

Study on the Generational Mechanism of Bidirectional Sedimentary Structure by Internal-Waves*

Rui Wang, Youbin He, Junhuan Qiao

School of Geoscience, Yangtze University, Jingzhou
Email: wangrui819788749@163.com

Received: Jan. 27th, 2013; revised: Feb. 18th, 2013; accepted: Mar. 3rd, 2013

Copyright © 2013 Rui Wang et al. This is an open access article distributed under the Creative Commons Attribution License, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

Abstract: Internal waves can transform the seabed sediments. People can find bidirectional sedimentary structure in this kind of internal-wave depositions. But its generational mechanism has not been studied deeply. Through the comparison of surface waves and internal waves, we can find the particle of internal-waves motion characteristics. Combining the theory of seawater “stable stratification”, the generational mechanism of bidirectional sedimentary structure by internal-waves may be clear.

Keywords: Internal-Waves; Internal-Tides; Bidirectional Sedimentary Structure

内波沉积中双向交错层理形成机理的探讨*

王 瑞, 何幼斌, 乔俊欢

长江大学地球科学学院, 荆州
Email: wangrui819788749@163.com

收稿日期: 2013 年 1 月 27 日; 修回日期: 2013 年 2 月 18 日; 录用日期: 2013 年 3 月 3 日

摘 要: 内波可以对海底的沉积物进行改造形成内波沉积, 并且已在该类沉积中发现了明显的交错层理, 但对其形成机理还未进行深入探讨。本文主要通过表面波和内波的比较, 阐明了内波质点的运动特征, 并结合海水的“稳定层化论”, 剖析了内波沉积中双向交错层理的形成机理。

关键词: 内波; 内潮汐; 双向交错层理

1. 引言

内波是一种水下波, 它存在于两个密度不同的水层界面上, 或存在于具有密度梯度的层之内^[1]。内波是海洋中广泛存在的一种波动, 它的振幅、周期、传播速度及存在深度的变化范围很大^[2]。内波的产生是由于扰动源的存在和海水的“稳定层化”^[3]。当内波的周期等于日潮或半日潮时, 这种特殊类型的内波称为内潮汐^[2,4]。内波的相关研究早在 19 世纪 70 年代便

开始进行, 近些年来人们开始不断关注其对海底沉积物的改造作用。高振中等在对北美阿巴拉契亚山脉中段奥陶系进行研究时, 首次在地表鉴别出了地层记录中的内潮汐沉积^[5]。其后, 高振中^[6]、何幼斌^[7,8]等进一步对内波沉积物形成过程中的作用及沉积特征等方面做了细致的研究。目前国内已在浙江桐庐和临安上奥陶统^[8,9]、新疆塔里木盆地中-上奥陶统^[10-12]、西秦岭泥盆系-三叠系^[13]、江西修水中元古界^[14]、湖南桃江前寒武系马底驿组^[15]、湖南石门下寒武统^[16]、鄂尔多斯盆地西缘中奥陶统平凉组^[17]、宁夏香山地区中

* 基金资助: 国家大学生创新试验计划项目(项目编号: 101048903)和国家自然科学基金项目(41072086)联合资助。

奥陶统香山群^[18]等地层中发现了内波内潮汐沉积并进行了研究。内波内潮汐沉积构造的形成机理还不是十分明确，王青春等认为这种形成向传播方向相反一侧迁移的沉积构造是内波沉积所特有的指向沉积构造，并用波动理论对其成因进行了探讨^[19]。但其对沉积构造形成机理的解释过于宏观，本文主要通过表面波和内波的比较结合海水的“稳定层化论”，从微观的角度对双向交错层理的成因进行探讨。

2. 内波和表面波比较

2.1. 表面波质点运动模式及波形曲线

人们熟悉的表面波是重力和水的表面张力的共同作用产生的。它既非横波也非纵波，而是一种复合波。水有两大特性：流动性和难被压缩性，故当水面某区域受到竖直向下的扰动时，必将使临近的水质元发生水平方向的纵向移动，但纵向移动的先后不同(自水面向下，其纵向移动越来越滞后)，于是邻近的水面就会依次向上隆起，出现一个波峰，如图 1 所示^[20]。

