

**T. F. DE SOUZA** É PROFESSOR, CEARENSE E DOUTOR EM FÍSICA PELA UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ (UFC). DEDICA ALGUMA PARTE DO SEU TEMPO NA PREPARAÇÃO DE APOSTILAS, SIMULADOS ON-LINE, TDS E LIVROS PARA REMEDIAR AS DIFICULDADES DO ESTUDANTE PRÉ-VESTIBULAR DE ESCOLAS MILITARES OU DE OLIMPIADAS. FEZ PROJETOS VIRTUAIS DE SIMULAÇÃO PARA AS PROVAS DE FÍSICA DOS VESTIBULARES DO ITA E PREPAROU ALUNOS PRESENCIALMENTE PARA OBF/IPHO/OIBF EM ESCOLAS GRANDES DO CEARÁ.

A presente obra, 500 Problemas Resolvidos de Física: ITA, IME & Olimpíadas, com autoria do Prof. Dr. T. F. de Souza, é uma exclusividade para os públicos pré-vestibular de escolas militares (ITA, IME, Escola Naval etc) e olímpico (OBF, OOF, OCF, OBFEP, OIBF, APhO, IPhO etc), pois traz um suporte completo de treinamento-revisão para o leitor através de problemas escolhidos cuidadosamente e propositalmente.

As questões estão organizadas por assunto. Todas elas gabaritadas e solucionadas de formas didática e precisa, sem prejudicar a qualidade da obra. O autor colocou alguns apêndices para ajudar o leitor na leitura do livro e um apêndice complementar sobre um estudo bastante breve de Física Moderna. Há também sugestões de livros que estão nos horizontes das bancas desses vestibulares e olimpíadas. Desejo-lhes bons estudos e êxito!

500  
PROBLEMAS  
RESOLVIDOS  
DE FÍSICA

ITA - IME  
OLIMPIADAS

500 PROBLEMAS  
RESOLVIDOS  
DE FÍSICA

500

ITA - IME  
OLIMPIADAS

PROBLEMAS  
RESOLVIDOS DE FÍSICA



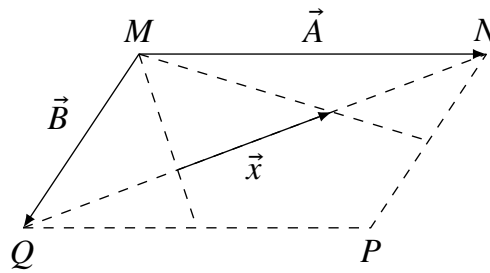
T. F. DE SOUZA



T. F. DE SOUZA

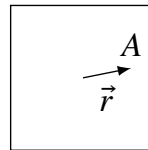
# Sobre o autor

T. F. de Souza é um jovem físico, com bacharelado, mestrado e doutorado pela Universidade Federal do Ceará (UFC), que se dedica, na medida do possível, em ajudar os estudantes pré-iteanos e olímpicos em seus estudos desde 2008. Fez virtualmente (via internet) projetos preparatórios nesse segmento ITA-Olimpíadas. Atualmente, além de pesquisador, é um dos membros da banca elaboradora de provas da Olimpíada Online de Física (OOF), que é um evento anual latino-americano (modo online) desenvolvido em 2013 pela Sociedade Peruana de Docentes de Física Richard Feynman (SPDF). Foi professor de muitas escolas cearenses, algumas delas, populares e famosas, desde o grau regular até o olímpico (OBF e seletivas para OIBF/IPhO).



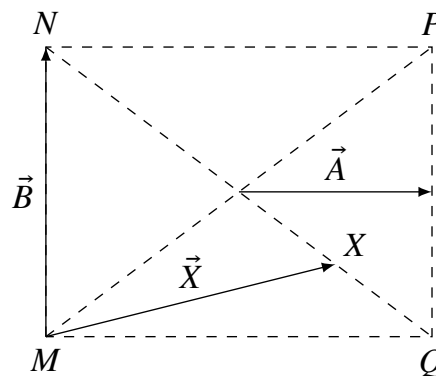
- (A)  $\frac{\vec{A} - \vec{B}}{6}$     (B)  $\frac{\vec{A} + \vec{B}}{6}$     (C)  $\frac{\vec{A} - \vec{B}}{3}$     (D)  $\frac{\vec{A} + \vec{B}}{3}$     (E)  $\frac{\vec{A} - \vec{B}}{4}$

