

連は急に低下する、いわゆる純循環流型離岸流が形成されている。一方、図-3は逆に汀線から破波帯に向うにしたがって流速が減少するタイプで破波帯では $\bar{u}/u_0 = 0.1 \sim 0.3$ をとれ、 $x/L_0 > 1$ の種では $\bar{u}/u_0 = 0.1 \sim 0.2$ のほぼ一定値を示すような自由噴流型離岸流タイプの形成がみられる。特に移動床の固定床とともに破波帯の中域より破波帯より直線的に流速変動が主であること、このような離岸流は、ある間隔をもって発生することが多く、堀川昭二博士は実際海岸における調査結果から予測式を求めている。すなわち、周期 T と離岸波間隔 Y_r との関係について、 $Y_r = 0.42 T^2$ (m, sec単位) また、破波帯幅 l_0 との関係は $Y_r = 3l_0$ としている。著者の実験結果では、 $Y_r/l_0 = 1.4 \sim 4.1$ の値をとれ、実際海岸の調査結果に近く、また日野の理論結果 $Y_r/l_0 = 4$ に近似した値がとれたが、 $Y_r/l_0 = 0.5 \sim 1.7$ で T との関係についてはあてあわない。 Y_r と T との関係については Thornton などの研究があるが、今、James が提案した無次元周期、 $T(\frac{g}{h_0})^{1/2}$ とし、(h_0 : 平均破波水深、 g : 重力加速度) 縦軸に $Y_r/(h_0/l_0)$ および h_0 方向の波高変化の間隔 L_H に $L_H/(h_0/l_0)$ とし、それぞれの評価を行うと、図-4のようである。図中実線は Ursell の edge wave の波長 $L_e = gT^2 \cdot \sin(2u+1)/2\pi$ の式を尾崎浩二博士が $Y_r = gT^2/2\pi$ と modify した式の計算値である。 Y_r の実験値をみると、平均的には計算曲線に近似しており、また L_H についても $T(\frac{g}{h_0})^{1/2} < 15$ の範囲では計算曲線に近く、edge wave の Y_r に関する式が提案できる。

(2) カスプの形成特性 縦軸にカスプのスパン $l_c/(h_0/l_0)$ とし、横軸に $T(\frac{g}{h_0})^{1/2}$ とすると図-5のようである。図にみられるように $l_0 = 1/20$ については $l_c/(h_0/l_0)$ は $T(\frac{g}{h_0})^{1/2} < 15$ で図-4に示した計算曲線に近似し、特に、海浜勾配の緩やかな場合、離岸流のある沿岸方向の波高変化に対応して large cusp の形成が顕著なことがわかる。一方、 $l_0 = 1/10$ の場合については $l_c/(h_0/l_0)$ の値は Y_r を示す曲線とほぼ一致的に異なる曲線形を示し、 $l_0 = 1/10$ のような比較的急勾配におけるカスプの形成、すなわち beach cusp の形成は間隔の大きな離岸流があまり影響を及ぼさないとわかる。

(3) 海浜地形と漂砂粒径分布 図-6はカスプ apex および bay における漂砂粒径の沖方向分布を示したものである。図では最終汀線を基準とし、この位置の d_{50} とした二名地奥の粒径を示した。これより、陸上部では、最大粒径は存在せず、海中では最終破波帯 (PP) と沿岸砂州前面に粒径の大きい所が、また沿岸砂州頂部に海中での最小粒径を示し、漂砂のある砂道による漂砂の移動形態の相異が考えられる。

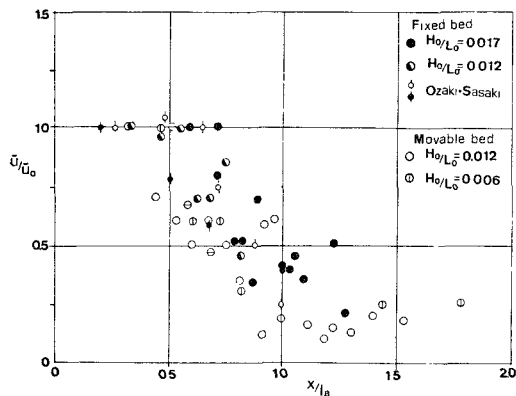


図-3

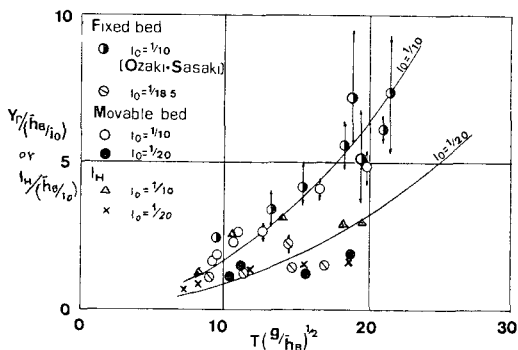


図-4

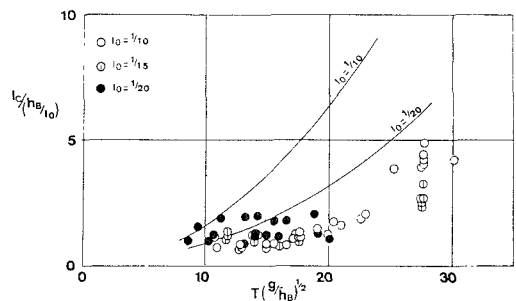


図-5

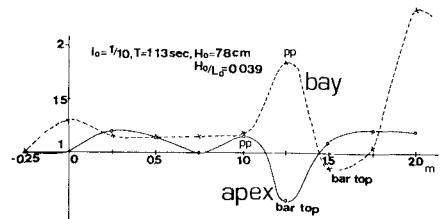


図-6