走行車による水跳ねの研究*

梅村 章^{*1}, 大橋 栄市^{*1}
岡崎 勝利^{*1}, 平野 芳太郎^{*1}

Splash Caused by a Car Moving Through a Puddle

Akira UMEMURA, Eiichi OHASHI,
Katsutoshi OKAZAKI, and Yoshitaro HIRANO

The splashes which are formed by a car running in a puddle are given little attention despite their habitual damage to pedestrians. A simple physical model is constructed on the basis of knowledge from experimental studies which were conducted to explore the phenomenon. Although the phenomenon is highly nonlinear, the main feature can be described in terms of elementary dynamics because of its dominant conservative nature. The maximum flight distance of the splashes is independent of the depth of the water layer, while it increases with car speed.

Key Words: Automobile, Splash, Modeling, Elementary Dynamics

1. はじめに

自動車が水溜りを通過する際に側方に飛ばす水跳ねは歩行者にとって大変迷惑なものであるが、これまでこの身近な問題に注意が向けられることはあまりなかったように思われる。しかし多雪地域にあっては冬期の消雪道路において被害が続出し、事態はかなり深刻である。安全な通行の確保のためにもなんらかの対策が講じられてしかるべきである。防止対策にはソフトとハード両面からの検討が必要である。工学的立場からのこの問題への接近の第一歩は、水跳ねの発生過程をよく知ることであろう。実際、普段なにげなく見過ごしているこの現象も、よく考えてみると不明な点が随分多いのに驚かされる。そこで本研究では基礎的な実験により走行車の水跳ねの特性を調べることにした。

一定の水深 h_0 の水溜りの中を一定速度で走行する場合には走行車に対して定常的な水跳ねが発生し、跳水部は前輪から斜め方向に伸びて次第に成長し、最高点に達した後は急速につぶれていく。もちろん、こ

のような先端での飛沫化を伴った水跳ねが発生するのは車速が十分大きい場合であり、低速走行時には前輪によって排せつされた水は単に水面の盛り上がりとなって波の形で周囲に伝ばしていくだけである。その境界は、水深 h_0 より定まる長波の伝ば速度 $\sqrt{gh_0}$ が車速 W に等しいときと考えられる。すなわち、 $W > \sqrt{gh_0}$ のときには前車輪の影響は前方には伝わらず、車輪の下に入ってきた水溜りの水は一部が車輪正面に衝突して前方上向きに打上げられるとともに他は車輪に押しのけられて側方に噴出し外側の静止水層に衝突して上に述べたような跳水部が形成されるものと考えられる。本研究で対象にしたのは、このような車に対して定常的な水跳ねの場合についてである。

近年ソリトンをめぐる議論が盛んである⁽¹⁾。これはもともと孤立波を記述する KdV 方程式の研究⁽²⁾から始まったものである。また同じく浅底水槽での流れを扱ったものに古くより跳水利論⁽³⁾がある。これらの理論は、さらにジェットの理論⁽⁴⁾とともに、本現象と密接な関係にあると思われるが、水面の変位が水深 h_0 に比べて非常に大きい本現象にあっては、それらをそのまま適用することができない。また、これまでに走行車による水跳ねが研究テーマに取り上げられた例と

* 平成元年7月14日 東海支部岐阜地方講演会において講演、原稿受付 昭和63年4月27日。

^{*1} 正員、山形大学工学部 (〒992 米沢市城南4-3-16)。

しては、著者らの知るかぎりでは、わずかに Weir⁽⁵⁾および藤井ら⁽⁶⁾のトラックキャブに付着する泥はねの評価手法に関する研究などがあるだけである。しかし、それらはいずれも水跳ねの発生機構そのものについてはほとんど触れていない。そこで本稿においては、実車実験結果を基に別の角度からの理論的接近を行い、走行車の側方の水跳ねを記述する方法について考え、その物理モデルの構成を試みた。現象が保存的性格の強いものであることより、その基本的特性は簡単なモデルによって捉えられることがわかる。

なお、本稿を通して用いる座標系の取り方は、タイヤの接地線の外側端に原点 O を置き、延長線上に x 軸を取る。また上向きに y 軸、走行線後方に向かって z 軸を取るものとする。

