接收声场简正波的幅度变化不大, 但是简正波的相慢度差和群慢度差的变化却能引起波导不变量最大概率取值的变化; 而当声传播方向与内波波阵面垂直时, 内波引起的简正波耦合同样会导致波导不变量的最大概率取值的明显变化.

关键词: 负跃层波导, 内波, 声场, 波导不变量

PACS: 43.30.Bp, 43.30.Pc

DOI: 10.7498/aps.63.194303

1 引言

在海洋波导中, 由于多途传播的影响, 声场分布在频率-距离($f-r$)平面上会出现比较稳定和规律的条纹(striation)结构, 这些多途干涉结构条纹的斜率与波导不变量 β 有直接的对应关系. 波导不变量 β 的概念最初是由Chuprov等于1982年提出来的^[1,2], 用于分析和解释海洋波导中的声场干涉结构. 波导不变量 β 有很多潜在的应用价值, 是当前国内外水声学研究的热点, 比较多的应用就是声源距离估计. 文献^[3—9]研究了利用 β 的声源距离估计方法, 文献^[10]和^[11]分别探讨了声矢量场的干涉结构的波导不变量的描述以及基于矢量场干涉结构的运动目标定位. 文献^[12]讨论了利用 β 提高声场水平纵向相关的可能性, 文献^[13]的研究工作利用 β 来消除波导频散引起的波形畸变. 文献^[14—16]研究了利用 β 的海底参数反演问题, 文献^[17]探讨了波导不变量的取值与海底PQ模型参数

的对应关系. 在这些应用研究中, 几乎都认为波导不变量是一个固定不变的标量. 然而, 在负跃层等非均匀声速剖面情况下, 声场的干涉条纹结构成分复杂, 条纹斜率以及相应的波导不变取值具有一定的分布范围, 难以用一个固定的常数来描述. 当存在内波的影响时, 声速剖面的时空变化还会引起波导不变量值的时间变化.

标准的波导不变量 β 定义为简正波相慢度 S_p 差与群慢度 S_g 差的比值, $\beta = -\partial S_p / \partial S_g$, 也可以从接收声场($f-r$)平面的谱图(也称为LOFAR图)中估计得到^[14,15]. 一般来说, 利用接收声场的不同干涉条纹可以得到不同的波导不变量 β 估值, 反映了形成这些干涉条纹的简正波的相慢度差与群慢度差比值的差异. 波导不变量 β 的具体取值还与发射接收深度、分析频段、水层声速剖面类型有关, 尤其是水层声速剖面类型, 会显著改变波导不变量 β 取值范围^[18]. 所以, 波导不变量 β 取值实际上并不是一成不变的, 水层声速剖面的空间非均匀性分布及其时变效应, 会显著影响波导不变量的具体

* 国家自然科学基金(批准号: 11004214, 11274338)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: swh3317@126.com

取值.

在实际海洋中,内波是引起水层声速剖面空间非均匀性和时变性的主要因素,特别是在浅海区域,由于声速剖面的时变影响,即便是同样的发射和接收方式,不同时间段声场的干涉条纹特征也会呈现出显著的差异,造成波导不变量取值的时间变化. Rouseff^[19]研究了浅海内波活动对波导不变量取值的影响,并且提出了用概率分布的形式来描述波导不变量取值的这种变化,通过仿真计算说明了内波引起的波导不变量(最大概率)取值的变化,在极端情况下还会出现双峰结构. 波导不变量的这种时变性,会直接影响到其声源距离估计的性能.

本文在浅海负跃层声速剖面的波导环境下,利用2维FFT的方法,进行了典型负跃层波导下波导不变量取值的概率分布研究. 针对低频声场简正波阶数较少的特殊情况,利用简正波的理论,具体分析和解释了内波环境的时变空变特性引起的波导不变量取值起伏变化的内在规律.

2 负跃层波导中的波导不变量变化特性

在水平分层的海洋环境中,单频点声源的激发声场可以表示成简正波叠加形式

$$P(r, z, f) = \sum_{m=1}^M u_m(r, z_s) \psi_m(z) = \sum_{m=1}^M A_m(r, z_s) e^{ik_m r} \psi_m(z), \quad (1)$$

其中时间因子取 $e^{-i\omega t}$, 简正波系数为

$$u_m(r, z_s) = A_m(r, z_s) e^{ik_m r}, A_m(r, z_s) = \sqrt{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\xi_m r}} e^{-\delta_m r} \psi_m(z_s), \quad (2)$$

k_m , $\psi_m(z)$ 和 δ_m 分别是简正波本征值、本征函数和衰减系数,它们原则上也是频率 f (或角频率 $\omega = 2\pi f$) 的函数. 这样接收声场强度为

$$I(r, z, f) = \langle PP^* \rangle = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M B_m B_n^* e^{i(k_m - k_n)r}, B_m \equiv A_m(r, z_s) \psi_m(z). \quad (3)$$

在距离和频率 ($r-\omega$) 平面上,声场强度 $I(r, z, f)$ 分布会出现一些明暗相间的干涉条纹,如图1(b)所示,反映了不同简正波的干涉叠加效应. 这些干涉

条纹的轨迹满足条件

$$dI = \frac{\partial I}{\partial r} dr + \frac{\partial I}{\partial \omega} d\omega = 0. \quad (4)$$

