



## ARTIGOS – ARTICLES

**Reconstrução teórica do experimento  
de dois baldes de Galileu****Sylvio Reynaldo Bistafa**Doutor em Engenharia Mecânica, Pennsylvania State University  
sbiustafa@usp.br

Como citar este artigo: Bistafa, Sylvio R. “Reconstrução teórica do experimento de dois baldes de Galileu”. Khronos, Revista de História da Ciência, nº 8, pp. 29-49. 2019. Disponível em <<http://revistas.usp.br/khronos>>. Acesso em dd/mm/aaaa.

**Resumo:** As equações de conservação da Mecânica dos Fluidos no regime variável são empregadas na reconstrução teórica de um experimento proposto por Galileu para investigar as forças que agem em uma balança do tipo dois pratos, com contrapeso numa extremidade e dois baldes na outra extremidade, pendentes na mesma vertical, em que o jato de água que emana de um orifício no fundo do balde superior percute o balde inferior. O resultado dessa análise revelou ser incorreto o método de cálculo da força de percussão proposto por Galileu. A análise também revelou ser praticamente nula a resultante das forças atuantes durante o processo, o que tornaria verossímil o relato de Galileu acerca dos principais movimentos da balança, apesar de ele não ter identificado todas as forças atuantes no sistema.

**Palavras-chave:** estudos galileanos, história da ciência, história dos instrumentos científicos.

*Theoretical reconstruction of Galileo's two-bucket experiment*

**Abstract:** The conservation equations of Fluid Mechanics in unsteady state are employed in the theoretical reconstruction of an experiment proposed by Galileo, to investigate the forces acting on a twin-pan type of balance, with a counterweight in one extremity, and two buckets in the other extremity, hung in the same vertical, where the water jet issuing from an orifice in the bottom of the upper bucket strikes the lower bucket. The result of this analysis revealed that the method proposed by Galileo for the calculation of the percussion force is incorrect. The analysis also revealed that the net force during the process is practically null, which would make Galileo's account of the major movements of the balance credible, despite his having not identified all the forces acting on the system.

**Keywords:** galilean studies, history of science, history of scientific instruments.

## 1. Introdução

Os *Discursos* de Galileu compõem-se originalmente de quatro jornadas (publicadas na edição de Leiden de 1638), às quais foram acrescentadas postumamente outras duas jornadas escritas em forma dialógica. Conforme informa Pablo Rubén Mariconda, na Introdução à tradução de *Dois Novas Ciências*<sup>1</sup>:

Essa forma de apresentação [a dialógica] foi largamente utilizada no Renascimento e representou a renovação de uma tradição antiga de cunho principalmente platônico. Mas, além de possuir o evidente valor de tornar mais agradável e interessante a exposição, marcando as digressões e facilitando a discussão sobre os fundamentos e as consequências das principais teses, o diálogo em Galileu é um recurso retórico habilmente empregado no tratamento de argumentos e teses novas altamente polêmicas por sua oposição à tradição vigente.

A Sexta Jornada tem como interlocutores Salviati, Sagredo e Aproíno, reunidos para discutir a força de percussão. O primeiro experimento acerca dessa força discutido pelo trio inicia-se quando Aproíno narra a Sagredo um experimento com dois baldes conduzido pelo Acadêmico (Galileu) para investigar o efeito da força de percussão, aqui reproduzido verbatim:

*Aproíno* – Colocou uma haste muito forte de aproximadamente três braças de comprimento, livre sobre uma trave à guisa de fiel de uma balança. Suspendeu depois às extremidades dos braços dessa balança dois pesos iguais e muito pesados; um desses pesos era composto por dois recipientes de cobre, ou seja, dois baldes, um dos quais, pendurado à referida extremidade do fiel, estava cheio de água; das alças desse balde pendiam duas cordas de aproximadamente duas braças de comprimento cada, às quais estava atado pelas alças o outro balde similar, porém vazio, que estava perpendicularmente debaixo do primeiro balde já mencionado, cheio de água. Na extremidade do outro braço da balança colocou pendente um contrapeso de pedra ou de qualquer outro material pesado, que equilibrasse precisamente a gravidade de todo o composto de dois baldes, de água e de cordas. O balde superior tinha no fundo um furo da largura de um ovo ou pouco menos, e este furo podia ser aberto e fechado. Primeiramente imaginávamos e concebíamos que, uma vez posta a balança em equilíbrio e estando tudo preparado na maneira indicada, quando se abrisse o balde superior e se deixasse sair a água, que, ao precipitar-se iria percutir no balde inferior, o acréscimo dessa percussão deveria acrescentar nesta parte um momento tal

---

<sup>1</sup> G. Galilei, *Dois Novas Ciências – Incluindo Da Força de Percussão*, 2. ed. (Instituto Cultural Ítalo-Brasileiro, São Paulo, 1988).

que seria necessário, para restabelecer o equilíbrio, acrescentar um novo peso à gravidade do contrapeso no outro braço; acréscimo que evidentemente restabeleceria e adequaria a nova força de percussão da água, de tal forma que poderíamos afirmar que seu momento era equivalente ao peso de 10 ou 12 libras que foi necessário acrescentar ao outro contrapeso.

*Sagredo* – Parece-me verdadeiramente engenhoso tal instrumento e espero ansiosamente conhecer o resultado dessa experiência.

*Aproíno* – O resultado, assim como foi inesperado para outro, foi também maravilhoso; pois, uma vez aberto o furo e tendo começado a sair a água, a balança inclinou-se para o lado do contrapeso; mas no mesmo momento em que a água chegava percutindo no fundo do balde inferior, deixando de inclinar-se, o contrapeso começou a levantar-se e, por meio de um movimento suavíssimo, enquanto a água ia caindo recolocou-se em equilíbrio e, aí chegando, sem passá-lo num só fio de cabelo, parou definitivamente<sup>2</sup>.



Figura 1. Uma reprodução física da balança de dois baldes de Galileu: o balde superior é preenchido com água e tem um orifício no seu fundo. No início do experimento o orifício encontra-se fechado, e a balança está em equilíbrio. Quando o orifício é aberto, a água escoar para o balde inferior. Inicialmente a balança desloca-se para o lado do contrapeso, e após o jato percutir o balde inferior o equilíbrio é restabelecido. Essa balança encontra-se na Universidade de Pávia, Itália<sup>3</sup>.

---

<sup>2</sup> Idem, p. 295.

<sup>3</sup> R. V. Caffarelli, *Galileo Galilei and Motion - A Reconstruction of 50 Years of Experiments and Discoveries* (Jointly published by Springer & Società Italiana di Fisica, 2005), p. 9.

Galileu Galilei (1564-1642) viveu em uma época em que a Física não era matematizada. Na realidade, a noção de que a Física poderia ser matematizada é uma das principais contribuições de Galileu à ciência moderna. Os *Discursos*, a última publicação de Galileu, são compostos de desenvolvimentos por ele realizados entre 1590 e 1638 e contêm os princípios fundamentais da moderna Física experimental, além das principais contribuições da mecânica galileana: a lei da queda livre, o plano inclinado, a trajetória parabólica dos projéteis, os centros de gravidade dos corpos sólidos, entre outras.