2. 実車実験

2.1 方法 構内の舗装道路に設置した浅底水槽の中を走行車の片側車輪を通過させて水跳ねの発生状況を調べた。水槽は市販のビニールシートの両脇を L 形鋼に巻いて側壁を作り、また車輪の進出口に当たる前後壁に付いてはシートの端を畳み折って両端を適当に引張った上で側壁にとめた。したがってこの前後壁は車輪の通過時には容易に押しつぶされるが、通過後はただちに元に戻って内容水の流出を防ぐ。水槽の内容量は長さ 500(cm)、幅 150(cm)、高さ 5.5(cm) である。実験はできるだけ路面が水平に近い箇所を選んで行った。使用車に装備されたタイヤは外径 56(cm)、幅 9 (cm) のラジアルタイヤである。車速は自動車の速度計の指示によった。

2.2 結果 水槽の横から撮影した写真とビデオ画より水跳ねの最高到達高さ H と水槽水深 h_0 および車速 W との関係を調べた。図 1 のプロットはその測定結果⁽⁸⁾であり、 H は W^2 に比例して、藤井らの実験結果⁽⁶⁾とも一致している。このことは、水跳ね先端の飛沫の上下方向の運動が重力下での自由運動に従っているとすれば、飛沫の打上げ速度 v_0 が車速 W に比例していることを意味している。そこで、

$$\frac{v_0}{W} = k, v_0 = \sqrt{2gH} \dots \dots \dots (1)$$

と置くと、 k は一定水深に対してはほぼ一定値を取る。図 1 のデータを基に車速を固定して水深と最高到達高さとの関係に整理し直したのが図 2 である。これより上式で定義された係数 k の水深への依存性について知ることができる。水深の増大に伴って k は増大するが、その割合は次第に減少していき最終的にはある一定値に近付いていくように見受けられる。

上で述べた飛沫の重力下での自由運動による記述の妥当性は、前輪近傍の水跳ねの近接写真の解析によっていっそう明りようになる。図 3 に見られるタイヤの接点より側方に発達している水跳ねにおいて、基部から上方に伸びた水跳ね部は、タイヤの溝の影響で最初筋の入ったシート状になっているが、次第にフィラメント化し、最後には飛沫化している。その形跡が前方に湾曲した曲線になっていることより、水跳ねはある前向き速度成分 w_0 を持っていることがわかる。タイヤの接地点近傍での水跳ねの先端がなす形状に注目しよう。一定水深に対して異なった車速で撮影したいくつかの写真からトレースした水跳ね先端の形状はタイヤの接地点 $z=0$ の近傍では互いに一致したものとなることが確かめられた。この事柄を解釈するために前向きに、速度 w_0 、上向きに初速度 v_0 で打上げられた

図 1 最高到達高さ

図 2 係数 k, λ の特性

図 3 水跳ねの様相

流体粒子の運動を考えよう。得られる放物線の式において $z=0$ での傾きを求めると

$$\frac{dy}{dz} = \frac{v_0}{W - w_0} \quad \dots\dots\dots (2)$$

であり、先に述べた事柄はこの微係数の値が一定水深 h_0 では車速 W に無関係であることを物語っている。したがって、これより水跳ねの打上げ時の前方向速度成分 w_0 もまた W に比例していることがわかる。その比例係数 λ の値は実験結果から求めた式(1)と(2)の値を用いて計算できる。結果は図2に示してある。逆にこの結果を利用して、考えている流体粒子の運動の軌跡としてフィラメントの形状を予想し比較することができる。算出した曲線は水跳ねの先端部の近くで写真のフィラメントの形状とよく一致し、これからも弾道計算がよい近似で現象を説明することが知れる。

図4(a)に側方に飛ばされた水滴の最大飛距離 L の測定結果を示す。飛沫が放物線を描いて飛行したとすれば、 L は W の二乗に比例する。実験点がほぼ直線的に変化しているのは空気抵抗の影響である。水跳ねの成長段階まで含めて考えると、空気抵抗の影響は流体粒子の鉛直方向の運動に比べて水平方向の運動に対してより強く効くものと思われる。図中の実線は、初速度 W km/h、仰角 40° で打上げられた半径 0.9 mm の球形粒子に対して、空気抵抗の大きさを粒子が受ける全動圧にレイノルズ数の関数として抵抗係数を掛けた形で考慮して算出した弾道計算結果を示しており、実験点と良い相関を持っている。同じデータを水深と飛距離の関係で見直したものが図4(b)である。飛距離は水深の影響をほとんど受けておらず、これからも水跳ねの打上げ速度が水深に無関係になっていることが知れる。