对于某一条干涉条纹轨迹,其斜率为

$$\kappa \equiv \frac{d\omega}{dr} = - \frac{\partial I / \partial r}{\partial I / \partial \omega} = - \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M B_m B_n^* e^{i(k_m - k_n)r} (S_{p,m} - S_{p,n})}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M B_m B_n^* e^{i(k_m - k_n)r} (S_{g,m} - S_{g,n})} \times \frac{\omega}{r}, \quad (5)$$

其中 $S_{p,m}$ 和 $S_{g,m}$ 对应第 m 号简正波的相慢度和群慢度,求导过程中忽略了简正波系数项 B_m 的贡献. 定义波导不变量

$$\beta(r, \omega | z, z_s) \equiv - \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M B_m B_n^* e^{i(k_m - k_n)r} (S_{p,m} - S_{p,n})}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M B_m B_n^* e^{i(k_m - k_n)r} (S_{g,m} - S_{g,n})}. \quad (6)$$

这样有波导不变量与条纹斜率的关系为

$$\beta(r, \omega | z, z_s) \equiv \kappa(r/\omega). \quad (7)$$

值得注意的是,由于构成声场的简正波组(mode group)性质的差异,根据不同条纹提取得到的 β 值也会略有差异. 在负跃层的声速剖面情况下,由于包含有性质显著不同的简正波成分(例如反射和反转简正波),提取得到的波导不变量取值的差异更加明显.

从声场干涉条纹中提取波导不变量值,有许多种可供选择的方法,包括Radon变换^[4]、二维傅立叶变换^[19,20], Hough变换^[21]等. 在本文分析中,将采用文献^[19]的提取分析方法,具体就是先对接收声场强度平面分布进行二维傅里叶变换,然后在变换域内按角度遍历的方式分别计算强度的积分值,积分值的大小反映了概率的高低,根据波导不变量和角度的对应关系,给出 β 取值的概率分布情况. 详细过程可参考文献^[19].

为了具体说明波导不变量取值的分布情况,选取了一个典型的浅海负跃层声速剖面环境进行数值计算,声速剖面取黄海实验中温度链测量的数据(这些数据也将在后面第3部分分析中用到)的平均值. 环境模型如图1(a)所示,海深 $D = 40$ m,海底密度 1.6 g/cm^3 ,声速 1700 m/s ,衰减系数 $0.5 \text{ dB}/\lambda$. 声场计算采用KRAKEN算法模型,计算的

频段范围是100—1500 Hz, 接收距离是10—11 km. 当声源深度是30 m, 接收深度是30 m时, 声场波导不变量 β 取值的概率分布具有明显的频变特性, 具体如图2所给的伪彩图, 数值计算中将上述频段范围划分为28组(50 Hz带宽), 在每一组频段中利用文献[19]方法计算得到该带宽内 β 取值的概率分布, 最终形成整个频段范围内的导不变量 β 取值分布.

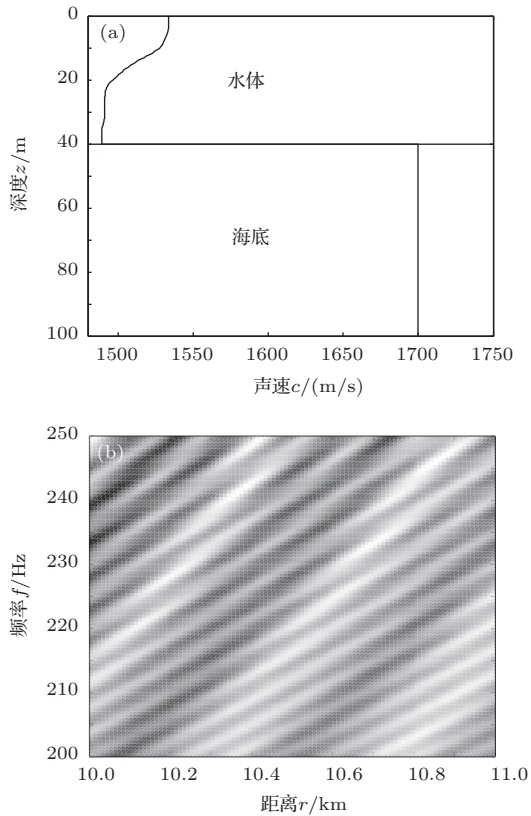


图1 (a) 仿真的环境模型; (b) 声场在频率-距离平面上的干涉条纹结构

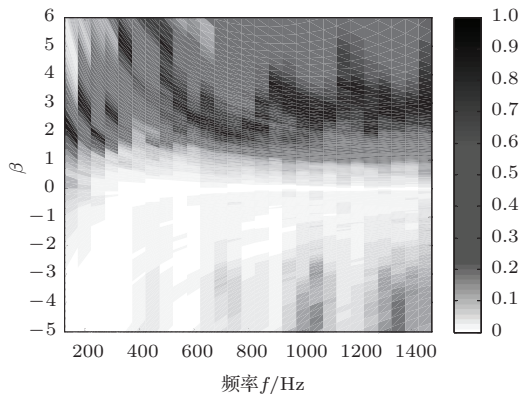


图2 波导环境中波导不变量 β 的概率分布情况

从图2中可以看出, 在较低的频段内, β 的最大概率取值是正值, 而频率上升到600 Hz 以上时,

虽然 β 取值的主峰值仍是正值, 但在个别频段会出现负的峰值. 这可以定性的解释如下: 在负跃层的声速剖面下, 声场简正波可以划分为水面反射-海底反射简正波(SRBR, 即反射简正波)和水体反转-海底反射简正波(RBR, 即反转简正波)两大类, 不同类型的简正波其典型 β 值见表1[18]. 对于反射简正波起主要贡献的条纹, β 为+1(略小于1), 对于反转简正波起主要贡献的条纹, 根据具体情况 β 为负值或者大于1的正值. 为了说明给定干涉条纹及其波导不变量取值来自于什么类型的简正波组的贡献, 记第 m, n 号简正波的相慢度差与群慢度差之比为波导不变量分量 β_{mn} , 即

$$\beta_{mn} = -\frac{S_{p,m} - S_{p,n}}{S_{g,m} - S_{g,n}}. \quad (8)$$

重新将(6)式写成

$$\beta(r, \omega|z, z_s) \equiv \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \alpha_{mn} \beta_{mn}, \quad (9)$$

