



Dla energii kinetycznej elektronu  $\varepsilon = 0,13 \text{ eV}$  ( $\varepsilon = \text{energia fotonu} - \text{energia progowa} = 0,88 \text{ eV} - 0,75 \text{ eV}$ ) i  $E_t = 10^7 \text{ V/m}$  otrzymujemy  $\tau_0 \approx 2,4 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ . Korzystając z zasady nieoznaczoności Heisenberga  $\tau_0 \Delta E \approx \hbar$ , możemy oszacować nieoznaczoność energii układu atomowego  $\Delta E \approx 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ , co zgadza się bardzo dobrze z oszacowaną zdolnością rozdzielczą aparatury pomiarowej. Innymi słowy, wartość energii fotonu, przy której interferencja zanika, pozwala zmierzyć czas oddziaływania fotonu z jonem wodoru.

Autorzy pokusili się o przeprowadzenie bardziej szczegółowej analizy. Wyniki ich obliczeń przedstawione są na wykresach za pomocą linii ciągłej i jakościowo zgadzają się z danymi doświadczalnymi. Pełniejsza analiza powinna uwzględniać oddziaływanie elektronu z atomem wodoru w stanie końcowym.

Dla polaryzacji  $\sigma$  światła laserowego elektrony są emitowane przeważnie w kierunku poprzecznym do pola  $E_t$ . Nie ma więc odbicia elektronu od elektrostatycznej bariery potencjału, a więc nie ma również zjawiska interferencji.

Opisany układ zachowuje się więc rzeczywiście analogicznie do interferometru optycznego. Sam interferometr – jon i elektron – porusza się z prędkością bliską prędkości światła. W tym doświadczeniu badano szereg istotnych pojęć współczesnej fizyki. Czy interferometr ten może dostarczyć nowych, precyzyjnych testów teorii względności lub mechaniki kwantowej? Być może, że podobnie jak w doświadczeniu Michelsona i Morleya, przyjdzie poczekać na odpowiedź parę lat.

## Domino

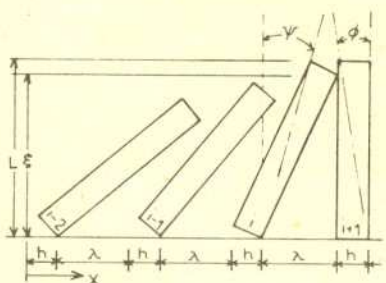
Potrącenie jednej z ustawionych w szereg kostek domina powoduje kolejne przewracanie się następnych. Zjawisko jest bardzo efektowne – znaleźli się nawet entuzjaści ustawiający setki tysięcy różnokolorowych kostek tylko po to, żeby obserwować, jak w ciągu kilkunastu sekund przewracają się „przez indukcję”, jedna po drugiej. Nakręcone podczas takich doświadczeń filmy były już wielokrotnie pokazywane w telewizji. Widać na nich wyraźnie przesuwanie się zaburzenia ze stałą prędkością. Wbrew pozorom obliczenie tej prędkości jest dosyć skomplikowane, jeżeli chcemy, by wynik był bliski wartości rzeczywistej.

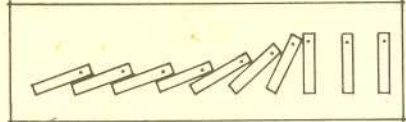
Zjawisko jest bardzo proste. Przewracająca się kostka zwiększa prędkość kątową swego obrotu wokół nieruchomej krawędzi (zakładamy, że kostki nie ślizgają się po poziomym podłożu) kosztem energii potencjalnej. Uderzając w sąsiednią kostkę przekazuje jej część swojej energii kinetycznej. Uderzona kostka odskakuje „do przodu” i jeżeli uzyskuje energię kinetyczną wystarczającą do obrócenia jej o kąt  $\varphi$  zaznaczony na rysunku i odpowiadający tej fazie ruchu, w której jej środek ciężkości podnosi się, to będzie się przewracała dalej, uderzy następną itd. Początkowe prędkości po kolejnych zderzeniach mogą maleć lub rosnąć, zależy to głównie od rodzaju zderzenia i wzajemnych odległości elementów. Dla uproszczenia rozważań pominiemy przypadek wystąpienia wielokrotnego zderzenia między kolejnymi kostkami. Podobne założenie przyjął W. J. Stronge w pracy opublikowanej w 1987 roku w *Proceedings of the Royal Society of London*, A409 str. 199. Poniżej przedstawiamy w skrócie jego wyniki.