(a)

(b)

図 4 最大飛距離

3. 物理モデル

実験から得られた知見を基に、走行車によって作られる側方の水跳ねの時間的な発展過程を記述する簡単な物理モデルを構成しよう。

考えやすくするために、図5に示すように x 方向にある一定間隔で区切って三次元的な連続像を各区间で x 方向に不変な二次元的なものに置き換える。そのためには、各区間の流体は他区間と強く相互作用しないことが前提であるが、 x 方向の諸量の変化は他の方向の変化に比べて小さいので、この操作によって連続体記述と本質的な差異が生ずることはないであろう。さらに、流体は走行線前方向の速度成分を持っているので、実際の流体運動は同一区間内に限定されない。しかし、ここでは興味のない前方向速度成分を取り去って考えれば、上述の描像を得るであろう。

よく知られているように、流体運動において粘性に

対する慣性の効きの強さはレイノルズ数によって推し測ることができる。考えている問題では、代表長に水深 h_0 、代表速度に長波の速度 $\sqrt{gh_0}$ を選ぶのが適当である。このとき実験条件でのレイノルズ数 $Re = h_0 \sqrt{gh_0} / \nu$ はかなり大きな値を取り、例えば、水深 1 cm の場合には $Re = 3 \times 10^3$ の程度である。このことより本現象にあつては、散逸効果は弱く保存性格の強いものになっていると考えられる。この点をさらに詳しく水平方向の流体運動に対して検討してみよう。明らかに自由表面での粘性の寄与は微小である。粘性の影響が有意に効く場所は速度が大きく変化する狭い領域に限られており、この場合主として問題になるのはすべりなし条件を満足しなければならない底面の近傍である。その速度境界層の厚みは $h_0 / \sqrt{Re}$ の程度であることが知れる。ところで、水跳ね基部前縁には少なくとも水槽の水頭 $\rho_* gh_0$ 程度の大きさの淀み点圧力が働いていると考えられ、また後縁の自由表面で圧力は零になっていなければならない。この水平方向の圧力分布は、粘性効果を見れば、前方の流体を上方に打上げることによって生ずる減圧によって維持される。境界層を通して作用する粘性力の大きさは $\rho_* gh_0 / (h_0 / \sqrt{Re})$ 、これを圧力差 $\rho_* gh_0$ と比較すると、後者を 1 とすれば前者は $1/\sqrt{Re}$ の程度である。したがって、この運動過程において、粘性力は効かないとみなしてよい。このことは、図 5 の描像で水跳ねの運動を捉えたときには各区分内の水平運動の運動量は常

に保存されていることを意味している。

各区分において z 方向に一樣としているので、区分内の加算性物理量に対しては z 方向に単位長さを考えていけばよい。そこで、ある一つの区分に着目して、時刻 $t=0$ にタイヤから噴出された流体の体積を Δ_0 、 x 方向平均速度を U_0 とすると、この流体が持つ x 方向の運動量は $P_0 = \rho_* U_0 \Delta_0$ である。任意の時刻 $t > 0$ における水跳ね基部 (図 5 (c) の圧力が静止水層の水頭より高い領域 $B_r FRB_r$) の体積を Δ 、また、基部は一樣に x 方向速度 U を持っているとして、運動量の保存より

$$U_0 \Delta_0 = U \Delta + \int_0^t \delta U dt \quad \dots\dots\dots (3)$$

が成立する。ただしここに δ は単位時間に基部から上方に流出する流体の体積流量であり、 x 方向に同じく速度 U を持つ。いま、 z 方向単位長さ当たりについて

$$\delta = x U h_0 \quad (0 \leq x \leq 1) \quad \dots\dots\dots (4)$$

と置くと、係数 x は一般に時間の関数になる。しかし基部の移動速度 U の値が大きい間は、基本的には基部の運動学的条件は不変に保たれると思われるので、 x はほぼ一定値を取ると考えられる。質量保存より