Escrita em Arcetri em 1638, a Sexta Jornada dos *Discursos* é considerada um trabalho inacabado. Stillman Drake, o tradutor para o inglês dos *Discursos*, considera que Galileu escreveu pela primeira vez sobre percussão e impacto em 1594<sup>4</sup>, vindo a realizar o experimento de dois baldes em Pádua em torno de 1608-1610<sup>5</sup>. É provável, contudo, que Galileu tenha composto os eventos da Sexta Jornada em 1635<sup>6</sup>. Stillman Drake, aponta a sobrevivência de algumas anotações de cálculos acerca do volume do jato de água<sup>7</sup>, cuja autenticidade, porém, é contestada por Palmerino<sup>8</sup>, que não descarta a possibilidade de tais anotações terem sido forjadas.

Quando Galileu escreveu sobre o experimento de dois baldes, supostamente pelo menos 25 anos após tê-lo, quiçá, realizado, ele já havia desenvolvido a cinemática da queda livre e estudado o movimento dos projéteis. Assim, surpreende que ele não os tenha utilizado, ou ao menos feito referência a eles, no cálculo da força de percussão do jato, e que tenha simplesmente associado a força de percussão ao peso do jato de água cadente. Como veremos oportunamente, trata-se de uma força fortemente dependente da velocidade, em realidade proporcional ao quadrado da velocidade do jato. Portanto, seria natural hoje pensar que esses desenvolvimentos pudessem ter sido empregados também na determinação da força de percussão. Talvez isso possa ser explicado pelo fato de Galileu não ter percebido que suas contribuições já desenvolvidas pudessem ser igualmente aplicadas ao movimento das águas.

O primeiro estudioso a fazer a associação da cinemática de jatos que irrompem de aberturas em vasos com o movimento dos projéteis foi Torricelli, a quem Galileu se referia como pertencente ao “triumvirato” romano, junto com Magiotti e Castelli. De fato, dois anos após a morte de Galileu, Evangelista Torricelli (1608-1647), em 1644, publicou sua obra *Opera geometrica*, cujo capítulo intitulado “Do movimento das águas”<sup>9</sup> apresenta os desenvolvimentos tendo por base o movimento dos projéteis de Galileu, e que ficaram consolidados na sua famosa lei  $v = \sqrt{2gh}$ . Essa lei permite determinar a velocidade de efluxo  $v$  de um jato de líquido submetido à

<sup>4</sup> Galileo: Two New Sciences, The Added Day (Trans. Stillman Drake, 1974: 281-303), nota 1, disponível em <[http://www.spirasolaris.ca/sbb6Added\\_Day.pdf](http://www.spirasolaris.ca/sbb6Added_Day.pdf)>, acesso em 30 set. 2017.

<sup>5</sup> Idem, nota 2.

<sup>6</sup> Idem, nota 1.

<sup>7</sup> Idem, nota 6.

<sup>8</sup> C. R. Palmerino, Galileo on the behavior of water jets: between documentary evidence and possible forgery, *Galileana*, **2**, 233-246 (2005).

<sup>9</sup> S. R. Bistafa, A lei de Torricelli  $v = \sqrt{2gh}$ : Uma tradução comentada de sua origem no *De Motu Aquarum* (Do Movimento das Águas), *Revista Brasileira de História da Ciência, Rio de Janeiro*, **7**, 1, 110-119 (jan.-jun. 2014).

gravidade  $g$ , jorrando de um pequeno orifício do recipiente, para o qual a distância até a superfície livre da água no recipiente é  $h$ .

Como veremos, a lei de Torricelli é chave na determinação da velocidade de jatos verticais. Ocorre que somente essa lei não teria sido suficiente para o enfrentamento da questão, uma vez que outras leis seriam necessárias para racionalizar o movimento da balança. As leis de Newton não haviam sido ainda propostas, já que o inglês nasceu no ano seguinte ao do falecimento de Galileu. O estudo de descargas de águas através de orifícios em recipientes foi um tema recorrente e de vanguarda da Física do século XVIII, tendo ocupado as mentes mais brilhantes da época, como as dos Bernoulli (João e Daniel), a de D'Alembert e a de Euler<sup>10</sup>.

O presente estudo propõe-se a obter o histórico das forças atuantes na balança em regime variável, desde a abertura do orifício no fundo do balde superior até o final do processo, quando toda a água desse balde foi drenada para o balde inferior. Nos equacionamentos que faremos, utilizaremos as três equações de conservação da Mecânica dos Fluidos, em regime variável, na chamada forma integral: continuidade, na forma de conservação da vazão em volume; energia, na forma dada pela lei de Torricelli; e a segunda lei de Newton, mais conhecida na Mecânica dos Fluidos como equação da quantidade de movimento linear.

## 2. O escoamento através do orifício e o formato do jato de água

Considere-se um tubo de corrente deformável, limitado, no instante  $t$ , pela superfície livre da água no balde superior de área  $S_e$ , pela seção do jato que emana do orifício no fundo do balde superior de área  $S_o$ , e pela parede interna do balde  $\Sigma$  em contato com o corpo fluido.

Pode-se mostrar<sup>11</sup> que, para esse tubo de corrente, quando  $S_e \gg S_o$ , o escoamento dentro do balde, apesar de variável, poderá ser considerado como lento, o que permite, na aplicação da equação da energia, desprezar a variação local da energia cinética em relação ao tempo, e, então, obter uma expressão para a vazão  $Q_o = Q_o(t)$  que escoar, no instante  $t$ , através do orifício na forma

$$Q_o = C_d S_o \sqrt{2gh_s}, \quad (1)$$

---

<sup>10</sup> S. R. Bistafa, First Theoretical Constructions to the Fluid Mechanics Problem of the Discharge, *Advances in Historical Studies*, **4**, 172-199 (2015).

<sup>11</sup> T. M. Assy, *Mecânica Dos Fluidos. Fundamentos e Aplicações*, 2. ed. (LTC, Rio de Janeiro, 2004)

em que  $C_d$  é o chamado *coeficiente de descarga*,  $h_s = h_s(t)$  é altura da superfície livre da água no balde superior no instante  $t$ , e  $g$  é a gravidade. Como a vazão que escoar através do orifício poderá ser escrita na forma  $Q_o = C_d S_o V_o$ , vemos que a velocidade através do orifício  $V_o$  é dada pela lei de Torricelli, em que  $V_o = \sqrt{2gh_s}$ .

O coeficiente de descarga  $C_d$  é composto pelo produto de dois outros coeficientes, o *coeficiente de contração*  $C_c$ , e o *coeficiente de velocidade*  $C_v$ , tal que  $C_d = C_c C_v$ .