此后，随着水的纵向运动的向前传递，波峰也将以某一速度向前推进。静水中表面波形成时，水面每一质元都参与水平方向和垂直方向上二个同频同振幅的简谐振动，即二维运动，合运动一般为匀角速圆周运动。M. Iona^[21]给出了图示法：在代表水平面的 x 轴上取一系列等间隔的点，以这些点为圆心分别作半径为 R 的圆(R 即为波幅)。沿传播方向每个质元要依次落后一个相同的相位角，在此情况下角频率。正好是质元的角速度，相位角也正好表现为几何角度。把同一时刻各质元所处的位置用曲线连起来，就得到波形(如图 2)^[21]。

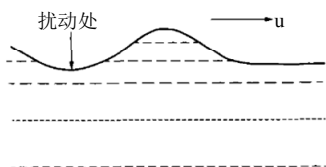


Figure 1. The formation of surface wave^[20]
图 1. 表面波形成图^[20]

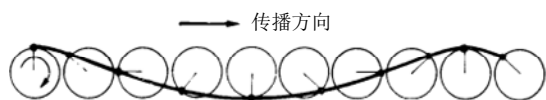


Figure 2. Wave curve of water particle^[21]
图 2. 水质元形成的波形曲线^[21]

由图 2 可知，波形曲线在波峰处比较陡峭，而在波谷处比较平缓，是一条不对称曲线。通过图 3 推出此曲线的方程，假定在某一时刻平衡位置在 O 点的质元正好处在峰的位置，平衡位置在 x 处的任意质元的相位较前者滞后 θ ，它的坐标应为：

$$x = x_0 - a \sin \theta \quad (1)$$

$$y = a \cos \theta \quad (2)$$

因为间隔为 λ 的二个质元间，相位差为 2π ，所以有 $x = \lambda \theta / 2\pi$ ，同时令 $r = \lambda / 2\pi$ ，代入上式便得：

$$x = r\theta - a \sin \theta \quad (3)$$

$$y = a \cos \theta \quad (4)$$

当 $a = r$ 时，上式给出的是一条旋轮线(摆线)； $a < r$ 时，给出的是一条短幅旋轮线，当 $a > r$ 时，给出的一条长幅旋轮线。

考虑到水面波的微分方程式在小波幅的条件下推出来的，即 $\lambda \gg a$ ，因此有理由认为 $a < r$ ，即在此情况下水面波的波形曲线是一条短幅旋轮线^[22]。

2.2. 内波质点运动模式及波形曲线

内波是发生在稳定分层海水中的波动，频率介于惯性频率 f 和 Brunt-Vatsala 的频率 N 之间^[23]。频率较高的内波，其恢复力主要是重力和浮力之差，频率较低时主要是地转惯性力。海洋中的层结现象是由海水的温度和盐度差异引起的^[24-26]，即海洋的一定深度上存在着温跃层和盐跃层，并导致密跃层的出现。主跃层出现在深度约 300~1000 m 处。实际跃层上下相对密度差仅约为 0.1%，所以只要很小的扰动便可引起“轩然大波”。内波的相速一般不及 1 米/秒，印度洋处内波的传播速度已被证实为 2 m/s~3 m/s^[27]；波长近百米至几十公里，周期为几分钟至几小时；波幅高达几米到近百米的量级。综上，内波算是一种深水小振幅波。

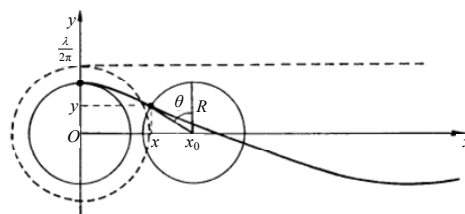


Figure 3. Wave curve analysis graph of surface wave^[22]
图 3. 水面波波形曲线分析图^[22]

假设在无限深水域处 ($h \rightarrow \infty$), 引入速度势 φ , 设速度 V 在直角坐标系中的三个分量分别为:

$$u = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad w = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

忽略水的粘滞性和压缩性, 令 $z = \zeta(x, y, t)$, 周期为 T , 圆频率为 ω , 波数为 k , 波长为 λ , 振幅为 a , 设水深为 h , 在水底, 水的法向速度为 0 , 所以

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=-h} = 0 \quad (5)$$

在自由面上, 令 $z = \zeta(x, y, t)$, 对小振幅波, 振幅 a 远小于 λ , 即 $\frac{a}{\lambda} \ll 1$ 。又考虑到小振幅波自由面 $z = \zeta$ 对水平面 $z = 0$ 偏离很小, 所以

$$\zeta = -\frac{1}{g} \left. \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right|_{z=0} \quad (6)$$