$$\frac{d\Delta}{dt} = U h_0 - \delta \quad \dots\dots\dots (5)$$

が成り立たなければならない。式 (3) と (5) より基部に対する運動方程式

$$\rho_* \Delta \frac{dU}{dt} = -\rho_* h_0 U^2 \quad \dots\dots\dots (6)$$

が導かれる。したがって基部には $\rho_* h_0 U^2$ の力が後向きに作用していることになる。一定の x に対して、基部の移動速度 U ならびに変位 X の時間的变化は、連立微分積分方程式 (3) ~ (5) を解いて次式によって与

図 5 説明図

えられる。

$$U = U_0 \left[1 + (2-x) \frac{U_0 h_0}{\Delta_0} t \right]^{1/(\kappa-2)} \dots\dots\dots (7)$$

$$X = \frac{1}{1-x} \frac{\Delta_0}{h_0} \left\{ \left[1 + (2-x) \frac{U_0 h_0}{\Delta_0} t \right]^{(1-\kappa)/(2-\kappa)} - 1 \right\} \dots\dots\dots (8)$$

移動速度は時間の経過とともに減少し、その程度は x および $U_0 h_0 / \Delta_0$ の値が大きいほど大きくなる。

走行条件に対する効きを知るためには U_0 および Δ_0 の内容が明らかにされなければならない。タイヤの下に入ってきた流体 $2Wh_0L$ がすべて側方に押し出されるとすれば、図 5 (a), (b) より、 $2L$ および $2R$ をタイヤの幅および外径として

$$U_0 = \frac{LW}{\sqrt{h_0(2R-h_0)}} \cong \frac{LW}{\sqrt{2Rh_0}} \dots\dots\dots (9)$$

$$\Delta_0 = Lh_0 \dots\dots\dots (10)$$

なる表示式を得る。実際には $2Wh_0L$ の一部は前方にも排除されるので、ある分率 f を掛けたものが側方への噴出量になる。付録に記したポテンシャル流による計算によれば、水深 h_0 が小さいときには

$$f = C \frac{\sqrt{2Rh_0}}{L} \quad (C=0.35) \dots\dots\dots (11)$$

と置ける。これは、例えば、直方体のスクイズ問題での噴出流体量を考えても類推できる。この例の場合底面の辺比に応じた流体が各辺縁から噴出すると考えてよいからである。幾何学的相違は、単に係数 C の値の変化にしか効いてこないであろう。したがって、式 (9) と (10) は次のように修正される。

$$U_0 = CW \dots\dots\dots (12)$$

$$\Delta_0 = Ch_0 \sqrt{2Rh_0} \dots\dots\dots (13)$$

これによれば $U_0 h_0 / \Delta_0$ は Rh_0 の平方根に反比例し、水深が小さいほど基部移動速度の減衰が早いことになる。タイヤ径の増大に伴って流体の噴出の状況は平らな面によって押し出される場合に近づくものと考えられる。さらに式 (12) において U_0 は車速のみに関係していることに注意しよう。最大飛距離を与える水跳ねの流体粒子は、考えているモデルで $t=0$ に打上げられるものであるから、これは実車実験での水跳ねの最大飛距離が水深に無関係になっている事実の説明を与えている。

以上、主として基部の運動を見てきたが、次に基板上に発達した液柱〔図 5 (c) の領域 FTR〕の運動について調べてみよう。微粒化過程を含んだこの部分の運動を詳細に記述することは非常に困難であるが、表面張力などに関連した微細な運動モードを除けば、その基本的構造は意外に簡単であることがわかる。ここで

は微粒化された流体粒子群も含めたものとして液柱 FTR を考えることにしよう。質量 m の微小体積要素 $abcd$ の運動について調べる。要素に働く外力にはまず下向に重力 mg がある。ほかには境界面から作用する力があるが、自由表面部分 ab および cd に働く力は零とみなしてよい。またこのことは面 FT , TR 上の任意の点について言える事柄であるから、空気抵抗や表面張力の影響を無視すれば、液柱内部において応力は存在しないことになる。したがって、断面 ad , bc に働く力も零であり、各要素において重力は慣性力とつりあっており

$$m \frac{dv}{dt} = -mg \quad \text{あるいは} \quad \frac{dv}{dt} = -g \dots\dots\dots (14)$$

