Képzeljük el, hogy a tartálykocsiba kissé benyúló cső végét dugóval elzártuk. Ilyenkor a kocsi falára a két-két szemközti oldalfalon egyenlő erők hatnak, ami a kocsi nyugalomban maradását eredményezi. Ha azonban kihúzzuk a dugót, amely az egyik fal egy részét képezte, rá már nem hat erő, s így a lyukkal szemközti oldalon levő falra több erő hat, a kocsi mozgásba lendül.

A tartály alján a folyadék nyomása az indulás pillanatában

$$p = h\varrho g,$$

ahol ϱ a folyadék sűrűsége, g a gravitációs gyorsulás. Így a túlsó oldalon ható többleterő

$$F = A_{\text{lyuk}} \cdot p = R^2 \pi h \varrho g.$$

Newton II. törvénye szerint

$$F = Ma,$$

ahol $M = Ah\varrho$ a jármű teljes tömege, a pedig a gyorsulása, mindkettő az indulás pillanatában. Így a kocsi gyorsulása:

$$a = \frac{F}{M} = \frac{R^2 \pi h \varrho g}{Ah\varrho} = \frac{R^2\pi}{A} g.$$

Az eredmény érdekessége, hogy a gyorsulás értéke független a folyadék h magasságától.

Megjegyzés. Az energiamegmaradás törvényének figyelmetlen alkalmazása téves eredményre vezethet. Eszerint a folyadék h magasságról való esés után $v = \sqrt{2\,gh}$ sebességgel ömlik ki a tartálykocsi alján, mint azt a Torricelli-féle kiömlési törvény alapján várjuk is. Ez a sebesség azonban csak a folyadék felületére igaz, a kiömlés helyén a folyadék közepe lassabban folyik.

Mire a felület teljes keresztmetszetében ezzel a sebességgel halad a folyadék, a keresztmetszet, kör keresztmetszetű lyuk esetén a felére szűkül (H. Lamb: Hydro-dinamics).

Így Δt idő alatt $\Delta V = v \cdot \dfrac{A}{2} - \Delta t$ folyadékmennyiség folyik ki, amelynek impulzusa $\Delta I = \varrho \Delta V \cdot v = \varrho v^2 \cdot \dfrac{A}{2} \cdot \Delta t$. A kocsira ható erő $F = \Delta p / \Delta t = Ma$, ahonnan a gyorsulás:

$$a = \frac{\Delta p}{M \Delta t} = \frac{\varrho v^2 \cdot \dfrac{R^2\pi}{2} \cdot \Delta t}{Ah\varrho \cdot \Delta t} = \frac{R^2\pi}{A} g.$$

Az eredmény azonos az előző módon kapottal, viszont ha elhanyagoljuk a folyadék beszűkülését, kétszeres gyorsulás-értékre jutunk.