自由面上, $f(x, y, z, t) = \zeta(x, y, t) - z = 0$, 于是

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} - w = 0 \quad (7)$$

忽略微量和结合(6)式

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right]_{z=0} = 0 \quad (8)$$

式子(5)、(6)、(8)构成了小振幅波的边界条件。

利用小振幅波的边界条件, 在二维情况下, 解得质点的各速度分量为:

$$u = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = -a\omega e^{kz} \cos(kx - \omega t) \quad (9)$$

$$w = -\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -a\omega e^{kz} \sin(kx - \omega t) \quad (10)$$

通过计算可得:

$$\zeta = a \cos(kx - \omega t) \quad (11)$$

$$\omega^2 = kg \quad (12)$$

由式(9)~(10)得到, 在波峰 $\zeta = a$ 和波谷 $\zeta = -a$ 处, $\cos(kx - \omega t) = \pm 1$, 质点速度水平分量 u 达最大值; 在 $\zeta = 0$ 处, 速度的垂直分量达到最大值; 另外, 随着深度的增加, 速度呈指数衰减, 很快变小, 利用(9)式和(10)式,

由 $u = \frac{dx}{dt}$ 和 $w = \frac{dz}{dt}$, 可分别得到:

$$x = x_0 + ae^{kz_0} \sin(kx_0 - \omega t) \quad (13)$$

$$z = z_0 - ae^{kz_0} \cos(kx_0 - \omega t) \quad (14)$$

消去 t , 得质点运动的轨迹方程(如图 4)

$$(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2 = a^2 e^{2kz_0} \quad (15)$$

可见, 在平衡点 (x_0, z_0) 附近, 质点将做以平衡点为圆心, 以 ae^{kz_0} 为半径的圆周运动。如图 4, 设质点在 t 时刻位于 P 点, 则由式(13)和式(14)得到:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta &= \frac{x - x_0}{z - z_0} = \operatorname{tg}(kx - \omega t) \\ \theta &= kx - \omega t \end{aligned} \quad (16)$$

显然, 质点绕 (x_0, z_0) 做顺时针的圆周运动, 质点位于圆的顶点时向右运动, 对照式(7)可知, 该点在水波波峰处; 在圆的最低点即波谷处, 质点向左运动, 于是可以绘出水面各质点运动的图像(图 5)。

令谐波的周期为 T , 则谐波的传播速度为

$$c = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{k} \quad (k \text{ 为波数}), \text{ 将式(8)代入得波速为: } c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}$$

上式说明, 波长越长的水波传播速度越大^[28]。

综上, 内波作为深水小振幅波, 其质点运动模式和表面波极为相似, 均为以某一平衡点为圆心, 某一长度为半径的圆周运动。王青春等人也认为内波和表面波的主要差异仅在于单位海水质点的恢复力, 表面波海水质点恢复力为 g , 内波海水质点恢复力为 $(\rho_1 - \rho_2)g/\rho_2$ (ρ_1, ρ_2 为密度界面上下水体的密度)^[25]。因而内波也具有类似于表面波的运动特征, 只是由于密跃层上下水体的密度差不如空气和水的密度差那样明显, 所以这种不对称性并不是那么强烈。

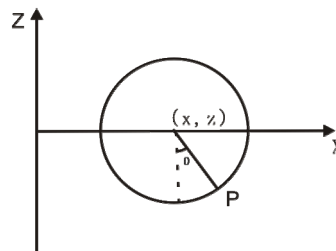


Figure 4. Motor pattern graph of mass point in infinite deep water^[28]
图 4. 无限深水域处质点运动模式图^[28]



Figure 5. Motion image of water particle in the surface of the water in infinite deep water^[28]
图 5. 无限深水域处水面各质点运动图像^[28]