其中系数

$$\alpha_{mn} \equiv \frac{B_m B_n^* e^{i(k_m - k_n)r} (S_{g,m} - S_{g,n})}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M B_m B_n^* e^{i(k_m - k_n)r} (S_{g,m} - S_{g,n})}. \quad (10)$$

这样就将给定声场干涉条纹对应的波导不变量 β 就表示成了各个分量 β_{mn} 的加权和的形式, 权系数 α_{mn} 反映了第 m, n 号简正波形成的分量 β_{mn} 对声场 β 分布的贡献程度, 简正波所占的能量百分比越大, 对应的 α_{mn} 也越大.

表1 负跃层波导中简正波的分类及其对应的 β 典型值[18]

简正波类型	β 典型值
SRBR	+1
一类RBR	负值
二类RBR	>1

负跃层波导中, 反射简正波对应的 β_{mn} 值是+1, 而反转简正波对应的 β_{mn} 值, 根据频率的不同取负值或者大于1的正值. 并且随着频率的升高, 从第1号简正波开始往后更多的简正波进入到反转简正波行列, 其典型的 β 值由+1变为了负数, 而随着频率的进一步升高, β 值进一步由负值变为大于1的正数, 见图3. 图3给出了 β_{mn} 随频率变化的曲线, 为了便于观看, 每幅图片中只给出了三组, 其他的 β_{mn} 都有类似的规律, 只是 β_{mn} 值跳变的频

点不同. 根据图3(a)所示, 图2中600—800 Hz 内的 β 分布的负峰值主要是由第6, 7号简正波反转形成的. 同样根据图3(b)和(c), 图2中1000 Hz 附近的负峰值主要是由于第9, 10号简正波的反转, 而1400 Hz 附近的负峰值则是由于第12, 13号简正波的反转.

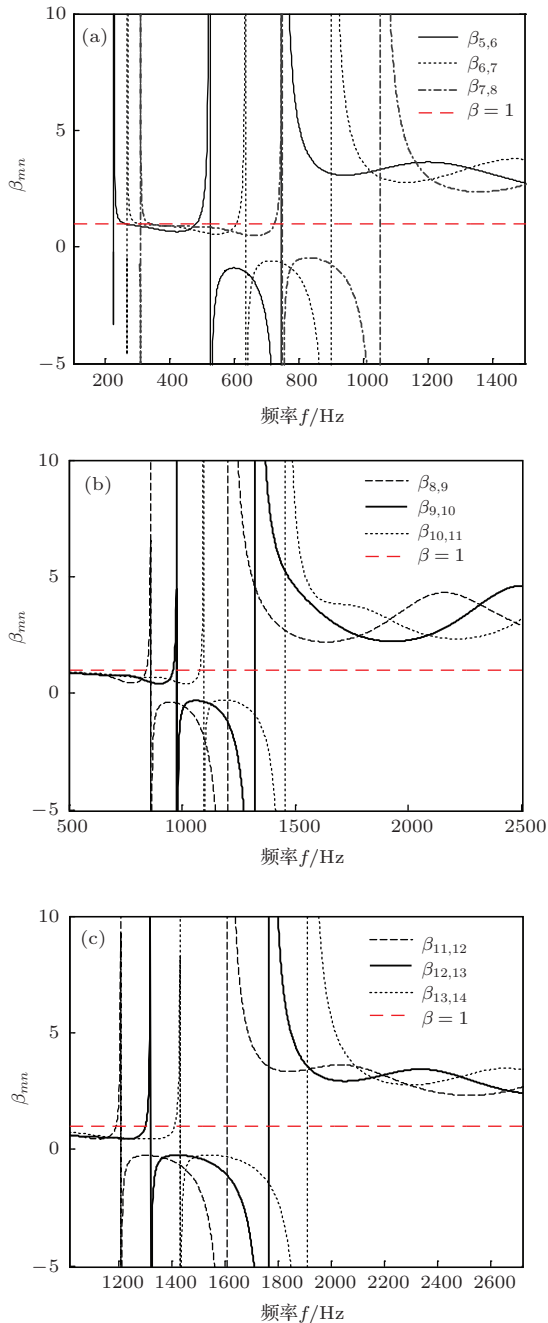


图3 β_{mn} 随频率变化的曲线

在水平均匀的波导中, 虽然声源和接收深度本身不影响简正波的频散特性变化, 即 β_{mn} 不变, 但却能显著的改变接收声场中简正波贡献大

小, 即 α_{mn} 的大小, 并最终影响到声场 β 的最大概率取值. 声源(水听器)位于跃层之上时, 很难激发出(接收到)低号的反转简正波, 接收声场主要是由高号的反射简正波组成的, β 以正值为主; 若位于跃层之下, 声场则主要是以低号的反转简正波为主, β 中负值的部分就会明显起来. 图4给出了一组不同接收深度的数值计算结果, 其中声源深度为30 m, 接收深度分别为7 m, 15 m, 30 m, 频带范围选择1000—1050 Hz, 对应的声场干涉条纹见图4. 图中, 7 m接收深度的声场主要由高号的反射简正波 ($\beta_{mn} \approx 1$) 组成, β 最大概率取值介于0和+1之间, 而30 m处的接收声场主要由低号的反转简正波 ($\beta_{mn} > 1$) 组成, β 最大概率取值大于+1, 而中间15 m处的接收声场比较复杂, 既有 β_{mn} 为反的简正波, 也有 β_{mn} 为负的反转简正波, 总的来说 β_{mn} 为负的反转简正波所占能量更大, β 最大概率取值为负数.