A origem do coeficiente de contração  $C_c$  está no fato de a experiência mostrar que o jato de líquido que se forma a partir de  $S_o$  segue diminuindo de seção, contraindo-se, até atingir uma seção mínima, que tem lugar a pequena distância de  $S_o$  e é denominada seção contraída (*vena contracta*), atravessada por trajetórias sensivelmente retas e paralelas, em que a velocidade é uniforme e a pressão é a atmosférica, com o coeficiente de contração teoricamente dado por  $C_c = \frac{\pi}{\pi+2} \approx 0,611$ . A lei de Torricelli refere-se à velocidade na seção contraída: no plano do próprio orifício, nem a pressão, nem a velocidade são uniformes, e a velocidade é menor do que na seção contraída.

A velocidade obtida com a lei de Torricelli  $V_o = \sqrt{2gh_s}$  é, entretanto, uma velocidade teórica que não leva em conta as forças internas de atrito viscoso. A velocidade real  $V_o'$  é obtida corrigindo-se a velocidade teórica  $V_o$  com o coeficiente de velocidade  $C_v$ , cujo valor é obtido por via experimental. Assim, a velocidade real na seção contraída  $V_o'$  será dada por  $V_o' = C_v V_o = C_v \sqrt{2gh_s}$ , donde a expressão da vazão através do orifício  $Q_o = C_c C_v S_o \sqrt{2gh_s} = C_d S_o \sqrt{2gh_s}$ , em que  $C_d = C_c C_v$ . Nos cálculos para os líquidos de pequena viscosidade e orifícios de seção circular de parede delgada, e para as características do escoamento que estamos estudando, poderemos assumir os seguintes valores médios:  $C_c = 0,63$ ,  $C_v = 0,97$ ,  $C_d = 0,61$ <sup>12</sup>.

A experiência também mostra que o jato de água cadente segue diminuindo de seção, afunilando-se, conforme mostra a Fig. 2. O formato do jato no seu movimento descendente poderá ser determinado aplicando-se a equação de Bernoulli entre os pontos  $A$ , de cota  $z_A$ , e  $B$ , de cota  $z_B$ , na forma

$$\frac{1}{2} \rho V_o'^2 + \rho g z_A + p_A = \frac{1}{2} \rho V^2(z) + \rho g z_B + p_B, \quad (2)$$

<sup>12</sup> T. M. Assy, *Mecânica Dos Fluidos. Fundamentos e Aplicações*, 2. ed. (LTC, Rio de Janeiro, 2004).

em que  $V_o'$  é a velocidade na seção contraída de raio  $a$ ,  $V(z)$  é a velocidade na seção de raio  $r(z)$ ,  $\rho$  é a massa específica, e  $p_A$  e  $p_B$  são as pressões absolutas em  $A$  e  $B$ , respectivamente.

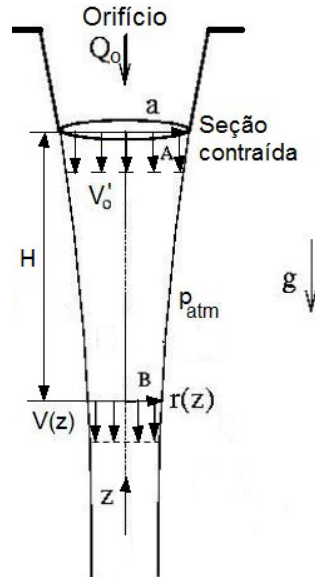


Figura 2. Um jato de água que emana de um orifício com raio  $a$  acelera sob a influência da gravidade. Seu formato é influenciado tanto pela ação gravitacional como pela tensão superficial.

A curvatura média local  $k$  de fios finos de água poderá ser aproximada por  $k \approx \frac{1}{r(z)}$ . Assim, as pressões nos pontos  $A$  e  $B$  poderão ser simplesmente relacionadas com a pressão ambiente  $p_{atm}$  por meio de:  $p_A \approx p_{atm} + \frac{\sigma}{a}$ ,  $p_B \approx p_{atm} + \frac{\sigma}{r(z)}$ , em que  $\sigma$  é a tensão superficial. Levando esses resultados à Eq. 2, tem-se

$$\frac{1}{2}\rho V_o'^2 + \rho g z_A + p_{atm} + \frac{\sigma}{a} = \frac{1}{2}\rho V^2(z) + \rho g z_B + p_{atm} + \frac{\sigma}{r(z)}. \quad (3)$$

Uma vez desprezado o efeito da tensão superficial no formato do jato, a Eq. 3 poderá ser reescrita na forma

$$\frac{V(z)}{V_o'} = \left[ 1 + \frac{2g(z_A - z_B)}{V_o'^2} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Ao invocar a equação da continuidade em termos da conservação da vazão em volume, em que  $\pi a^2 V_o' = \pi r^2 V(z)$ , torna-se possível reescrever a Eq. 4 na forma

$$\frac{r^2}{a^2} = \left[ 1 + \frac{2g(z_A - z_B)}{V_o'^2} \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

A relação entre a área  $S$  de uma seção de escoamento qualquer e a área da seção contraída  $C_c S_o$  será obtida da razão  $\frac{r^2}{a^2}$  e pode ser escrita na forma:

$$S = C_c S_o \left[ 1 + \frac{2g(z_A - z_B)}{V_o'^2} \right]^{-1/2} = C_c S_o \left( 1 + \frac{H}{C_v^2 h_s} \right)^{-1/2}, \quad (6)$$

em que  $H = H(t) = z_A - z_B$  é a altura do jato no instante  $t$ .

O volume do jato  $\Psi_j(t)$  no instante  $t$  será dado por

$$\Psi_j(t) = \int_0^H S dh = C_c S_o \int_0^H \left( 1 + \frac{h}{C_v^2 h_s} \right)^{-1/2} dh = 2S_o C_v^2 C_c h_s(t) \left[ \left( 1 + \frac{H(t)}{C_v^2 h_s(t)} \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (7)$$

Durante o intervalo de tempo de formação do jato de água, que ocorre entre a abertura do orifício no instante  $t = t_0 = 0$ , e o instante em que o jato percute pela primeira vez o fundo do balde inferior, no instante  $t = t_1$ , a altura do jato de água será dada por  $H = H(t) = V_o'(t_0)t + \frac{1}{2}gt^2$  (para  $0 \leq t \leq t_1$ ). Para  $t = t_1$ ,  $H(t_1) = H_i$ , em que  $H_i$  é a distância entre os fundos dos dois baldes, superior e inferior.

Durante o intervalo de tempo a partir da primeira percussão do jato no fundo do balde inferior, até o instante  $t = t_2$ , instante este em que  $h_s = 0$  – balde superior completamente drenado –,  $H = H(t) = H_i + h_s(t) - h_s(t_1)$  (para  $t_1 < t \leq t_2$ ).

Durante o intervalo de tempo a partir da completa drenagem do balde superior até o instante  $t = t_3$ , instante este em que ocorre a extinção do jato de água,  $H = H(t) = H(t_2) - h(t - t_2)$  (para  $t_2 < t \leq t_3$ ) em que  $h(t - t_2)$  é a altura do jato que vai sendo extinta a cada instante.