が成り立つ。最後の式に m が入ってこないことに注意しよう。このことは要素の取り方によらず式 (14) で液柱各要素の重心を連ねた骨格曲線の時間的変化が記述できることを意味しており、かくして液柱の運動を質点列で置き換えて捉えることができることになる。

跳水基部の移動とともに前方の水槽の流体は上方に打上げられる。このときの流れは基部に対して相対的な淀み点流れになっていることより、打上げ速度成分 v は跳水部の移動速度 U に比例すると考えるのが合理的であろう。そこで時刻 τ において基部から打上げられる流体粒子に対して

$$v = KU \dots\dots\dots (15)$$

と置く。

時刻 τ において跳水基部は、式 (8) の X に位置し、衝突流体粒子は水平方向に $U(\tau)$ 、鉛直上方に $v(\tau)$ の初速度成分を持って打上げられるから、時刻 $t \geq \tau$ におけるその粒子の座標 (x, y) は次のように求められる。

$$x(t) = X(\tau) + U(\tau)(t - \tau) \dots\dots\dots (16)$$

$$y(t) = v(\tau)(t - \tau) - \frac{1}{2}g(t - \tau)^2 \dots\dots\dots (17)$$

あるいはこれを書き改めて

$$\hat{x} = \frac{1}{1-x} \left[\{1 + (2-x)\hat{\tau}\}^{(1-\kappa)/(2-\kappa)} - 1 \right] + \{1 + (2-x)\hat{\tau}\}^{1/(\kappa-2)} (\hat{t} - \hat{\tau}) \dots\dots\dots (18)$$

$$\hat{y} = K \{1 + (2-x)\hat{\tau}\}^{1/(\kappa-2)} (\hat{t} - \hat{\tau}) - \frac{1}{2}\alpha(\hat{t} - \hat{\tau})^2 \dots\dots\dots (19)$$

ただしここに、 Δ_0 が単位長さ当たりの体積を表していることより、座標と時間を

$$(x, y, z) = \frac{\Delta_0}{h_0} (\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}), \quad t = \frac{\Delta_0}{h_0 U_0} \hat{t} \dots\dots\dots (20)$$

によって無次元化している。またパラメータ α は

$$\alpha = \frac{\Delta_0 g}{U_0^2 h_0} = \frac{1}{C} \frac{g \sqrt{2Rh_0}}{W^2} \dots\dots\dots (21)$$

によって与えられる。

上式は τ , t を媒介変数として水跳ねの運動を規定している。特に $z = Wt$ の位置における xy 平面での水跳ねの骨格曲線は $0 \leq \tau \leq t$ の各 τ に対して上式から τ を消去して得られる。図 6 (a) に単位時間ごとに区切ったときの骨格曲線の時間的変化を示す。太い実線で描かれた曲線が水跳ねの骨格曲線であり、その下に引かれた細線からの差が、 x 軸と同じ尺度で見たときの水面からの高さを表している。図は $\alpha = 0.01$, $K = 0.8$ と取った場合のもので、数値の設定は水深 $h_0 = 1(\text{cm})$, 車速 $W = 40(\text{km/h})$ の場合に実験で測定された水跳ねの最高到達高さ $H = 1(\text{m})$, 最大飛距離 $D = 5(\text{m})$ に基づいている。実際には K は τ の関数であり、跳水基部の移動とともに値は次第に小さくなっていくものと思われるが、ここでは簡単のため初期時刻の値を用いて算出している。