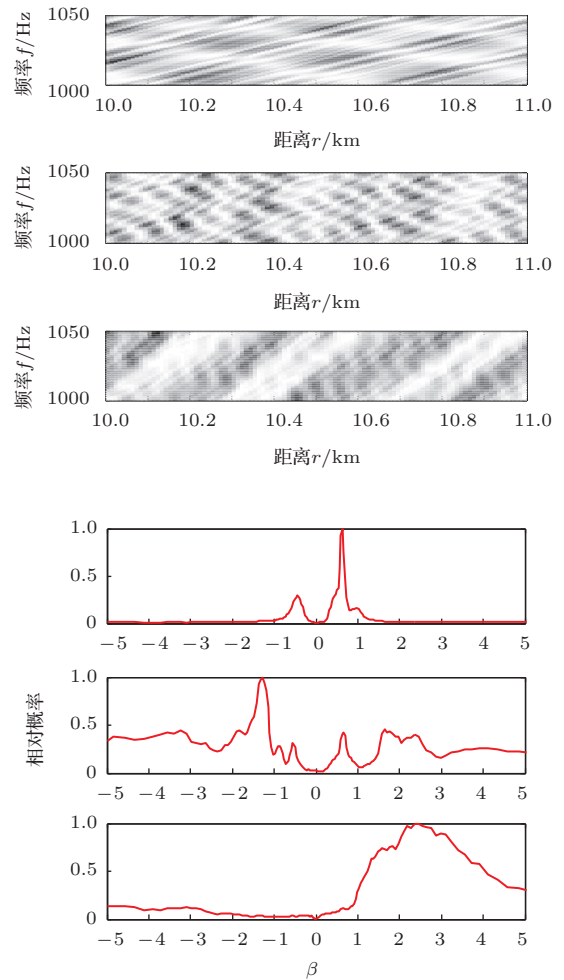


图4 声源和接收深度三种组合的声场干涉条纹、 β 的相对概率分布 (从上到下依次对应接收深度7 m, 15 m, 30 m)

综上所述, 负跃层波导中, 根据 β_{mn} 取值不同, 波导不变量 β 具体有三种类型的基因, 分别是负值、略小于1的正值和大于1的正值, 而具体哪一种基因能显性表达则由各个基因所占的能量百分比决定, 具体来说就是与声源、接收深度有关. 当声场由不同类型的简正波构成时, 波导不变量也会取不同的值. 同时, 负跃层波导中的波导不变量的取值还与分析的频段密切相关.

3 内波影响下的波导不变量变化特性

在垂直分层的海洋中, 例如夏季的大陆架浅海环境, 由于潮汐与海底地形的相互作用, 存在着剧烈的内波活动, 引起声速剖面显著的空间非均匀分布和时变特性, 对声的传播产生重要的影响. 由于浅海声场主要由低号的反转简正波构成, 而反转简正波的能量主要集中在跃层和海底之间, 对内波环境下跃层的上下浮动比较敏感, 所以浅海声场波导不变量的概率分布具有明显的时变性. 考虑到声传播方向平行和垂直于内波波阵面时, 内波对声场的影响不同, 故需要分开讨论.

图5给出了由温度链记录的实验数据产生的内波环境, 其中声速剖面平均值已经在图1(a)中给出. 作为一个简单的模拟, 假设内波波阵面是直线的, 内波传播速度恒定并且传播过程中不发生频散. 在垂直于内波波阵面的传播方向上(沿 X 方向), 按照估计的内波传播速度, 将温度链记录数据的时间轴转化为距离, 然后填充声源和接收阵之间的空隙, 并且每过一段时间(20 min)都更新一次声速剖面, 这样就获得了 X 方向上的声速剖面的时空变化, 某一时刻声传播路径 X 上的声速剖面见图5(b). 而在平行于内波波阵面的传播方向上(沿 Y 方向), 可以近似看作水平均匀的环境, 故在某一时刻只需要取声源位置处的声速剖面即可. 海底的参数设置同第2部分, 海深40 m, 声源深度30 m, 接收深度30 m, 分析声场干涉结构时选取的频带范围是700—750 Hz, 接收距离范围是10—11 km, 在内波传播过程中利用二维FFT提取分析各个时刻的声场波导不变量的概率分布.

在平行于内波波阵面的传播方向(Y)上, 尽管声速剖面可以近似为水平均匀分布的, 但考虑到内波波阵面通过时声速剖面的时变性, 对应的 α_{mn} 和 β_{mn} 也会改变, 导致 β 的最大概率取值的时间变化.

而在垂直于内波波阵面的传播方向(X)上, 声速剖面水平非均匀性引起的简正波参数水平变化以及耦合效应, 都会导致 α_{mn} 和 β_{mn} 变化, 造成波导不变量 β 最大概率取值的时变. 在接下来的部分中, 先分析平行于内波波阵面的方向上的情况.