从能量的观点来看,波幅与重力的平方根成反比,因此,在能量相同的条件下,内波波幅可以是表面波的20~30倍,波幅达数十米乃至百米的内波并不罕见。

基于内波和表面波质点运动模式的相似性,不难发现内波的波形曲线也为一条短幅旋轮线。

3. 海水的稳定层化论

假设一个固结在地球上和地球一起运动的直角坐标系,原点位于平均海平面上, x_1 、 x_2 轴位于此平均海平面中,分别指向东和北, z 轴垂直向上,由于海洋中海水的温度和盐度都是空间函数,因而海水的密度也是时间和空间的函数,大部分海域中海水的密度水平梯度很小,故将 $\rho(x_1, x_2, z)$ 简化为 $\rho(z)$, 不计压缩性的影响, $\rho(z)$ 随深度的增大而增加,故海水处于静力稳定状态且为密度存在垂向梯度的层化流体,即 $d\rho(z)/dz < 0$ 。

当坐标系内 z 处的一小团海水受到外界扰动源扰动而向下运动时,由于历时短,可以看作是绝热无扩散过程,此小团海水保持它的密度不变。在某一时刻,运动停止于 $z + \Delta z$ 处,此时该小团海水的密度将小于周围海水的密度,重力和浮力的合力不为 0,该小团海水不能达到平衡状态而向上运动;当到达平衡位置时,该小团海水由于惯性将继续向上运动,此时周围海水的密度将大于该小团海水的密度,运动停止并向下运动,若不计阻力,这团海水将不停地以 z 为平衡位置往复运动,频率为 N 。这样海水的层化就不会为外界扰动而发生改变。可以用指标

$$E = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}$$

作为海水层化稳定性的度量, E 值越大,海水层化越稳定。设小团海水在铅垂方向偏移了位移 ζ , t 为时间,经推导可得

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}$$

即

$$\frac{d^2\zeta}{dt^2} + N^2\zeta = 0$$

可以发现上式是弦振动方程, N 为振动的圆频率(以弧度/单位时间为单位)。

但是,只有在浅层海水中可以近似地忽略压缩性

对海水层化稳定度(E)及浮频率(N)的影响,在较深的水层需要考虑压缩性对它们的影响,两者均发生改变^[29]。

4. 双向交错层理的成因分析

4.1. 内波对沉积物的改造

如前文所述,深水处,海水质点的运动模式同表面波一样为以某一平衡点为圆心,某一长度为半径的圆周运动;并且海水受到外界扰动源扰动向下运动时,依据“稳定层化原理”,其将以某一处为平衡位置不停地做往复运动。综合来看,海水将一边做上下的往复运动,一边做自身的圆周运动,纵向上质点轨迹的连线将和表面波波形曲线相类似,为一短幅旋轮线,如图 6(a)。这也正好符合了前人研究认为的,内波在纵向上有一定结构。

当小团海水运动到海底处时,便会携带一部分细粒沉积物质继续向上运动。小团海水往复运动的恢复力为重力和浮力的合力。向上运动时,由于海水密度的变化,浮力由大变小,导致海水对细粒沉积物的搬运能力也由大变小,在浮力和重力的相互作用下,细粒沉积物将重新进行沉积(图 6)。

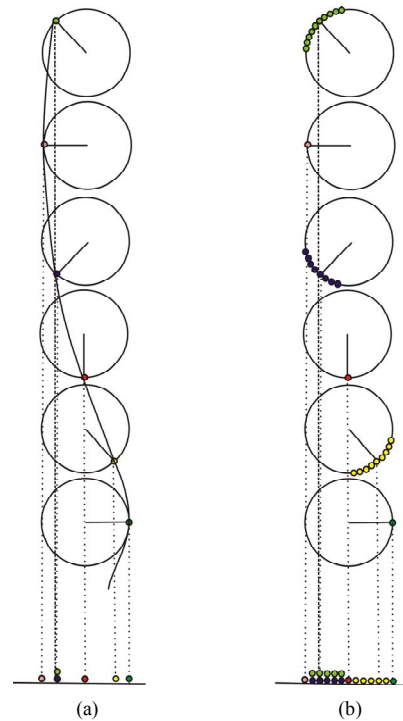


Figure 6. The transport of deposit by water particle
图 6. 海水质点对沉积物搬运方式

4.2. 双向交错层理的形成机理

不考虑其他外部因素的影响,底部沉积物随海水质点做圆周运动的同时,由于浮力的变化将重新进行沉积。海水质点的圆周运动存在一定特殊性,如图 6(b) 所示,沉积物在圆周运动一周期内的 $1/4T$ 和 $3/4T$ 处的下部沉积物量少,而在其他位置沉积物的量偏多。这是由于 $1/2T$ 到 $3/4T$ 之间和 $3/4T$ 到 T 之间沉积物沉积的位置相同,两次沉积下来的沉积物相互叠加造成的。有的位置沉积物的量多,有的位置沉积物量少,长此以往,沉积物堆积成小丘状,大量的小丘状沉积体连成一片便形成了大规模的沉积物波。