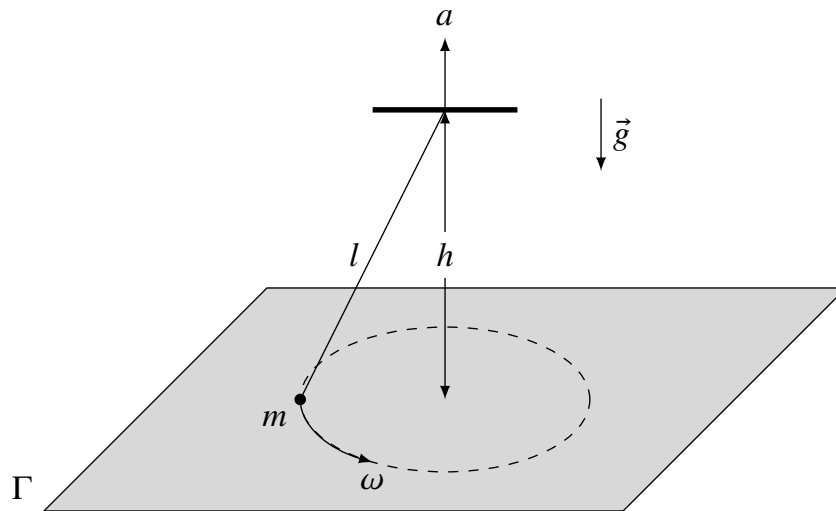
021 Um ponto material ( $\vec{A}$ ) é atraído pelos vértices de um quadrado por forças que são proporcionais às distâncias entre  $A$  e os vértices. As constantes de proporcionalidade são todas iguais a  $\alpha > 0$ . Sendo  $\vec{r}$  a posição daquele ponto material com respeito ao centro do quadrado, determine a força resultante sobre  $A$ .



Agora, repita os cálculos para o caso geral onde temos um polígono regular de  $n$  lados.

022 Dados os vetores  $\vec{A}$ ,  $\vec{B}$  e  $\vec{X}$ , determine  $\vec{X}$  em função de  $\vec{A}$  e  $\vec{B}$  ( $MNPQ$  é um retângulo). O ponto  $X$  está a um quarto da distância  $NQ$  de  $Q$ .

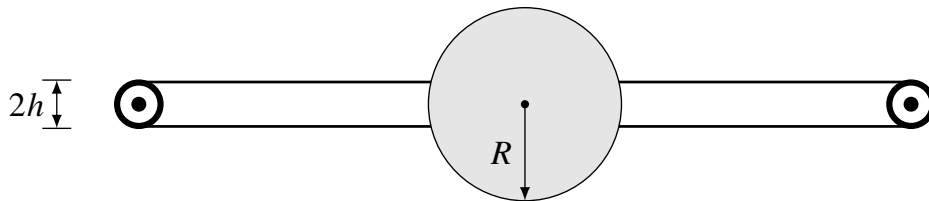




Nesse instante, determine,

- (a) a aceleração da massa pendular e  
 (b) a reação de  $\Gamma$  sobre a massa pendular.

- 096 Uma roda de raio  $R$  pode girar livremente em torno do seu eixo. As correias de transmissão, que se movem com velocidade de módulo constante  $v$ , tocam uma das suas superfícies laterais a uma distância  $h$  do eixo. Determine a velocidade angular estacionária da roda.



- (A)  $\frac{vh}{R^2}$                       (C)  $\frac{vh}{4R^2}$                       (E)  $\frac{vh}{(h+R)^2}$   
 (B)  $\frac{2vh}{R^2}$                       (D)  $\frac{2vR}{h^2}$