### 3. Equacionamento do experimento de dois baldes no regime variável

O objetivo desse equacionamento é o de identificar as forças atuantes no sistema no regime variável, durante a drenagem do balde superior. O escoamento que ocorre entre os dois baldes é claramente um escoamento em regime variável, uma vez que a velocidade do escoamento é função da altura da água no balde superior, que se reduz à medida que esse balde é drenado.

Apresentaremos, a seguir, a equação da quantidade de movimento linear, na forma aplicável ao escoamento que ocorre entre os dois baldes em regime variável<sup>13</sup>:

$$\vec{G} + \vec{R} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega + Q_m V_e \vec{n}_e + Q_m V_s \vec{n}_s, \quad (8)$$

em que  $\vec{G}$  é a resultante das forças à distância (p. e. força peso),  $\vec{R}$  é a resultante das forças de contato que agem na parede  $\Sigma$  do tubo de corrente,  $Q_m$  é a vazão em massa,  $V_e$  e  $V_s$  são a velocidade na seção de escoamento de entrada e de saída do tubo de corrente, respectivamente, e  $\vec{n}_e$  e  $\vec{n}_s$  são os versores das normais nessas seções de escoamento. A vazão em massa  $Q_m$  é dada por  $Q_m = \rho Q$ , em que  $Q$  é a vazão em volume (ou simplesmente vazão) e  $\rho$  é a massa específica da água (massa por unidade de volume).

A Eq. 8 assume que o escoamento é unidimensional, o que significa dizer que a velocidade é uniforme nas seções de escoamento. Ela também assume que, por se tratar de jato exposto à atmosfera, as pressões efetivas valem zero nas seções de escoamento ( $p_{eft} = p_{abs} - p_{atm} = 0$ ). O produto  $Q_m V_e \vec{n}_e$  e  $Q_m V_s \vec{n}_s$  é o fluxo de quantidade de movimento na entrada e na saída do tubo de corrente, sendo, obviamente, uma quantidade homóloga à força.

A integral  $\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega$  é a variação da quantidade de movimento no interior do tubo de corrente de volume  $\Omega$ .

---

<sup>13</sup> T. M. Assy, *Mecânica Dos Fluidos. Fundamentos e Aplicações*, 2. ed. (LTC, Rio de Janeiro, 2004)

É preciso observar que a Eq. 8 é uma equação vetorial, em que, normalmente, nas aplicações, as incógnitas são as componentes de  $\vec{R}$ . Essa equação é válida para um fluido real viscoso, e incompressível, escoando através de tubo de corrente, em regime variável.

Nas aplicações, frequentemente o tubo de corrente estabelece contato com uma superfície sólida. Nesses casos,  $\vec{R}$  é resultante das forças de contato exercidas pela superfície sólida no corpo fluido contido no tubo de corrente.

### 3.1 Forças que agem no balde superior no regime variável

Para a análise do escoamento em regime variável, adotemos o tubo de corrente que incorpora o corpo fluido contido no balde superior a cada instante.

Trata-se de um tubo de corrente deformável, uma vez que a superfície livre da água se movimenta para baixo durante a drenagem do balde superior.

A integral  $\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega$  é a variação da quantidade de movimento dentro do tubo de

corrente, que corresponde a uma força vertical que desacelera a massa de água contida no balde superior no seu movimento de descida. Durante o esvaziamento do balde superior, essa força age para cima, segundo  $\vec{e}_z$ , desacelerando a massa de água no seu movimento descendente. Como, para o balde superior, por hipótese, todas as partículas de água dentro de  $\Omega$  se movem para baixo com a mesma velocidade da superfície livre  $\vec{V}_e$ , então, a integral  $\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega =$

$\rho \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{V}_e S_e dh$ , em que  $S_e$  é a área das seções de escoamento do balde superior.

A integral  $\rho \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{V}_e S_e dh = \rho \frac{\partial(\vec{V}_e S_e h_s)}{\partial t} = \rho S_e \left( h_s \frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} + \vec{V}_e \frac{\partial h_s}{\partial t} \right)$ , em que  $h_s$  é a altura da água na superfície livre da água no balde superior. Nessa expressão,  $\frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t}$  é a desaceleração a que a água contida no balde superior está submetida durante o seu movimento de descida. Então,  $\frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} = \frac{\partial V_e}{\partial t} (-\vec{e}_z)$ , e como  $V_e = C_d \frac{S_o}{S_e} \sqrt{2gh_s}$ , resulta que  $\frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} = C_d \frac{S_o}{S_e} \frac{g}{\sqrt{2gh_s}} \frac{\partial h_s}{\partial t} (-\vec{e}_z)$ .

Por sua vez,  $\vec{V}_e \frac{\partial h_s}{\partial t} = V_e \frac{\partial h_s}{\partial t} (-\vec{e}_z) = C_d \frac{S_o}{S_e} \sqrt{2gh_s} \frac{\partial h_s}{\partial t} (-\vec{e}_z)$ , e, assim, a expressão  $\rho S_e \left( h_s \frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} + \vec{V}_e \frac{\partial h_s}{\partial t} \right)$  resulta em  $\rho S_e \left( h_s C_d \frac{S_o}{S_e} \frac{g}{\sqrt{2gh_s}} + C_d \frac{S_o}{S_e} \sqrt{2gh_s} \right) \frac{\partial h_s}{\partial t} (-\vec{e}_z)$ .

Como, pela equação da continuidade,  $\frac{\partial h_s}{\partial t} = -C_d \frac{S_o}{S_e} \sqrt{2gh_s}$ , temos que

$$\rho S_e \left( h_s C_d \frac{S_o}{S_e} \frac{g}{\sqrt{2gh_s}} + C_d \frac{S_o}{S_e} \sqrt{2gh_s} \right) (C_d \frac{S_o}{S_e} \sqrt{2gh_s}) (\vec{e}_z) = 3\rho g C_d^2 S_e \left( \frac{S_o}{S_e} \right)^2 h_s (\vec{e}_z).$$

Então, finalmente,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega = 3\rho g C_d^2 S_e \left( \frac{S_o}{S_e} \right)^2 h_s (\vec{e}_z), \quad (9)$$

para o balde superior. Essa é a força que, a cada instante, age na massa de água contida no balde superior. Como ela está dirigida para cima, segundo  $\vec{e}_z$ , trata-se de uma desaceleração, que desacelera a massa de água  $\rho S_e h_s$  contida no balde em cada instante no seu movimento descendente, com velocidade  $\vec{V}_e = V_e (-\vec{e}_z)$ .

Substituindo a Eq. 9 na Eq. 8, e tendo em vista a igualdade de vazões entre a entrada e a saída, temos que  $Q_m V_e \vec{n}_e = 2\rho g C_d^2 \frac{S_o^2}{S_e} h_s (\vec{e}_z)$  e  $Q_m V_s \vec{n}_s = 2\rho g C_d C_v S_o h_s (-\vec{e}_z)$ , resultando em

$$\vec{R}_{bs} = G_{lbs} (\vec{e}_z) + 3\rho g C_d^2 S_e \left( \frac{S_o}{S_e} \right)^2 h_s (\vec{e}_z) + 2\rho g C_d^2 \frac{S_o^2}{S_e} h_s (\vec{e}_z) + 2\rho g C_d C_v S_o h_s (-\vec{e}_z), \quad (10)$$

em que  $G_{lbs}$  é o peso da água contida no balde superior. Essa é a resultante das forças que agem no corpo fluido contido no balde superior em regime variável.