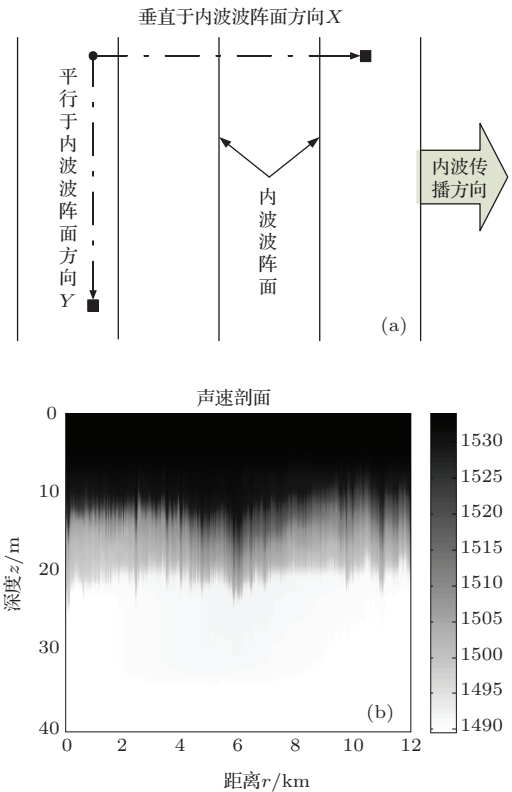


图5 (a) 声传播与内波传播方向的示意图; (b) 某一时刻, 传播路径 X 上的声速剖面

3.1 平行内波波阵面的方向

在平行内波波阵面的传播方向上(图5(a) Y), 可以忽略简正波耦合的影响, 采用水平均匀的环境模型来计算不同时刻的接收声场, 再根据声场空间分布提取得到波导不变量的概率分布特性及其随时间的变化.

数值计算中的内波环境见图5, 内波推进过程中波导不变量的概率分布变化见图6. 图6中可以看到, 声场 β 的最大概率取值在绝大多数时刻都是+2左右, 在个别时刻(主要是跃层深度起伏较大的时刻, 例如 t_3) β 的取值出现较大的变化.

图7分别给出了 t_1, t_2, t_3 时刻(图6中标记)的声速剖面、波导不变量 β 的概率分布, 以及相应的各号简正波的接收幅度. 在选取的频段内, 声场总共由15号简正波构成, 由于高号的简正波幅度较低,

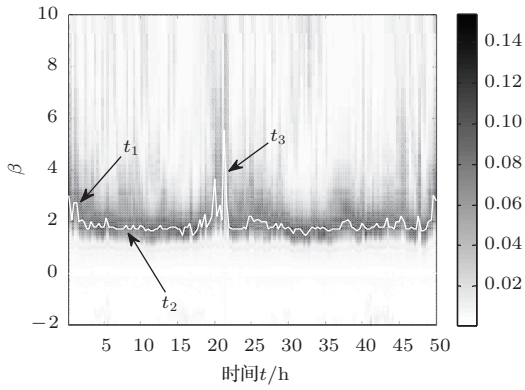


图6 声传播路径为Y时,内波推进中声场波导不变量的取值的概率分布情况(图中白色实线是 β 最大概率取值的时变曲线)

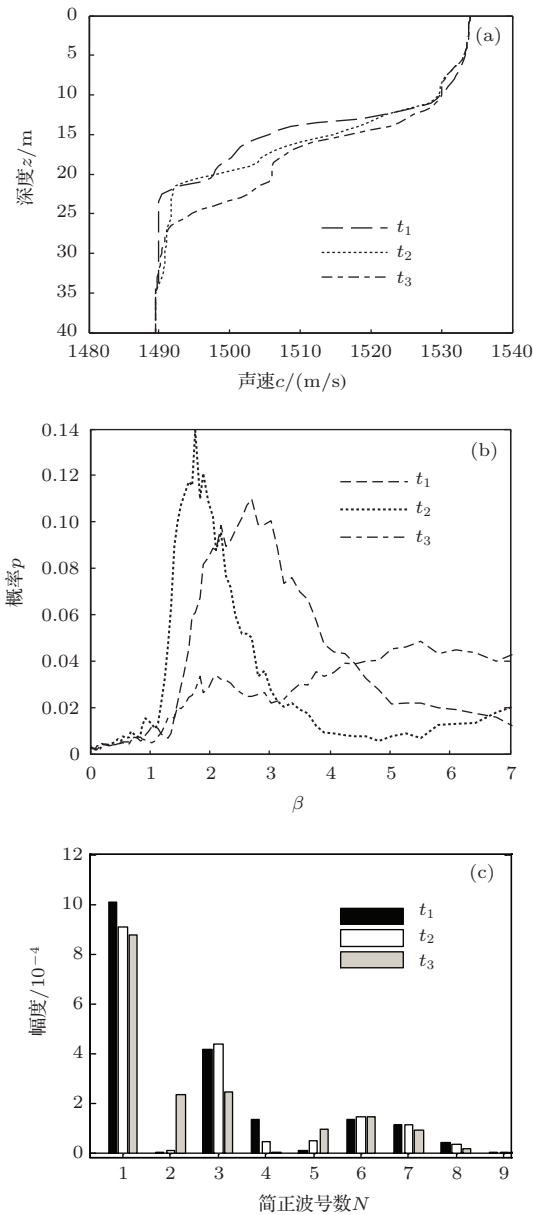


图7 (a) 声速剖面的对比; (b) β 概率分布的对比; (c) 1—9号简正波幅度的对比(t_1 , t_2 和 t_3 三个时刻在图6中标出)

在这只给出前9号简正波的幅度分布. 从图7(c)中可以看到, 第1, 3号简正波占了绝大部分的能量, 声场的各号简正波幅度在内波传播的整个时间段内比较稳定, 所以 α_{mn} 的变化非常小, 可以认为 β 取值的变化是由于 β_{mn} 的改变. 需要说明的是, t_3 时刻由于声速剖面跃层的下压较大, 才造成了2号简正波幅度的增大, 并且 β 的概率分布也呈现出较大差别, 而其他时刻跃层变化没这么大, 2号简正波能量一直很低.