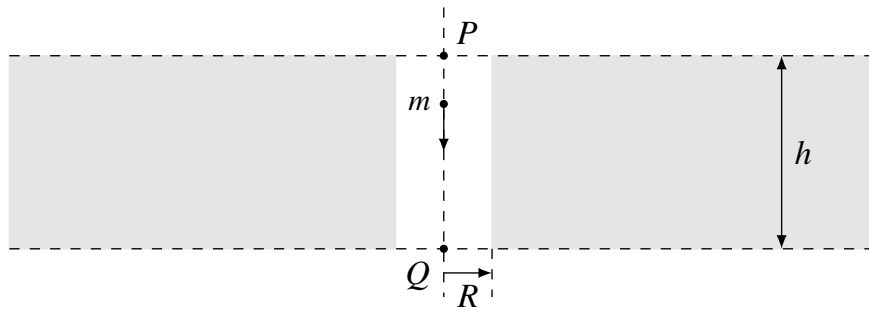
- 097 Um anel delgado de borracha com massa  $m$  e raio  $R_0$  é colocado para girar, em torno do seu eixo, até que sua velocidade angular atinja um valor igual a  $\omega$ . Determine o valor do novo raio, nessa situação, sabendo que sua constante elástica é  $k$ .

166 Qual a profundidade da cratera que devemos fazer num planeta de raio  $R$  para que, lançando um projétil do fundo dela com a velocidade de escape do planeta, sua altura máxima alcançada seja igual a  $3R$ ?

- (A)  $(1 - 1/\sqrt{2})R$       (C)  $(\sqrt{2} + 1)R$       (E)  $(1 + \sqrt{3}/2)R$   
 (B)  $(\sqrt{2} - 1)R$       (D)  $(1 - \sqrt{3}/2)R$

167 Um pequeno satélite tem órbita circular em torno de um planeta pesado. Em dado ponto de sua órbita, o mesmo sofre um forte impulso fazendo com que sua energia cinética aumente por um fator  $k < 2$ , sem alterar a sua direção de movimento. Determine a razão entre as distâncias mínima e máxima do satélite ao planeta.

168 Um planeta plano, homogêneo e maciço de espessura  $h$  e densidade  $\rho$  possui um túnel vertical de raio  $R$ , cujo eixo contém o segmento  $PQ$ . Uma partícula é abandonada do ponto  $P$ . Se  $G$  é a constante gravitacional universal, o tempo gasto por ela até chegar a  $Q$ , valerá



- (A)  $\sqrt{\frac{\pi}{4\rho G}}$       (C)  $\frac{2h}{R} \sqrt{\frac{\pi}{\rho G}}$       (E)  $\sqrt{\frac{3h\pi}{\rho RG}}$   
 (B)  $\sqrt{\frac{\pi}{2\rho G}}$       (D)  $\sqrt{\frac{2h\pi}{\rho RG}}$

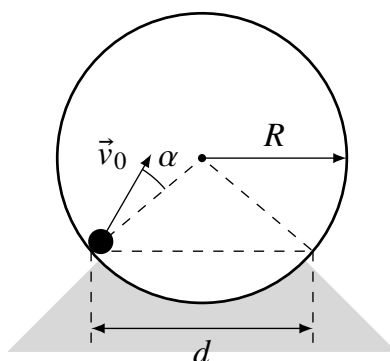
169 Do infinito, uma massa  $m$  aproxima-se de outra com velocidade  $\vec{v}_0$ , também, com massa  $m$ , estacionária. A distância mínima de separação entre elas será igual a

**Dado:** a constante gravitacional universal é  $G$

- (A)  $\sqrt{\frac{2h}{g}} \left( \frac{1}{\sin \alpha} + \frac{1}{\sin \beta} \right)$
- (B)  $2\sqrt{\frac{2h}{g}} \left( \frac{1}{\sin \alpha} + \frac{1}{\sin \beta} \right)$
- (C)  $4\sqrt{\frac{2h}{g}} \left( \frac{1}{\sin \alpha} + \frac{1}{\sin \beta} \right)$
- (D)  $\sqrt{\frac{h}{g}} \left( \frac{1}{\sin \alpha} + \frac{1}{\sin \beta} \right)$
- (E)  $2\sqrt{\frac{h}{g}} \left( \frac{1}{\sin \alpha} + \frac{1}{\sin \beta} \right)$

- 190 Dentro de um cilindro de raio  $R$ , lança-se uma partícula com velocidade  $\vec{v}_0$ , que faz um ângulo  $\alpha$  com a direção radial. Determine o período do movimento, se as colisões entre a partícula e a parede do cilindro forem todas elásticas. É possível determinar o menor valor desse período? Se sim, qual o valor?