### 3.2 Forças que agem no balde inferior no regime variável

Quanto ao balde inferior, numa primeira aproximação, podemos considerar que a água nele injetada é levada à estagnação assim que o jato incide na superfície livre da água, então, embora haja variação da massa de água no balde com o tempo, as velocidades das partículas são

nulas. Portanto, para o balde inferior,  $\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega = 0$ .

O fluxo de quantidade de movimento do jato que incide na superfície livre do balde inferior será dado por  $Q_m V_e \vec{n}_e = \rho Q V_e (\vec{e}_z)$ , em que  $Q = Q(t)$  é a vazão que entra no balde inferior e que varia com o tempo no regime variável.

Para o tubo de corrente formado pelo jato de água, a equação da continuidade, no regime variável, para fluido incompressível poderá ser escrita na seguinte forma [7]:

$$Q = Q_o - \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_j} dV_j = Q_o - \frac{\partial V_j}{\partial t}, \quad (11)$$

em que  $Q_o = C_d S_o \sqrt{2gh_s}$  é a vazão que escoava através do orifício, e  $V_j$  é o volume do jato a cada instante, e que é dado pela Eq. 7.

Invocando a Eq. 7 na avaliação de  $\frac{\partial V_j}{\partial t}$ , temos que

$$\frac{\partial V_j}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ 2S_o C_v^2 C_c h_s \left[ \left( 1 + \frac{H}{C_v^2 h_s} \right)^{1/2} - 1 \right] \right\}. \quad (12)$$

O volume do jato varia com o tempo por duas razões: a primeira delas é que, no regime variável, a vazão de água no orifício se reduz com o tempo, alimentando o jato com menos água à medida que o tempo passa. A segunda razão é que a altura do jato de água é reduzida à medida que o balde inferior é preenchido.

Uma vez avaliada a derivada indicada na Eq. 12, e substituindo o resultado na Eq. 11, o resultado é

$$Q = Q_o \left\{ 1 - 2 \frac{S_o}{S_e} C_v^2 C_c \left[ \frac{1}{2C_v^2} \left( \frac{H}{h_s} - 1 \right) \left( 1 + \frac{H}{C_v^2 h_s} \right)^{-1/2} - \left( 1 + \frac{H}{C_v^2 h_s} \right)^{1/2} + 1 \right] \right\}. \quad (13)$$

A Eq. 13 é necessária apenas na determinação das forças que agem no balde inferior, e durante o intervalo de tempo a partir da primeira percussão do jato no fundo desse balde, até o instante  $t = t_2$ , instante este em que  $h_s = 0$  – balde superior completamente drenado –,  $H = H(t) = H_i + h_s(t) - h_s(t_1)$  (para  $t_1 < t \leq t_2$ ).

Durante o intervalo de tempo a partir da completa drenagem do balde superior até o instante  $t = t_3$ , instante este em que ocorre a extinção do jato de água,  $H = H(t) = H(t_2) - h(t - t_2)$  (para  $t_2 < t \leq t_3$ ) em que  $h(t - t_2)$  é a altura do jato que vai sendo extinta a cada instante. Durante esse intervalo de tempo, não mais se utilizou a Eq. (13), uma vez que cessa a alimentação de água na coluna; ou seja,  $Q_o = 0$ . As forças atuantes nesse final do processo, foram obtidas calculando-se o peso de água ainda suspenso no ar a cada instante, e o fluxo de quantidade de movimento das seções do jato que vão sendo extintas a cada instante na superfície livre do balde inferior. Entretanto, por se tratar de forças de pequena magnitude, uma vez que ocorrem nos instantes finais, as suas contribuições têm um efeito marginal na análise global do processo.

Então, o fluxo de quantidade de movimento do jato que incide na superfície livre do balde inferior  $Q_m V_e \vec{n}_e = \rho Q V_e (\vec{e}_z)$ , com  $V_e = \frac{Q}{S}$ , em que  $S$  é a área da seção de escoamento do jato ao incidir na superfície livre. Essa área é dada pela Eq. 6, ou seja,  $S = C_c S_o \left(1 + \frac{H}{c_v^2 h_s}\right)^{-1/2}$ ; logo,  $Q_m V_e \vec{n}_e = \rho \frac{Q^2}{S} (\vec{e}_z) = \rho Q^2 (C_c S_o)^{-1} \left(1 + \frac{H}{c_v^2 h_s}\right)^{1/2} (\vec{e}_z)$ .

Por sua vez, o fluxo de quantidade de movimento na superfície livre do balde inferior será dado por  $Q_m V_s \vec{n}_s = \rho \frac{1}{S_e} Q^2 (\vec{e}_z)$ , em que  $S_e$  é a área da superfície livre do balde inferior.

Então, de posse desses resultados, podemos escrever a Eq. 8 para o balde inferior na seguinte forma:

$$\vec{R}_{bi} = G_{lbi}(\vec{e}_z) + \rho Q^2 (C_c S_o)^{-1} \left(1 + \frac{H}{c_v^2 h_s}\right)^{1/2} (\vec{e}_z) + \rho \frac{1}{S_e} Q^2 (\vec{e}_z), \quad (14)$$

em que  $G_{lbi}$  é o peso da água contida no balde inferior, sendo  $Q$  dado pela Eq. (13). Essa é a resultante das forças que agem no corpo fluido contido no balde inferior em regime variável.

### 3.3 Resultante das forças que agem na balança no regime variável

A resultante das forças que agem na balança  $\vec{R}_b$  será dada pela soma de  $-\vec{R}_{bs}$  (Eq. 10) com  $-\vec{R}_{bi}$  (Eq. 14). Considerando que o peso da água no sistema  $G_l$  poderá ser escrito na forma  $G_l = G_j(t) + G_{lbs}(t) + G_{lbi}(t)$ , ou  $G_l - G_j(t) = G_{lbs}(t) + G_{lbi}(t)$ , em que  $G_j(t) = \rho g V_j(t)$  é o peso do jato de água que se encontra suspenso no ar entre os dois baldes no instante  $t$ , essa resultante será dada por

$$\vec{R}_b = \left\{ G_l - G_j(t) + 3\rho g C_d^2 S_e \left( \frac{S_o}{S_e} \right)^2 h_s + 2\rho g C_d^2 \frac{S_o^2}{S_e} h_s - 2\rho g C_d C_v S_o h_s + \rho Q^2 (C_c S_o)^{-1} \left( 1 + \frac{H}{c_v^2 h_s} \right)^{1/2} + \rho \frac{1}{S_e} Q^2 \right\} (-\vec{e}_z). \quad (15)$$

