として求めて，k, l, ω の間に成り立つ分散関係を求めよう．ただし，$\boldsymbol{U}, \boldsymbol{V}, \boldsymbol{Z}$ は全て複素数で，u, v, η 間に位相のずれを許している．

詳しい計算は演習問題とするが，波動解 ($\omega \neq 0$) の分散関係は

$$\omega^2 = f_0^2 + gH(k^2 + l^2) \tag{7.86}$$

となる．これは，浅水波の分散関係 $\omega^2 = gH(k^2 + l^2)$ に，地球回転の効果が f_0^2 を通じて加わった形となっている．このような波を，**慣性重力波** (inertial gravity waves)，ポアンカレ波 (Poincaré waves)，スベルドラップ波 (Sverdrup waves) などと呼ぶ．波長が短い場合は $gH(k^2 + l^2) \gg f_0^2$ のために $\omega^2 \simeq gH(k^2 + l^2)$ となるので通常の浅水波と変わらないが，波長が長くなるにつれて $k^2 + l^2$ が小さくなるため，相対的に回転の効果 f_0^2 が効いてくる．なお，波長が長くなって $gHk^2 \leq f_0^2$ となるためには，$2\pi\sqrt{gH}/|f_0| = 2\pi a_{\mathrm{R}}$ 以上の波長となる必要があるから,「変形半径 a_{R} 以上の空間スケールになると回転の効果が効く」という意味で 7.3.1 節での議論が適用できる．

演習 7.8

基礎方程式 (7.80)〜(7.82) から，慣性重力波の分散関係 (7.86) を導け．

7.4.2　慣性振動

長波長の慣性重力波の極端な例として，波長が ∞，つまり $k = l = 0$ の場合を考えてみよう．この場合は，(7.86) の分散関係式から $\omega = |f_0|$ となることがわかる．また，$k = l = 0$ より u, v, η のすべてが空間的に一様なので，(7.80) と (7.81) の右辺と，(7.82) の左辺は 0 になる．したがって (7.82) の右辺も 0 になるから，η は時空間に変化しない一定値となる．一方，(7.80) と (7.81) は，

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f_0 v, \tag{7.87}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f_0 u \tag{7.88}$$

となり，明らかにこの解は振動数 $|f_0|$ の三角関数となる．このように，流体上面の高さ η に変化をもたらさずに，流速のみが $|f_0|$ の振動数で変動するような現象を，**慣性振動** (inertial oscillation) という．例えば海洋では，風によって空