**Dado:** a gravidade local é  $\vec{g}$



- 191 Na Mecânica Quântica, uma partícula de massa  $m$  dentro de um poço quadrado infinito, com largura  $l$ , num estado  $n = 1, 2, 3, \dots$ , terá energia mecânica total dada por

$$E_n = \frac{h^2 n^2}{8ml^2},$$

onde  $h$  é a constante de Planck. Para facilitar, considere o esboço da figura, onde  $y_0$  é a altura máxima atingida pela partícula, tal que,  $V(y_0) = E_n$ . Se, dentro desse poço, a partícula tem um movimento periódico, então, o seu período valerá

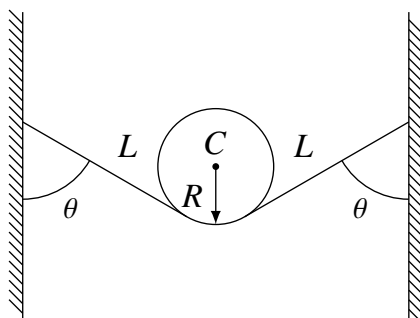
252 A escala Fahrenheit é normalmente utilizada nos EUA, mas ela não nos é comum no Brasil. De maneira prática, podemos aproximar as contas na conversão de graus Fahrenheit ( $T_F$ ) para graus Celsius ( $T_C$ ) com equações um pouco diferentes da equação tradicional e linear de conversão. Determine uma aproximação que garanta um erro menor do que  $2^\circ\text{C}$  na faixa de temperatura de  $26^\circ\text{F}$  a  $44^\circ\text{F}$ .

- (A)  $T_C = T_F - 15$       (C)  $T_C = T_F/3 - 15$       (E)  $T_C = T_F - 20$   
 (B)  $T_C = T_F - 10$       (D)  $T_C = T_F/3 - 10$

253 *Termistores* são dispositivos cuja resistência varia com a temperatura. Suas aplicações envolvem circuitos de segurança em motores, proteção contra a dissipação ineficiente de calor ou curtos-circuitos entre outras. Esses dispositivos precisam ser calibrados para determinar valores de temperatura e resistência. Empregando a expressão  $R(T) = R_0 e^{b/T}$ , onde  $R$  é expressa em ohms ( $\Omega$ ),  $T$ , em Kelvin (K),  $R_0$  e  $b$  são constantes,

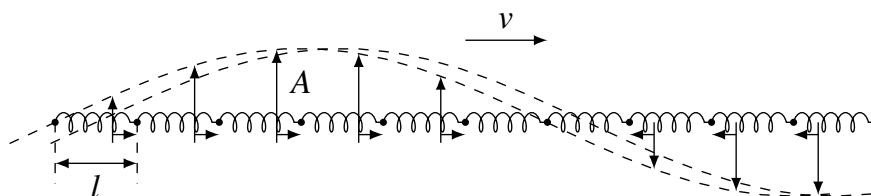
(a) qual o menor número de medidas necessárias para calibrar o termistor?  
 (b) É possível obter  $R_0$  e  $b$  com essas medidas? Justifique.

254 Um cilindro maciço de alumínio ( $2\alpha$ ) é suspenso por meio de uma cinta de aço flexível de comprimento  $2L$  ( $\alpha$ ), que está presa pelas extremidades em dois pontos situados no mesmo nível, conforme indicado na figura. Desejamos que o eixo  $C$  do cilindro não sofra nenhum deslocamento com as contrações ou expansões térmicas do cilindro e da cinta. O ângulo  $\theta$  praticamente não é afetado por variações de temperatura. Calcule o valor mais preciso do raio  $R$  do cilindro, em termos de  $L$  e  $\theta < \pi/2$ .