A divisão da Eq. 15 pelo peso da água contida no sistema  $G_l$ , em que  $G_l = \rho g L S_e$ , em que  $L$  é a altura da água no balde superior no início de sua drenagem, resulta na forma adimensionalizada dessa equação

$$\frac{\vec{R}_b}{G_l} = \left\{ \frac{G_l}{\rho g L S_e} - 2 \frac{S_o}{S_e} C_d C_v \frac{h_s}{L} \left[ \left( 1 + \frac{H}{c_v^2 h_s} \right)^{1/2} - 1 \right] + 3 C_d^2 \left( \frac{S_o}{S_e} \right)^2 \frac{h_s}{L} + 2 C_d^2 \left( \frac{S_o}{S_e} \right)^2 \frac{h_s}{L} - 2 C_d C_v \left( \frac{S_o}{S_e} \right) \frac{h_s}{L} + \frac{Q^2}{g L S_e} (C_c S_o)^{-1} \left( 1 + \frac{H}{c_v^2 h_s} \right)^{1/2} + \frac{Q^2}{g L S_e^2} \right\} (-\vec{e}_z). \quad (16)$$

Chamando  $\frac{h_s}{L}$  de  $H_s$ ,  $\frac{H}{L}$  de  $H$ , e  $\frac{S_o}{S_e}$  de  $RC$ , em que  $RC$  é a *razão de contração*, a Eq. 16 pode ser reescrita na forma mais geral, como

$$\frac{\vec{R}_b}{G_l} = \left\{ \frac{G_l}{\rho g L S_e} - 2 C_d C_v RC^{-1} H_s \left[ \left( 1 + \frac{H}{c_v^2 H_s} \right)^{1/2} - 1 \right] + 3 C_d^2 RC^{-2} H_s + 2 C_d^2 RC^{-2} H_s - 2 C_d C_v RC^{-1} H_s + \frac{Q^2}{g L S_e} (C_c S_o)^{-1} \left( 1 + \frac{H}{c_v^2 H_s} \right)^{1/2} + \frac{Q^2}{g L S_e^2} \right\} (-\vec{e}_z). \quad (17)$$

Individualizemos as parcelas que compõem a Eq. 18, chamando de:  $\mathbf{A} = \frac{G_l}{\rho g L S_e} = 1$ , peso relativo da água no sistema;  $\mathbf{B} = 2 C_d C_v RC^{-1} H_s \left[ \left( 1 + \frac{H}{c_v^2 H_s} \right)^{1/2} - 1 \right]$ , peso relativo da água suspensa no ar entre o orifício de saída do balde superior e a superfície livre do balde inferior;  $\mathbf{C} = 3 C_d^2 RC^{-2} H_s$ , variação relativa da quantidade de movimento no balde superior;  $\mathbf{D} = 2 C_d^2 RC^{-2} H_s$ , fluxo relativo de quantidade de movimento na superfície livre do balde superior;  $\mathbf{E} = 2 C_d^2 C_c^{-1} RC^{-1} H_s$ , fluxo relativo de quantidade de movimento no orifício;  $\mathbf{F} = \frac{Q^2}{g L S_e} (C_c S_o)^{-1} \left( 1 + \frac{H}{c_v^2 H_s} \right)^{1/2}$ , fluxo relativo de quantidade de movimento do jato que incide na

superfície livre do balde inferior;  $G = \frac{Q^2}{gLS_e^2}$ , fluxo relativo de quantidade de movimento na superfície livre do balde inferior.

Substituindo  $Q$ , dado pela Eq. 13, nas expressões de  $F$  e  $G$ , o resultado é

$$\mathbf{F} = 2C_d^2 C_c^{-1} RC^{-1} H_s \left\{ 1 - 2C_v^2 C_c RC^{-1} \left[ \frac{1}{2C_v^2} \left( \frac{H}{H_s} - 1 \right) \left( 1 + \frac{H}{C_v^2 H_s} \right)^{-1/2} - \left( 1 + \frac{H}{C_v^2 H_s} \right)^{1/2} + 1 \right]^2 \left( 1 + \frac{H}{C_v^2 H_s} \right)^{1/2} \right\}. \quad (18)$$

$$\mathbf{G} = 2C_d^2 RC^{-2} H_s \left\{ 1 - 2C_v^2 C_c RC^{-1} \left[ \frac{1}{2C_v^2} \left( \frac{H}{H_s} - 1 \right) \left( 1 + \frac{H}{C_v^2 H_s} \right)^{-1/2} - \left( 1 + \frac{H}{C_v^2 H_s} \right)^{1/2} + 1 \right]^2 \right\}. \quad (19)$$

Finalmente, podemos escrever a Eq. 17 numa forma mais compacta, como

$$\frac{\vec{R}_b}{\rho g L S_e} = (\mathbf{A} - \mathbf{B} + \mathbf{C} + \mathbf{D} - \mathbf{E} + \mathbf{F} + \mathbf{G})(-\vec{e}_z). \quad (20)$$

Para avaliarmos numericamente a Eq. 20, precisamos, agora, de uma expressão que relacione o tempo que decorre à medida que a altura da superfície livre da água no balde superior se reduz durante a sua drenagem. Para a determinação desse tempo, escrevamos a equação da continuidade para o balde na forma  $Q(t) = -S_e \frac{dh_s}{dt}$ , em que  $Q(t) = C_d S_o \sqrt{2gh_s}$ , logo

$$\frac{dh_s}{dt} = -C_d \frac{S_o}{S_e} \sqrt{2gh_s}. \quad (21)$$

A integral da Eq. 21 fornece

$$t = \frac{S_e}{C_d S_o} \sqrt{\frac{2}{g}} (\sqrt{h_o} - \sqrt{h_s}), \quad (22)$$

em que  $h_o = h(t = 0) = L$ .

Escrevendo  $\frac{S_e}{S_o} = RC$ ,  $\frac{h_o}{L} = 1$ , e  $\frac{h_s}{L} = H_s$ , obtém-se

$$t = \frac{RC}{C_d} \sqrt{2 \frac{L}{g}} (1 - \sqrt{H_s}), \quad (23)$$

válida para  $0 \leq H_s \leq 1$ .

Essa expressão fornecerá o tempo decorrido desde a abertura do orifício até o instante em que a altura da água no balde superior atinge o valor  $H_s$ .

Do que se depreende da narrativa de Aproíno, Galileu supostamente utilizou em seu experimento elementos com as seguintes dimensões: distância entre os fundos dos baldes  $H_i$  igual a 1,35 m (duas braças, 1 braça  $\approx 67$  cm), e diâmetro do orifício<sup>14</sup> igual a 0,03 m. O diâmetro dos baldes e a altura da água no balde superior  $L$  não são narrados, e, assim, assumiram-se ambos iguais a 0,3 m. Para essas dimensões, a quantidade de água no sistema é de 21,2 litros, com massa de 21,2 kg e peso de 208 N, aproximadamente. Esse é o peso da água contida no sistema, aqui chamado de  $G_l$ . Com esses valores numéricos, temos que  $RC = \frac{S_e}{S_o} = \left(\frac{0,3 \text{ m}}{0,03 \text{ m}}\right)^2 = 100$ .