Na rysunku przedstawiony jest szereg kostek o grubości  $h$  i wysokości  $L$  rozstawionych w odległości  $\lambda$ . Zakładamy oczywiście, że kostki są jednorodne, a więc ich środki ciężkości leżą na przekątnej, na wysokości  $L/2$ . W położeniu początkowym przekątna krawędzi bocznej tworzy z pionem kąt  $\varphi = \arctg(h/L)$ , a w momencie uderzenia w sąsiada kąt  $\psi$ , przy czym  $\psi + \varphi = \arcsin(\lambda/L)$ . Krawędź kostki uderza w następną na wysokości  $\xi = L \cos(\psi + \varphi)$ . Początkową i końcową (w momencie zderzenia) prędkość kątową  $i$ -tej kostki oznaczmy odpowiednio przez  $\dot{\varphi}_i$  i  $\dot{\psi}_i$ . Jak łatwo pokazać, ich stosunek wynosi

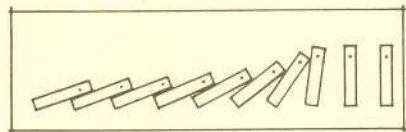
$$\frac{\dot{\psi}_i}{\dot{\varphi}_i} = \left( 1 - \frac{\Delta P_i}{K_{0,i}} \right)^{1/2},$$

gdzie  $\Delta P_i$  oznacza zmianę energii potencjalnej, a  $K_{0,i}$  początkową energię kinetyczną.

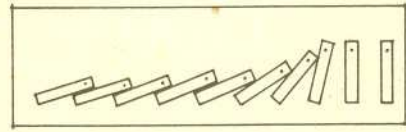




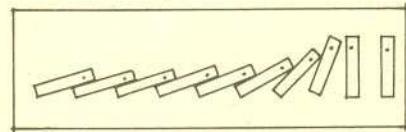
t = 0.0 ms



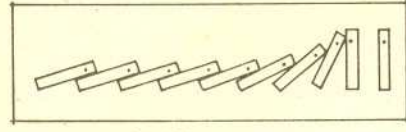
t = 6.75 ms



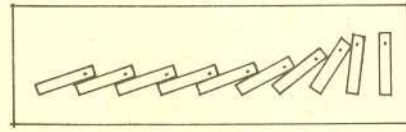
t = 13.50 ms



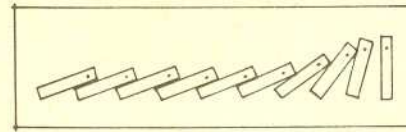
t = 20.25 ms



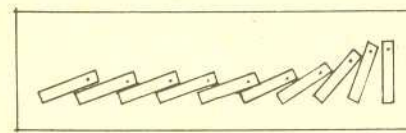
t = 27.00 ms



t = 33.75 ms



t = 40.50



t = 47.25 ms

Mamy więc również

$$\frac{\Delta P_i}{K_{0,i}} = \frac{6g \cos \varphi}{2L\dot{\varphi}_i^2} (\cos \psi - \cos \varphi).$$

Skorzystaliśmy tu z faktu, że moment bezwładności kostki względem nieruchomej krawędzi wynosi  $ML^2/(3 \cos^2 \varphi)$ . Pozostało nam wyznaczenie uzyskiwanej w zderzeniu prędkości kątowej  $\dot{\varphi}_{i+1}$  w zależności od wartości  $\dot{\varphi}_i$ . Należy teraz przyjąć prosty, ale realistyczny model przebiegu zderzenia. „Prawdziwe” zderzenia nie są ani doskonale sprężyste, ani doskonale niesprężyste – można ten fakt uwzględnić zakładając, że stosunek różnicy względnych prędkości powierzchni ciał przed zderzeniem i po zderzeniu wynosi  $e$  ( $e = 1$  w zderzeniu doskonale sprężystym i  $e = 0$  w zderzeniu doskonale niesprężystym). Zderzające się powierzchnie nie są też nigdy doskonale gładkie, co uwzględniamy dodając do  $p_i$  – przekazu pędu prostopadłego do płaszczyzny zderzenia – przekaz  $\mu p_i$  do niej równoległy, gdzie  $\mu$  oznacza współczynnik tarcia. Po uczynieniu takich założeń otrzymujemy, że

$$\frac{\dot{\varphi}_{i+1}}{\dot{\varphi}_i} = \frac{(1+e)}{1 + (\xi + \mu\lambda)/(\xi - \mu\lambda)} \left(1 - \frac{\Delta P_i}{K_{0,i}}\right)^{1/2}$$