内波的振幅、周期、传播速度及其存在深度的变化范围很大,使内波质点对沉积物的搬运能力存在诸多不确定性。质点携带的沉积物从开始沉积至其沉积完全,海水质点做圆周运动经历的周期不同,形成沉积物的形态各异(图 7)。

而周期条件一定时,底流流速的变化对沉积物沉积也有一定的影响。前人研究认为^[30],密度界面之上,波谷处水的运动方向与内波传播方向相同;波峰处水的运动方向与内波传播方向相反;而在密度界面之下,情况则相反。内波引起的底流水平流速反比于密度界面距海底的高度,且波谷下方的流速较波峰下方

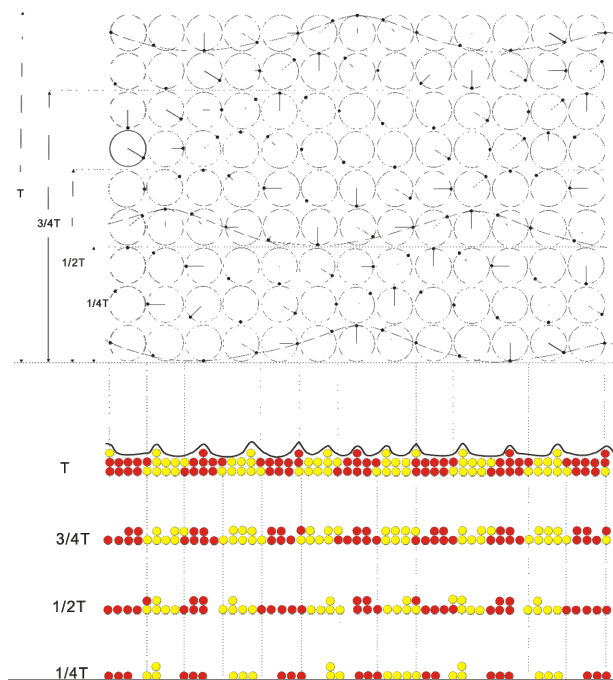


Figure 7. The reform of deposit by water particle in different period
图 7. 不同周期条件下海水质点对沉积物的改造作用

的流速大(图 8(a)).因此,受到水体流速的影响沉积物并不会按照设想的竖直轨迹进行沉积,而是整体发生偏移(图 9)。

由于内波引起的底流水平流速反比于密度界面据海底的高度,且波谷相对于波峰更接近于海底,故在同一高度,波谷下方的水动力条件比波峰要强,最终波谷下方沉积物的偏移程度大于波峰下方沉积物的偏移(图 8(b)),导致沉积物搬运的总趋势和内波前进的方向相反,如此形成的沉积构造具有一定的指向意义,且内波较大的振幅使得波峰波谷处水流速度差异很大,对底部沉积物作用明显。沉积物在同一时期规律的内波环境下,经几个周期的反复叠加后便形成双向交错层理。

实际中,内波对沉积物的改造作用是极其缓慢的,在改造过程中也必然会发生偶然的剥蚀作用。从图 10 中可以看出沉积物不同层面上纹层的倾向相反,分析其形成有两种可能:一种为同一时期内波改造形成的上叠爬升波层理某一段被剥蚀,而后沉积物继续接受内波的改造作用,保存下来的纹层刚好倾向相反,如图 10 的 B、I 位置处;另一种情况为不同时期内波改造形成的上叠爬升波层理,纹层倾向相反,且两者间隔时间较长,如图 10 中 B、B1、B2 位置处。两种情况下形成的纹层倾向相反的沉积构造即为双

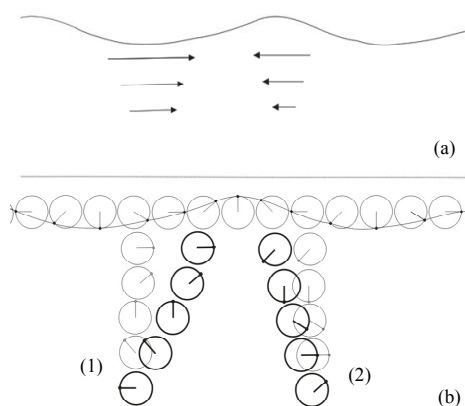


Figure 8. The shifting trail of water particle under the effect of velocity of underset