A Fig. 3 apresenta o histórico das forças atuantes na balança, obtidas com a Eq. 20, para  $RC = 100$ , desde a abertura do orifício no fundo do balde superior, até a sua completa drenagem. A altura normalizada do jato de água a cada instante  $\mathbf{H} = \frac{H(t)}{L}$  foi obtida conforme consta nos parágrafos após a Eq. 13.

Vê-se claramente na Fig. 3 que as forças que dominam o processo são: o peso do jato de água – **B**, força de reação no balde superior – **E**, e a força de percussão no balde inferior – **F**. A força gerada pela variação da quantidade de movimento no balde superior – **C**, a força gerada pelo fluxo de quantidade de movimento na superfície livre do balde superior – **D**, e a força

---

<sup>14</sup> Não há dúvida de que os ovos atuais são maiores que seus homólogos do tempo de Galileu. Uma pesquisa na Internet revelou que o diâmetro médio de um ovo de galinha na sua parte mais bojuda está em torno de 4,25 cm. Um diâmetro dessa ordem drenaria o balde muito rapidamente, não permitindo uma observação adequada do movimento da balança. Por essas razões, optou-se por adotar o diâmetro do orifício como sendo de 3 cm.



gerada pelo fluxo de quantidade de movimento na superfície livre do balde inferior – **G** são praticamente nulas durante todo o processo de drenagem do balde superior. A Fig. 3 também indica que, após a primeira percussão do jato no balde inferior, é praticamente nula a resultante das forças atuantes no sistema durante a drenagem do balde superior. Dessa forma, a balança, que se encontrava desequilibrada para o lado do contrapeso após a abertura do orifício, tenderá a retornar prontamente para a posição de equilíbrio, permanecendo, entretanto, ainda pouco desequilibrada para o lado dos baldes durante o processo.

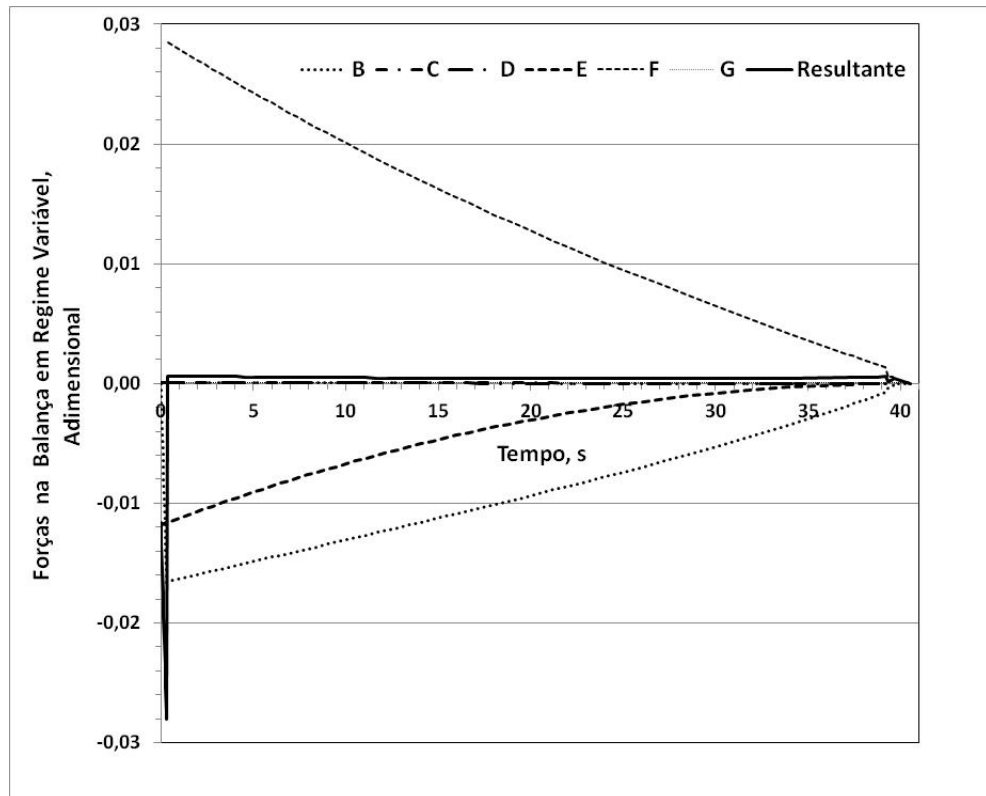


Figura 3. Histórico das forças atuantes na balança desde a abertura do orifício no fundo do balde superior, até a sua completa drenagem, para  $RC = 100$ . Peso do jato de água – **B**, variação da quantidade de movimento no balde superior – **C**, fluxo de quantidade de movimento na superfície livre do balde superior – **D**, força de reação no balde superior – **E**, força de percussão no balde inferior – **F**, fluxo de quantidade de movimento na superfície livre do balde inferior – **G**. **Resultante** =  $B + C + D + E + F + G$ .

Os termos que compõem a Eq. 20 indicam que, à exceção do peso do jato de água **B**, todas as outras forças atuantes na balança **C**, **D**, **E**, **F**, **G** são proporcionais a  $C_d^2 H_s \propto C_c^2 V_o'^2$ , ou seja, são proporcionais ao quadrado da velocidade do jato na seção contraída. Ocorre que, diferentemente da força de reação no balde superior e da força de percussão no balde inferior, **E** e **F**, que vêm afetadas de  $RC^{-1} = 10^{-2}$ , as forças **C**, **D** e **G** vêm afetadas de  $RC^{-2} = 10^{-4}$ , o que significa que essas últimas forças sofrem, relativamente, uma redução adicional de um centésimo em relação às outras duas forças **E** e **F**. Isso explica a inexpressividade das forças **C**, **D** e **G** em face das demais forças atuantes.

#### 4. Discussão

Para Galileu, a força de percussão seria igual ao peso do jato de água, conforme se depreende do diálogo entre Sagredo e Aproíno:

*Sagredo* – Verdadeiramente inesperado parece-me o êxito deste caso; e, ainda que o processo tenha sido diferente do que eu esperava e do qual pensava poder aprender quanta seria a força dessa percussão, ainda assim parece-me que posso conseguir em grande parte a desejada informação, dizendo que a força e o momento dessa percussão *equivalem ao momento e ao peso daquela quantidade de água do [jato] cadente que se encontra suspensa no ar entre as águas dos dois baldes, superior e inferior*, quantidade de água que não pesa nada contra o balde superior, nem contra o inferior. Não pesa contra o superior porque, como as partículas de água não estão ligadas entre si, as inferiores não podem forçar e fazer subir as superiores como faria, por exemplo, uma matéria viscosa, como piche ou pez; nem contra o inferior, porque, na medida em que o movimento da água cadente se acelera continuamente, as partes superiores não podem pesar ou pressionar sobre as inferiores, donde se segue que toda a água contida no jato é como se não estivesse na balança. Este fato é claramente evidente porque, se a água [do jato] exercesse seu peso sobre os baldes, estes com o acréscimo da percussão se inclinariam acentuadamente para baixo, levantando o contrapeso, o que não acontece. Confirma-se também exatamente o seguinte: *se imaginássemos que toda aquela água se congelasse repentinamente, então o [jato], feito um sólido de gelo, pesaria com todo o restante da maquinaria, e acabado o movimento, seria eliminada a percussão.*