在700—750 Hz频段内, 第1—4号简正波属于反转的简正波, 其 β_{mn} 是大于1的正值. 考虑到在绝大多数时刻, 声场2号简正波可以忽略, 声场 β 的值可以用 β_{13} 和 β_{34} 的加权来表达, 见下式:

$$\beta \approx \beta_{13} \times 0.85 + \overline{\beta_{34}} \times 0.15 \quad (11)$$

式中的系数根据图7(c)中的 t_1 时刻的简正波幅度确定. 考虑到第1, 3号简正波幅度远大于第4号简正波, 讨论 β 的时变性时主要分析 β_{13} , 而 $\overline{\beta_{34}}$ 取无扰动时的值3.6. 这样根据(11)式计算的得到的 β 与图6中白色实线的对比见图8. 两者非常一致, 这说明图6中声场波导不变量最大概率取值的时间变化主要是由于第1, 3号简正波的群慢度和相慢度差的扰动造成的.

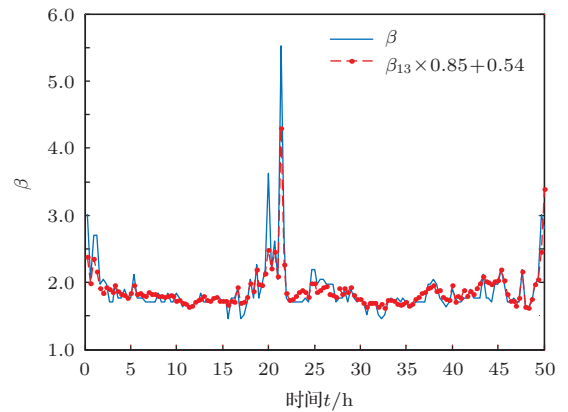


图8 波导不变量最大概率取值与(11)式计算结果的对比

在声传播方向与内波波阵面平行时, 虽然没有简正波的耦合, 但是由于简正波群慢度差和相慢度差的扰动, 声场的 β 仍会发生最大概率取值的时间变化. 需要说明的是, 平行于内波波阵面的情况下, 跃层的上下起伏也会造成声简正波幅度的起伏[22]. 在本文的仿真中, 由于发射和接收都远离跃层, 所以这种现象的影响可以忽略.

3.2 垂直内波波阵面方向

在垂直于内波波阵面方向上(图5(a) X), 声速剖面是水平非均匀分布并且时变的. 在简正波耦合不是很强的情况下, 第2部分的公式可以推广到水平非均匀的情况下, 只需要将各号简正波的群慢度用传播路径上的平均值来代替^[1], 即

$$S_{g,m} = \frac{1}{r} \int_0^r s_{g,m}(r') dr', \quad (12)$$

而各号简正波的相慢度表达式不变, 波导不变量的分量 $\beta_{m,n}$ 仍采用(8)式所示的形式来求解.

对于给定时刻, 根据对应的水平非均匀分布声速剖面, 采用耦合简正波模型计算得到相应的接收声场分布, 再提取得到波导不变量取值的概率分布及其变化情况, 具体结果如图9(a)所示. 从图9(a)中可以看到, 声场的 β 的最大概率取值呈现出明显的跳跃式的变化. 实际上, 这种时变性主要是由于内波引起的简正波耦合造成的. 图9(a)中标记的时刻 x, y , 其简正波组成在图9(b)给出, 其差异是2号简正波幅度的降低以及3, 4号简正波幅度的升高. 从图9(c)中可以看到, 在考虑的频段内, β_{12}

的值是1.5左右, 而 β_{34} 的值是+4—+5之间, 所以 y 时刻3, 4号简正波接收能量的增大导致了 β_{34} 的权系数 α_{34} 的增大, 导致声场 β 最大概率取值的增大. 考虑到声源(30 m)正好位于2号简正波的零点附近, 所以实际的情况是 x 时刻声传播过程中发生了3, 4号简正波能量向2号简正波的耦合, 见图10, 而 y 时刻这种耦合效果就弱了很多.

最后需要说明的是, 由于 β_{mn} 定义中的群慢度是关于距离的均值, 其时间变化远小于水平均匀环境时的情形, 在上面的仿真中忽略了 β_{mn} 的变化, 认为声场波导不变量 β 取值的变化主要是由于内波引起的系数 α_{mn} 的改变造成的.

比较图9和图6, 可以发现, 相对来说, 在平行于内波波阵面的传播路径 Y 上, 声场波导不变量的起伏变化比较缓慢平稳, 而在垂直于内波波阵面的传播路径 X 上, 声场波导不变量则具有明显的跳变. 这是由于在 X 方向上声场简正波耦合引起系数 α_{mn} 的改变是造成 β 变化的主要原因, 而在 Y 方向上, β 的变化主要是由于内波引起的声场主要简正波的相慢度差和群慢度差扰动引起的.