图 8. 在底流流速的影响下,海水质点发生的轨迹偏移

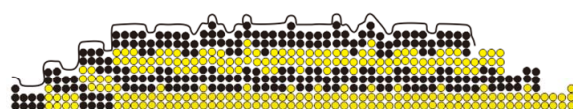


Figure 9. The shifting sediment under the effect of underset (corresponding to the position 2 in Figure 8)

图 9. 底流作用下沉积物的偏移沉积体(对应图 8 位置 2 处)

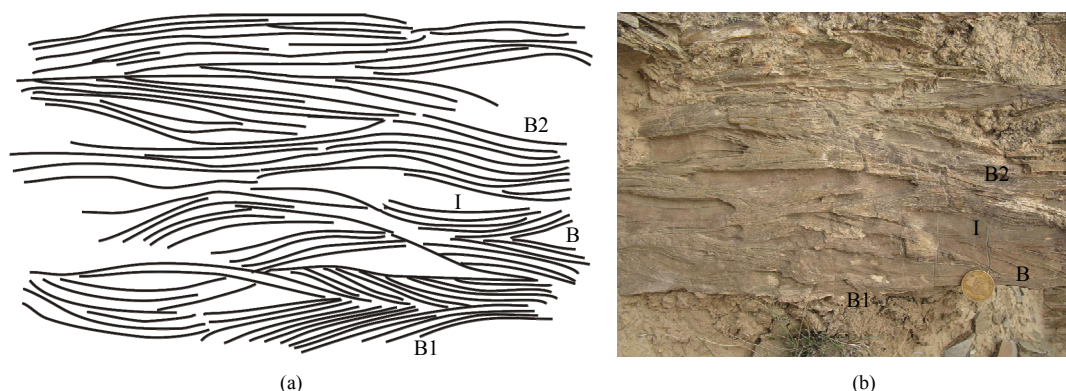


Figure 10. Bidirectional sedimentary structure in calcareous sandstone of Xujiaquan formation in Langzuizi, Zhongwei, Ningxia: (a) Sketch map; (b) Field photograph

图 10. 宁夏中卫狼嘴子徐家圈组钙质砂岩中的双向交错层理: (a) 素描图; (b) 野外照片

向交错层理。

5. 结论

内波、内潮汐沉积是近二十多年来发现和研究的新的深水沉积类型，目前已报道的研究实例尚不多见。内波沉积中的双向交错层理应该作为内波沉积特有的构造。发生在海水密度界面上或具有密度梯度的水体之内的内波与发生在海面上的表面波在本质上具有一定的相似性，内波与表面波之间存在着内在的联系，其波动过程同样都遵循着一般意义上的波动理论，因而内波沉积物中的指向沉积构造的形成机理可以用波动理论进行解释。结合海水的稳定层化论，认为海水质点将一边做上下的往复运动，一边做自身的圆周运动。沉积物在这种特殊的运动模式下被重新改造。加之，底流流速对沉积物的影响，便导致双向交错层理的形成。通过对内波沉积中双向交错层理形成机理的研究，可以判断流体当时的运动状态，对于内波的识别具有重要意义。

参考文献 (References)

[1] E. C. LaFond. Internal waves. In: R. W. Fairbridy, Ed., The Encyclopedia of Oceanography. New York: Reingold, 1966: 402-408.
 [2] W. Munk. Internal waves and small-scale processes. In: B. A. Warren, C. Wunsch, Eds., Evolution of Physical Oceanography. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 1981: 246-291.
 [3] 池顺良, 钟荣融, 骆鸣津等. 大地构造和海陆起源的内波假说(III)—内波动力机制及能源分析[J]. 地壳变形与地震, 1996, 16(3): 72-88.
 [4] M. Rattray. On the coastal generation of internal tides. Tellus, 1960, 12(1): 54-62.
 [5] Z. Z. Gao, K. A. Eriksson. Internal-tide deposits in an Ordovi-