骨格曲線は、ある時刻を過ぎると、先端から伸びた直線的な部分と基部の近くの屈伏した曲線部分とに分かれてくる。これは、実際の水跳ねとの対応において次のように解釈される。図 6 (b) は初期段階での骨格曲線の時間的変化を見たもので、黒丸は特定の流体粒子を表し、その軌跡を破線で描いてある。時間の経過とともに隣接した流体粒子の間隔が広がっていく部分では流体の伸長が起きており、先端近くの伸長の程度の強い部分で、フィラメント状に連っていた流体は流体力学的不安定性を起こして比較的初期の段階で分断され飛沫化してしまうものと考えられる。他方、基部の近くでは伸長の程度は弱く、しばらく経った後には逆に圧縮状態に転じるから、この部分ではシートあるいはフィラメント状に流体が連なったままの状態で成長し潰れていくことになるであろう。したがって、実際にはこの状態に達したのちにはもはや基部から上方に流体が打上げられることはなく、 $K = 0$ と取るべきである。すなわち、以後の時刻において水跳ねの生成はなく、基部は前方の流体を捕捉しながら波として伝播していく。この臨界の位置は $\partial^2 y / \partial \tau \partial t|_{\tau=t} = 0$ より

$$\frac{U_0}{\Delta_0} \hat{z}_c = \hat{t}_c = \frac{1}{2-\kappa} \left[\left(\frac{K}{\alpha} \right)^{(2-\kappa)/(3-\kappa)} - 1 \right] \dots\dots\dots (22)$$

と求まる。また対応する基部の変位量 $\hat{X}_c$ は

$$\begin{aligned} \hat{X}_c &= \left[2 - \left(\frac{\alpha}{K} \right)^{\kappa/(3-\kappa)} \right] \\ &\times \left[2 \left(\frac{K}{\alpha} \right)^{(2-\kappa)/(3-\kappa)} + \left(\frac{K}{\alpha} \right)^{2/(3-\kappa)} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

となり、幅 $0 \leq x \leq L + (\Delta_0/h_0) \hat{X}_c$ の範囲にある前方の流体が水跳ねに関与することになる。式 (23) 右辺は、 α

に対して減少関数になっているので、飛ばされる流体の総量は走行速度 W とともに増大する。

図 6 (a) の点 C から上方に伸びた太い実線は、 $t \geq t_c$ に対して $K = 0$ と置き、打上げ能力を失った基部 $\hat{X}_c$ の位置を前の解に接続するように求めたものである。打上げによる運動量の損失がない分、移動速度の減衰が小さくなっており、十分時間が経った後には $\hat{X}_c$ は t の平方根に比例する。もちろん実際にはその場合移動速度も十分小さくなっていると考えられるので、そのときにはもはや式 (3)~(5) の関係は成り立たず、通常の波に移っている。

図 6 (a) の破線は、時刻 $0 < t < t_c$ において後から打上げられた流体粒子が前方の静止水面上に落下する位置を連ねた線である。水槽の前方あるいは横から観察すると、水跳ねが水面と交わる線ははっきりした輪郭を描いて見え、その前方の流体になんの擾乱も伝わっていないことがわかる。この線は図の破線部に対応

(a)

(b)

図 6 水跳ねの骨格曲線

するものであり、車窓から眺めた水面の隆起部(図の曲線 $\hat{X}_c$)の位置と一致しない。後者はタイヤから側方にあまり離れることはなく、後方において水跳ねはこれから完全に分離しているのが実験でも確かめられた。

4. お わ り に

飛沫の運動が弾道計算に従うことより、水跳ねの基本的特性は打上げ条件によって定まると言える。本論文では、タイヤの前進によって側方に押し出される流体の運動において、運動量保存に着目して水跳ね基部の運動を記述する物理モデルを構成し、それに基づいて水跳ねの全体的な空間的構造を予測する手法について考えた。特に、実車実験によれば水跳ね側方最大飛距離は水槽の水深に無関係になるが、これはタイヤによる押し出し流を考えることによって、水深の変化に伴う側方への流体の噴出速度の変化として理解することができる。ちなみに、走行車による水跳ねを防止するには、成生段階で水跳ねの芽を摘んでやればよい。実験ではタイヤホイールにタイヤ径より少し小さめの直径の円板を取付けて水跳ねの発生状況の変化をみてみた。この方法により側方の水跳ねは完全にカットできるものの、円板とタイヤの間に流体が巻き込まれて車体を濡らす結果になった。また、タイヤ全面から飛ばされる水滴を防ぐことはできなかった。したがって、水跳ねの芽を叩いたならばただちに後方へ流体を流しきするようにする工夫が必要である。