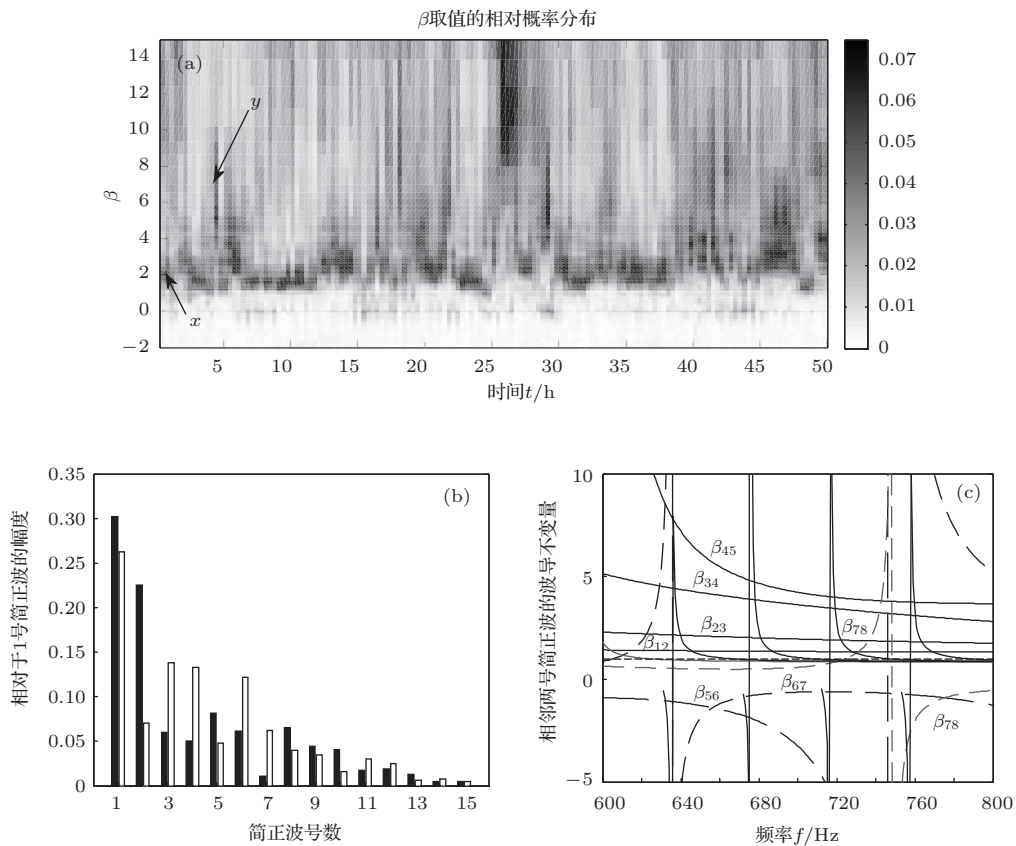


图9 (a) 内波推进过程中波导不变量的概率分布的变化情况; (b) x 和 y 时刻的声场简正波幅度对比; (c) 相邻两号简正波的波导不变量分量 β_{mn} 的分布

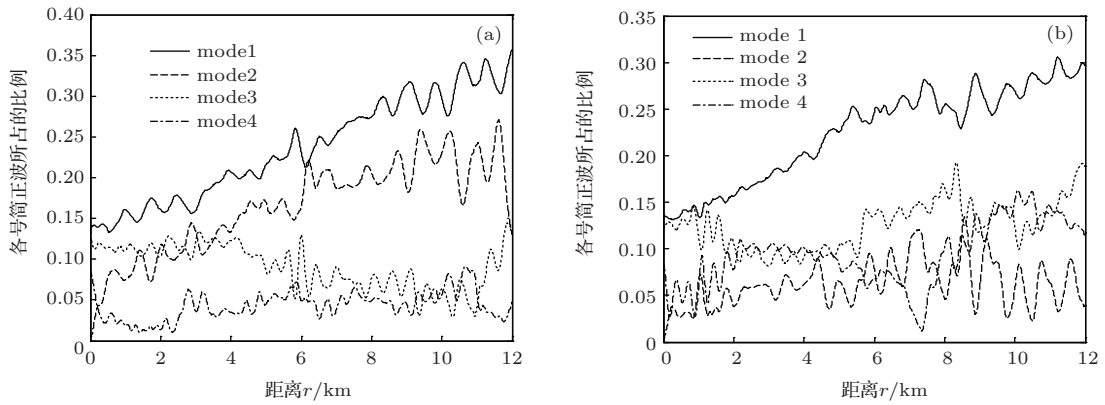


图10 前四号简正波所占的比例随距离的变化 (a) x 时刻; (b) y 时刻

4 结 论

本文首先讨论了负跃层波导中声场波导不变量的分布情况,发现声场 β 的最大概率取值具有明显的频变特性.这种频变特性可以用简正波理论解释:当频率逐步升高时,任一简正波都会由SRBR类型简正波(β 典型值+1)变为RBR类型的简正波(β 典型值负数或者大于1的正数).考虑到在不同的接收深度,声场简正波组成不同, β 的频变特性还与声源、水听器的布防深度有关.

本文还讨论了声场波导不变量在内波环境下的时变现象.通过仿真发现内波造成 β 变化主要有两种机理:1)当声传播方向与内波波阵面垂直时,主要是孤子内波引起的简正波耦合导致声场简正波成分发生变化,进而造成声场 β 最大概率取值的改变;2)当声传播方向与内波波阵面平行时,如果内波引起声场主要简正波相慢度差和群慢度差较大的扰动,就会引起声场 β 最大概率取值的改变.