Prędkość rozprzestrzeniania się zaburzenia jest stała, gdy  $\dot{\varphi}_{i+1} = \dot{\varphi}_i$  dla każdego  $i$ . Wartość odpowiedniej prędkości kątowej wynosi

$$\dot{\varphi}_* = \omega(1+e) \left(\frac{2(\cos \varphi - \cos \psi)}{R^2 - (1+e)^2}\right)^{1/2},$$

gdzie  $\omega = (3g \cos \varphi / 2L)^{1/2}$ ,  $R = 1 + (\xi + \mu\lambda)/(\xi - \mu\lambda)$ . Zachodzi zawsze  $R > 2$  i  $e < 1$ , a więc  $R > (1+e)$ . Stała prędkość osiągana jest, gdy  $\lambda > h(1 + \cos 2\varphi)$ .

Dla sprawdzenia swojego modelu W. J. Stronge wykonał staranne doświadczenia używając kostek opisanych parametrami:  $L = 41,78$  mm,  $h = 7,58$  mm,  $\omega = 18,95$  s<sup>-1</sup>,  $e = 0,846 \pm 0,03$ ,  $\mu = 0,176 \pm 0,04$ . Odpowiedni kąt  $\varphi$  wyniósł około 10,3°. Dla  $\psi < \varphi$  nie ustala się stała prędkość rozprzestrzeniania się zaburzenia. Poniższa tabela przedstawia otrzymane wyniki wraz z wartościami teoretycznymi:

$\lambda/h$	$\varphi$	$\psi$	$\xi/L$	Zmierzona stała prędkość (m/s)	Obliczona stała prędkość (m/s)
2,89	10,3°	21,3°	0,851	1,04	0,65
3,89	10,3°	34,6°	0,708	0,97	0,80
4,51	10,3°	44,6°	0,573	0,87	0,86

Jak widać teoria zgadza się z doświadczeniem dla dużych wartości  $\lambda/h$ . Przy gęstszym ustawieniu kostek istotną rolę odgrywają wielokrotne zderzenia zwiększające obserwowaną prędkość. Pojawiały się one już po przewróceniu 3 – 4 pierwszych kostek. Rysunek przedstawia kolejne fazy ruchu w doświadczeniu z  $\lambda/h = 2,89$ . Widać na niej, jak kostka  $i - 2$  uderza w  $i - 1$  przed oderwaniem się od niej kostki  $i$ . Dodatkowe zderzenia zwiększają prędkość „podróżowania” fali zaburzenia.

Jak widać, mimo prostoty zjawiska jego opis jest dość skomplikowany, a dokładna teoria wymagałaby uwzględnienia bardzo wielu różnych możliwości jego przebiegu i znajomości własności materiałów, z których wykonane są biorące w nim udział elementy. Jest to typowe dla wszelkich problemów „życiowych”.

Poprawny opis najprostszych zjawisk „rzeczywistych” jest na ogół bardzo trudny. W tym sensie zadania matematyki są najprostsze, gdyż mogą nie mieć żadnego związku z rzeczywistością. Fizyk teoretyk musi już brać pod uwagę zjawiska zachodzące „naprawdę”, ciągle jednak może rozważać je jako izolowane od innych, zwykle im towarzyszących. Naprawdę trudne zadania rozwiązują inżynierowie – oni nie mogą pomijać czynników trudnych do opisu, stąd używają wielu formuł empirycznych i półempirycznych, gdyż często ich zadania są zbyt trudne do rozwiązania ścisłego.

Czytelników zachęcamy do przeprowadzenia własnych badań nad układem kostek domina. Można na przykład zastanawiać się, co będzie, gdy kolejne kostki będą coraz większe. Na ile można wówczas zwiększać energię kinetyczną ich ruchu? Czy mógłby działać „wzmocniacz” mechaniczny, w którym przewracając małą kostkę po kilku zderzeniach przewracamy wielką płytę?

Opracował A. M.