本研究の遂行に当たっては、紙面の都合上割愛した他の関連実験とともに、下記の本学卒業生の協力を得た。ここに記して謝意を表する。

相沢勝, 相沢秀俊, 小笠原浩昭, 岸正昭, 椎名敬英, 佐藤文男, 土屋善康, 大内裕史, 木村忠治, 宮下貴司, 吾妻正晴, 伊藤崇師, 今野俊文, 田宮博, 中川賢司。

付 録

タイヤの前進によって排出される流体の運動はタイヤによる押し出し効果が主であるとして、次のように捉えることができるであろう。

図7(a)の実線で描かれた折れ線において、単位時間に各水平線素が図示のように下方に移動して点線の折れ線に移ったとすれば、折れ線は水平方向に速さ W で前進したことになる。この図の折れ線をタイヤの外径とみなし、その下の流体運動はポテンシャル流として記述できるものと仮定しよう。この場合には、各鉛直面に沿う運動は流れに関係せず、また、速度は各水平線素のその瞬間の速度だけが問題になる。したが

って、問題は無限に広がった静止水層においてタイヤが図7(a)の運動を行ったときの流れを求めることに帰着できる。実際には、タイヤの下から噴出した流体は、その後外側の流体と衝突することになるが、ここでは、その影響が内部まで及ばないと考えているわけである。

y 方向に積分した量について考えると、タイヤの下の流体に対して連続の式から次の関係式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{Y(z)} u dy + \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{Y(z)} w dy = S(z) \dots\dots\dots (24)$$

タイヤの前進によって排除される体積分の湧きだし項が存在し、

$$S = \frac{Wz}{\sqrt{R^2 - z^2}} \approx \frac{W}{R} z \dots\dots\dots (25)$$

が、考えている $h_0 \ll R$ に対して成り立つ。ここでは簡単のため式(24)左辺に現れている積分流束が y について積分されたポテンシャル $\phi(x, z)$ から導けると仮定しよう。これは、こう配 dY/dz が小さければ近似的に成立する。よって、支配方程式は図7(b)の投影面において

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \begin{cases} \frac{W}{R} z : \text{領域 I (タイヤの下)} \\ 0 : \text{領域 II (タイヤの外)} \end{cases} \dots\dots\dots (26)$$

と書け、求めるべき解の境界条件は、図7(b)のタイ

(a)

(b)

図 7

ヤの接地線 OL 上で z 方向の流束がなく、また押し出された流体の遠方での拡大による流束の消失より付加定数の任意性を利用して次のようになる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 : z = 0$$

$$\phi \rightarrow 0 : \sqrt{x^2 + z^2} \rightarrow \infty \dots\dots\dots (27)$$

この解は

$$\phi = \frac{W}{2\pi R} \int_{-\sqrt{2Rh_0}}^{\sqrt{2Rh_0}} d\xi \int_{-L}^L d\xi \times \xi \ln \sqrt{(z-\xi)^2 + (x-\xi)^2} \dots\dots\dots (28)$$

によって与えられ、これより図 7 (b) の断面 ab および cd を通して単位時間に押し出される流体量 Q_z および Q_x は次のように求められる。

$$Q_z = \int_0^L dx \frac{\partial \phi}{\partial z} (x, z = \sqrt{2Rh_0})$$

$$Q_x = \int_0^{\sqrt{2Rh_0}} dz \frac{\partial \phi}{\partial x} (x = L, z) \dots\dots\dots (29)$$

式(11)の f は Q_x/WLh_0 より算出される、これは $h_0 \rightarrow 0$ で式(11)の形を取る。

文 献

- (1) 戸田, 数理科学, No. 260 (1985), 5-61.
- (2) 谷内・西原, 非線形波動, (1977), 79-140, 岩波書店.
- (3) 西山, 流体力学 I, (1971), 151-153, 日刊工業新聞社.
- (4) Batchelor, G. K., *Introduction to Fluid Dynamics*, (1970), Cambridge University Press.
- (5) Weir, D. H., *SAE Paper*, No. 800529 (1980), 1-17.
- (6) 藤井・ほか 5 名, 自動車技術, 39-5 (1985), 532-540.
- (7) 梅村・ほか 3 名, 水跳ねの研究(第 1 報), 機講論, No. 837-2 (1983-10), 128-130.
- (8) 梅村・ほか 2 名, 水跳ねの研究(第 2 報), 機講論, No. 840-12 (1984-10), 160-162.