*Aproíno* – O raciocínio de V. S<sup>a</sup>. é exatamente o mesmo que fizemos de imediato sobre o experimento observado, e pareceu-nos também poder concluir que a operação da simples velocidade adquirida pela queda daquela quantidade de água da altura de duas braças faria, ao pesar sem o peso da água, exatamente o mesmo que o peso da água sem o ímpeto da percussão; de tal forma que, *caso se pudesse medir e pesar a quantidade de água compreendida no ar entre os recipientes, poder-se-ia afirmar com certeza que esta percussão é capaz de produzir, quando pesa, aquilo que produz um peso igual a 10 ou 12 libras de água cadente.*

*Salviati* – Gostei muito da engenhosa invenção; parece-me que, sem afastar-nos do seu desenvolvimento, no qual nos traz alguma incerteza a dificuldade de medir a quantidade de água cadente, poderemos, mediante outra experiência similar, encurtar o caminho para chegar ao perfeito conhecimento que desejamos... [1, p. 296, grifos meus].

Entretanto, a Fig. 4 mostra que a força de percussão no balde inferior tem um comportamento diverso do peso do jato de água, com um valor sempre superior durante a drenagem do balde superior.

Aproíno, na sua fala, afirma que “com certeza” o peso do jato de água seria de 10 a 12 libras, embora Salviati indique em sua réplica que haveria alguma incerteza devido à “dificuldade de medir a quantidade de água cadente”. Apesar de Aproíno não mencionar para qual instante do processo esse valor teria sido obtido, pode-se admitir que tenha sido no instante em que o jato percute pela primeira vez o balde inferior. Nesse instante, a força de percussão corresponde a aproximadamente 2,8% do peso da água contida no sistema, o que produziria uma força de percussão no balde inferior de 1,75 libra<sup>15</sup>. Nesse mesmo instante, o peso do jato corresponde a aproximadamente 1,7% do peso da água contida no sistema, ou seja, 1,06 libra, peso este muito inferior ao estimado por Galileu.

A Fig. 4 também indica que durante a drenagem do balde superior, a força de percussão é praticamente igual à soma do peso do jato de água, mais a força de reação no balde superior. A pequena diferença entre elas, da ordem de 0,03% do peso da água contida no sistema, é praticamente constante durante todo o processo, e corresponde a uma força de apenas 0,062 N (6,4 gramas), aproximadamente. Essa força fará com que a balança permaneça muito pouco desequilibrada para o lado dos baldes durante a drenagem do balde superior. Esse pequeno desequilíbrio para o lado dos baldes, teria passado despercebido por Galileu.

---

<sup>15</sup> 1 *libbra toscana* = 0,3395 kg [2].

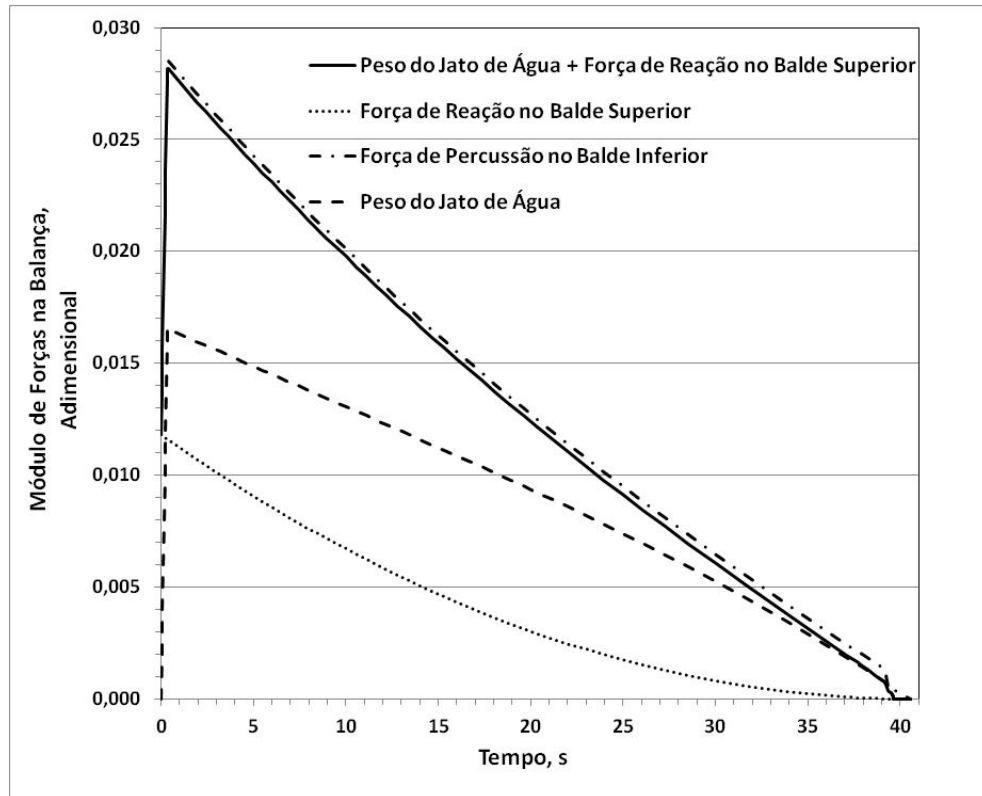


Figura 4. Histórico do módulo de forças na balança, para  $RC = 100$ .

## 5. Conclusões

O experimento de dois baldes proposto por Galileu foi reconstruído teoricamente, empregando as equações de conservação da Mecânica dos Fluidos no regime variável, o que permitiu resolver o problema sem aproximações, na forma mais geral e completa, desde a abertura do orifício no fundo do balde superior, até o instante em que toda a água contida nesse balde foi drenada para o balde inferior.

A análise realizada demonstrou que a força de percussão no balde inferior não corresponde ao peso do jato de água que se encontra suspenso no ar entre as águas dos dois baldes, superior e inferior, conforme propôs Galileu. Na realidade, a força de percussão é proporcional ao quadrado da velocidade do jato, assumindo um valor sempre superior ao peso do jato de água durante a drenagem do balde superior.

Durante a drenagem do balde superior, a balança ficará muito pouco desequilibrada para o lado dos baldes, devido à pequena magnitude da força resultante, com um valor praticamente constante, da ordem de apenas 6,4 gramas durante todo o processo – o que tornaria o desequilíbrio da balança descrito por Galileu pequeno o bastante para passar despercebido –, indicando que possa ser verossímil o relato de Galileu de que “[...] no mesmo momento em que

a água chegava percutindo no fundo do balde inferior, deixando de inclinar-se, o contrapeso começou a levantar-se e, por meio de um movimento suavíssimo, enquanto a água ia caindo recolocou-se em equilíbrio e, aí chegando, sem passá-lo num só fio de cabelo, parou definitivamente” [1, p. 296].