cian submarine channel: Previously unrecognized faces? Geology, 1991, 19(7): 734-737.
 [6] 高振中, 何幼斌, 罗顺社, 郭建华. 深水牵引流沉积——内潮汐、内波和等深流沉积研究[M]. 北京: 科学出版社, 1996.
 [7] 何幼斌, 高振中. 内潮汐、内波沉积的特征与鉴别[J]. 科学通报, 1998, 43(9): 903-908.
 [8] 何幼斌, 高振中, 李建明等. 浙江桐庐晚奥陶世内潮汐沉积[J]. 沉积学报, 1998, 16(1): 1-7.
 [9] 何幼斌, 高振中, 李建明. 浙江桐庐上奥陶统堰口组岩石特征及沉积环境分析[J]. 古地学报, 1999, 1(3): 65-72.
 [10] 高振中, 彭德堂, 刘学锋等. 塔里木盆地 TZ30 井中上奥陶统内潮汐沉积[J]. 江汉石油学院学报, 1996, 18(4): 9-14.
 [11] 高振中, 何幼斌, 张兴阳等. 塔中地区中晚奥陶世内波、内潮汐沉积[J]. 沉积学报, 2000, 18(3): 400-407.
 [12] 何幼斌, 高振中, 张兴阳等. 塔里木盆地塔中 32 井中上奥陶统内潮汐沉积[J]. 古地学报, 2003, 5(4): 414-425.
 [13] 晋慧娟, 李育慈, 方国庆. 西秦岭古代地层记录中内波、内潮汐沉积及其成因解释[J]. 沉积学报, 2002, 20(1): 80-84.
 [14] 郭建秋, 张雄华, 章泽军. 江西修水地区中元古界双桥山群修水组内波内潮汐沉积[J]. 地质科技情报, 2003, 22(1): 47-52.
 [15] 李建明, 何幼斌, 高振中等. 湖南桃江半边山前寒武纪内潮汐沉积及其共生沉积特征[J]. 石油天然气学报, 2005, 27(5): 545-547.
 [16] 何幼斌, 高振中, 郭成贤等. 石门杨家坪下寒武统把榔组三段内波和内潮汐沉积研究[J]. 中国地质, 2005, 32(1): 62-69.
 [17] 何幼斌, 高振中, 罗顺社等. 陕西陇县地区平凉组三段发现内潮汐沉积[J]. 石油天然气学报, 2007, 4: 28-33.
 [18] 李向东, 何幼斌, 张铭记等. 宁夏中奥陶统香山群徐家圈组内波、内潮汐沉积类型[J]. 地球科学进展, 2011, 26(9): 1006-1013.
 [19] 王青春. 内波与内潮汐沉积作用的方式[J]. 海洋地质动态, 2005, 21(12): 10-13.
 [20] 王宗昌. 水面波的形成与传播速度[J]. 南阳师范学院报, 2003, 2(6): 42-43.
 [21] M. Iona. Water waves. The Physics Teacher, 1992, 30(1): 32.
 [22] 杭桂生. 水面波形曲线[J]. 徐州师范学院学报, 1995, 13(3): 34-36.
 [23] 方欣华, 王景明. 海洋内波研究现状简介[J]. 力学进展, 1986, 16(3): 321-329.
 [24] J. P. Kennett, L. D. Stott. Abrupt deep-sea warming, palaeoceanographic changes and benthic extinctions at the end of the Palaeocene. Nature, 1991, 353: 225-229.
 [25] D. K. Pak, K. G. Miller. Paleocene to Eocene benthic foraminiferal isotopes and assemblages: Implications for deepwater circulation. Paleogeography, 1992, 7(4): 405-422.
 [26] F. Nunes, R. D. Norris. Abrupt reversal in ocean overturning

- during the Palaeocene/Eocene warm period. *Nature*, 2006, 439: 60-63.
- [27] J. C. B. da Silva, A. L. Newb and J. M. Magalhaes. On the structure and propagation of internal solitary waves generated at the Mascarene Plateau in the Indian Ocean. *Deep Sea Research*, 2011, 58(3): 229-240.
- [28] 汤艳芬, 张才国. 水面小振幅波的分析[J]. 五邑大学学报, 1997, 11(2): 75-78.
- [29] 方欣华, 杜涛. 海洋内波基础和中国海洋内波[M]. 青岛: 中国海洋大学出版社, 2005.
- [30] E. C. LaFond. Internal waves. In: M. N. Hill, Ed., *The Sea*, Volume 1. London: Wiley Interscience, 1962: 731-751.