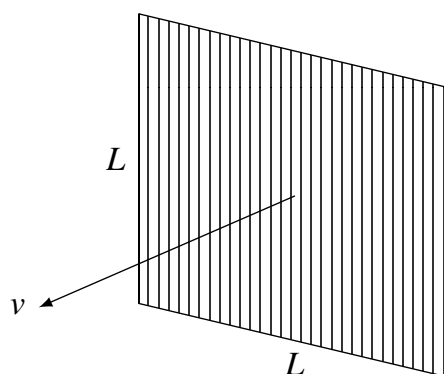


- (A)  $\sqrt{5gh}$     (B)  $\sqrt{4gh}$     (C)  $\sqrt{3gh}$     (D)  $\sqrt{2gh}$     (E)  $\sqrt{gh}$

- 282 Uma onda senoidal longitudinal de frequência  $\omega$  percorre uma cadeia de bolas de massa  $m$ , unidas por meio de molas de comprimento natural  $l$  e constante elástica  $k = m\omega_0^2$ . Na figura, os deslocamentos das bolas são traçados pela vertical em escala aumentada. A amplitude dos deslocamentos é muito menor diante de  $l$ . Determine a velocidade de propagação dessa onda. No limite de baixas frequências ( $\omega \ll \omega_0$ ), obtenha essa velocidade.



- 283 Uma placa  $L \times L$  vibra harmonicamente na sua direção transversal com frequência  $\omega \gg v_s/L$ , onde  $v_s$  é a velocidade do som no ar. Calcule a força, em módulo, que exerce sobre a placa por causa do ar no instante em que a sua velocidade é  $v$ . A densidade do ar é  $\rho$ . Que tipo de movimento o ar deverá apresentar quando  $\omega \ll v_s/L$ ? Por que nesse caso a emissão do som é mais fraca?



- 284 Um anel é formado por dois semianéis de materiais diferentes por meio de soldas. O raio comum é  $R$ . Em um dos pontos de solda, golpeia-se o anel. Depois de quanto tempo as ondas sonoras se encontrarão? A média harmônica das velocidades do som nesses meios é  $v$ .