需要说明的是,在时变的内波环境下,无论声传播方向如何,声场的简正波成分(对应 α_{mn})和声场波导不变量的分量 β_{mn} 都会随时间改变.体现在声场 β 的概率分布上, α_{mn} 更多的是造成 β 最大概率取值的跳跃性变化,而 β_{mn} 的则是比较平滑的变化.所以对应本文的仿真,在声传播方向与内波波阵面垂直时,声场的 β 取值会有明显的跳动,而在声传播方向与内波波阵面平行时,声场的 β 取值变化则平缓的多.

参考文献

[1] Chuprov S D 1982 *Ocean Acoustic: Current State*, Ed. By Brekhovskikh L M and Andreev I B (Nauka, Moscow),71

[2] Brekhovskikh L M, Lysanov Y P 1991 *Fundamentals of Ocean Acoustics* (2nd edition) (NewYork: Springer) p-p140-145

[3] Thode A M, Kuperman W A, D'Spain G L, Hodgkiss W S 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 278

[4] Thode A M 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **108** 1582

[5] Zhao Z D, Wang N, Gao D Z, Wang H Z 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 064301

[6] Turgut A, Orr M, Rouseff D 2010 *J. Acoust. Soc. Am.* **127** 73

[7] Li Q H, Wang L, Wei C H, Li Y, Ma X J, Yu H C 2011 *Acta Acustica* **36** 253 (in Chinese) [李启虎, 王磊, 卫翀华, 李巍, 马雪洁, 于海春 2011 声学学报 **36** 253]

[8] Yu Y, Hui J Y, Yin J W, Hui J, Wang Z J 2011 *Acta Acustica* **36** 258 (in Chinese) [余贇, 惠俊英, 殷敬伟, 惠娟, 王自娟 2011 声学学报 **36** 258]

[9] Hailiang Tao, Jeffrey L. Krolik 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **123** 1338

[10] Lin W S, Liang G L, Fu J, Zhang G P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 144301 (in Chinese) [林旺生, 梁国龙, 付进, 张光普 2013 物理学报 **62** 144301]

[11] Lin W S, Liang G L, Wang Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 034306 (in Chinese) [林旺生, 梁国龙, 王燕 2014 物理学报 **63** 034306]

[12] Su X X, Zhang R H, Li F H 2006 *Acta Acustica* **31** 305 (in Chinese) [苏晓星, 张仁和, 李风华 2006 声学学报 **31** 305]

[13] Wang N, Gao D Z, Wang H Z 2010 *J. Harbin Eng. Univ.* **31** 825 (in Chinese) [王宁, 高大治, 王好忠 2010 哈尔滨工程大学学报 **31** 825]

[14] Heany K D 2004 *IEEE-JOE* **29** 88

[15] Ren Q Y, Hermand J P, Piao S C 2011 *Proceedings of ICTCA 2011*, Taipei

[16] Gervaise C, Kinda B G., Bonnel J, Stephan Y, Vallez S 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 1999

[17] Shang E C, Wu J R, Zhao Z D 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 3691

[18] Shang E C, Wang D Z 2013 *Underwater Acoustic* (2nd Edition) (Beijing: Science Press) pp445 (in Chinese) [尚尔昌, 汪德昭 2013 水声学 (第二版) (北京: 科学出版社) 445]

- [19] Rouseff D 2001 *Waves Random Media* **11** 377
- [20] An L, Wang Z Q, Lu J R 2008 *Acta Elec. Sin.* **30** 2930 (in Chinese) [安良, 王志强, 陆佶人 2008 电子与信息学报 **30** 2930]
- [21] Tian L A, Liu F C, Zhou S H 2009 *Acoustics and Electronics Engineering* **96** 22 (in Chinese) [田玲爱, 刘福臣, 周士弘 2009 声学与电子工程 **96** 22]
- [22] Wang N, Zhang H Q, Wang H Z, Gao D Z 2010 *Acta Acustica* **35** 38 (in Chinese) [王宁, 张海青, 王好忠, 高大治 2010 声学学报 **35** 38]

Time-varying characteristics of the waveguide invariant under internal wave condition in the shallow water area*

Song Wen-Hua^{1)2)3)†} Hu Tao¹⁾²⁾ Guo Sheng-Ming¹⁾²⁾ Ma Li¹⁾²⁾

1) (*Institute of Acoustic, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*Key Laboratory of Underwater Acoustic Environment, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 24 February 2014; revised manuscript received 12 May 2014)

Abstract

To explain the change of the waveguide invariant β caused by the internal wave, the waveguide invariant is expressed as a stochastic distribution and the time-varying characteristics of β are analyzed; then the cause and principle of variation of β are discussed in terms of the normal modes theory of the acoustic field. It turns out that the waveguide invariant shows great frequency-dependent characteristics. And in the internal wave environment, when the sound is propagated parallel to the internal wave front, the sound field's composition of normal modes remains unchanged, but the turbulence in the group slowness and phase slowness of the main normal modes in the sound field may also change the distribution of β ; when the sound is propagated perpendicular to the internal wave front, the coupling between acoustic normal modes might also cause obvious changes in the values of β .

Keywords: thermocline, internal wave/tide, sound field, waveguide invariant

PACS: 43.30.Bp, 43.30.Pc

DOI: 10.7498/aps.63.194303

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004214, 11274338).

† Corresponding author. E-mail: swh3317@126.com