討 論

〔質問〕 佐藤 勇一〔埼玉大学工学部〕

大変ユニークで実際の研究で興味深く読ませていただいた。以下の点に関してできるだけ平易に図などでお教えいただきたい。

(1) タイヤが回転し、進む際にどのようなメカニズムで側方に水が飛ばされるのか。4 章などにも述べられているが押し出し流れとはタイヤのどのような運動に伴う、どのような流れなのか。

(2) 56 ページ左欄 15 行め「水跳ね基部……によって維持されうる」とある部分はどこの圧力に関して述べているのか。図 5 に関連していると思われるが、図などでご説明願いたい。

〔回答〕 (1) タイヤの前進速度 W が水層の伝ぱん速度 $\sqrt{gh}$ より十分大きい場合には、タイヤの直下にくるまで水層の流体はタイヤの影響をなんら受けない。この状況は大気中を超音速で物体が飛行している場合に似ている。地面との間にすべりがないとすれば、タイヤ運動の回転の瞬間中心は接地点にあり、したがって地面に近いトレッド上の任意点の速度は、両点を結ぶ線分に直交し、相対的に下向きに大きな成分を持ったものとなる。このことより、タイヤの下に入ってきた流体は、突然タイヤによって上方から押え付けられることになり、この時つくられる流体の運動は、基本的にはスクイズ流れと同じであって、例えば一列に重ね並べた板を次々に水層上に落下させていった時につくられる流体運動に似ているであろう。参考のため、

付図 1 に模型自動車をガラスばりの浅底水槽中を走らせて下方からとったタイヤによる水の排せつ状況を示す写真を示す。同図より流体が押しだされる状況がつかめ、その流跡線は式(28)より求めた流線と似たものになる。

(2) 図 5 (c) の跳水部 B_rTB_r において地面より流体が受ける圧力の分布は、前縁 B_r で水層の静水圧値に等しく、後縁 B_r では零に近い値となっていなければならない。途中の圧力の変化の詳細は不明である

付図 1

が、跳水部では、それに乗って観察したとき、上方に流れ去るよどみ点流れが形成されていることより、この負圧効果によって滑かな変化が可能になると考えられる。

〔質問〕 藤澤 二三夫〔岐阜大学工学部〕

(1) 水跳ねの実際現象を観察された結果に基づいて、水跳ねの物理モデルを導いているが、モデルの解析結果と実際現象との定量的な比較はされているのか。

(2) モデルを導く過程において、代表速度として長波の速度 $\sqrt{gh_0}$ に着目しているが、これは波の伝ば速度であって、流体自体の移動速度ではないように思われる。代表速度として $\sqrt{gh_0}$ を選んだ根拠および妥当性を教えていただきたい。

(3) 水たまりに自動車がつっこんでいく状態は、非定常現象だと思う。それに対して、境界層の厚みを $h_0/\sqrt{Re}$ と考えていると思われるが、むしろ、境界層の非定常性(厚みは $\sqrt{vt}$ に比例する)を考慮すべきで

はないか。

〔回答〕 (1) 行っていない。屋外実験で、定量的比較に足るデータを得ることは困難である。例えば、図6の水跳ねの骨格曲線は、図4のデータを用いて求めた平均の x の値にもとづいて算出しているが、これなどは実測できれば、水跳ねの形状曲線より逆に K の時間的関数形を求めたいところである。

(2) 波とは外から媒体に加えられた擾乱が伝わる様式であって、タイヤによる流体排除の情報は、われわれの水層では長波の速度で伝ばしていくと考えられる。したがってタイヤより排除される流体の持つ速度が波の伝ば速度より大きい場合には、情報の伝わり得ない領域が現れ、境界で起きる衝撃現象がすなわち水跳ねである。

(3) 考えている現象の時間尺度は $t \sim h_0/W$ であるから、オーダー評価としては同じことを言っていることになる。