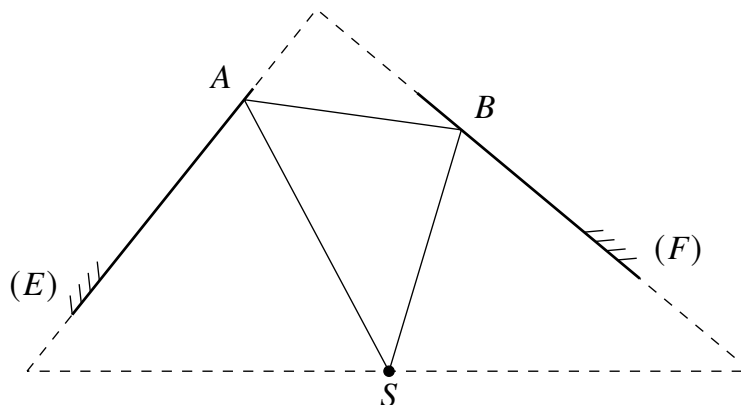


## Capítulo 10

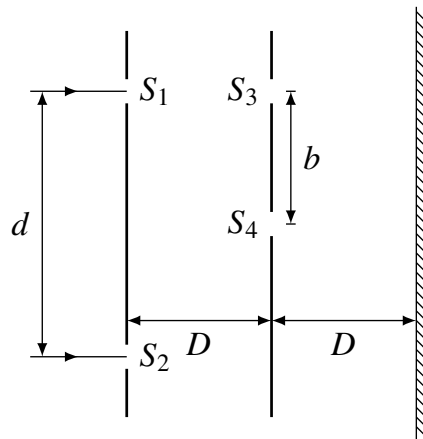
# Óptica Geométrica

### 10.1 Propagação da Luz, Leis da Reflexão e da Refração

**299** *Triângulo de Schwarz:* Considere dois espelhos,  $E$  e  $F$ , dispostos abaixo.

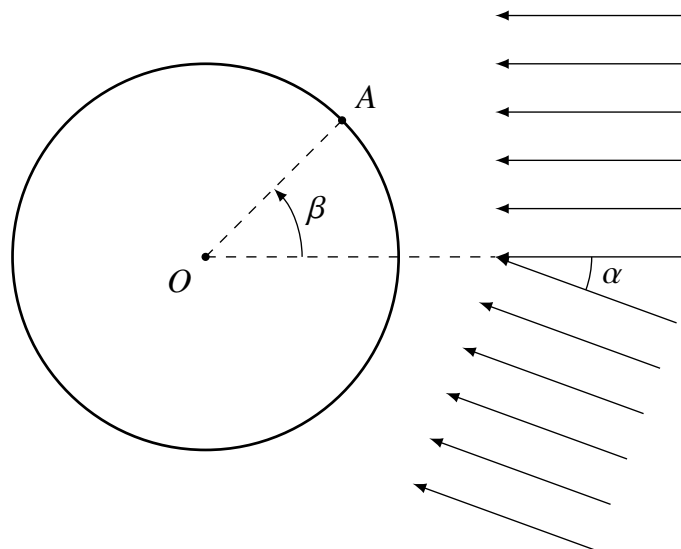


Uma fonte pontual,  $S$ , emite um raio luminoso. Esse raio deve chegar ao mesmo “ponto de partida” (ou seja, deverá retornar a  $S$ ), após ser emitido. Quando a trajetória tem o menor perímetro possível, os pontos  $A$ ,  $B$  e  $S$  serão os pés das alturas do triângulo tracejado. Prove isso.



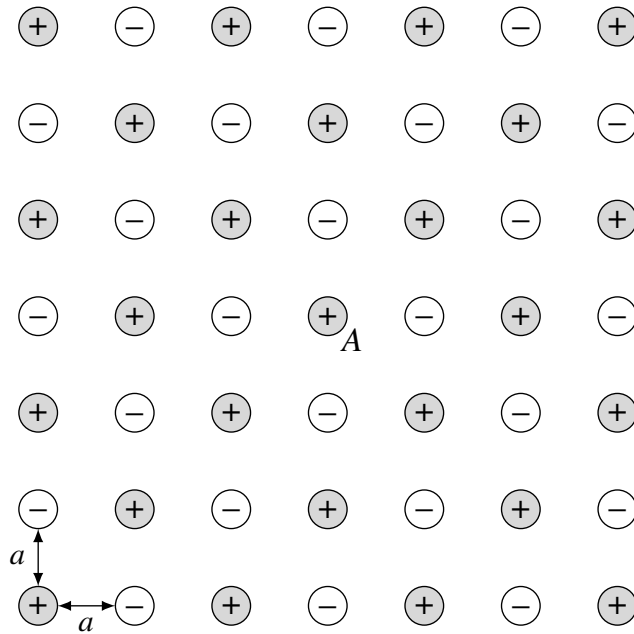
- (A) 32      (B) 33      (C) 34      (D) 35      (E) 36

**324** Duas ondas planas coerentes com o mesmo comprimento de onda  $\lambda$  atingem um anteparo cilíndrico. O ângulo entre as direções de propagação das ondas é  $\alpha$ . Próximo de A, determine a distância entre as franjas adjacentes, sabendo que é muito pequena diante do raio do cilindro. O ângulo entre OA e a direção horizontal é  $\beta$ .



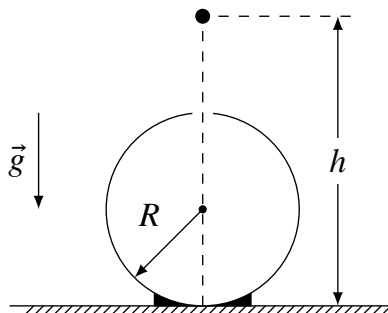
- (A)  $\frac{\lambda}{2 \operatorname{sen} \frac{\alpha}{2} \cos \left( \beta + \frac{\alpha}{2} \right)}$       (C)  $\frac{\lambda}{2 \cos \frac{\alpha}{2} \operatorname{sen} \left( \beta + \frac{\alpha}{2} \right)}$
- (B)  $\frac{\lambda}{2 \operatorname{sen} \frac{\alpha}{2} \operatorname{sen} \left( \beta + \frac{\alpha}{2} \right)}$       (D)  $\frac{\lambda}{2 \cos \frac{\alpha}{2} \cos \left( \beta + \frac{\alpha}{2} \right)}$

- 362 Uma grade plana e regular de cargas elétricas de mesma magnitude  $q$  positivas e negativas alternadas, é construída colocando as cargas elétricas nos vértices dos quadrados de lado  $a$ . Obtenha a expressão da energia potencial de uma carga elétrica, localizada em  $A$ , em função de  $q$ ,  $a$  e  $\epsilon_0$ .



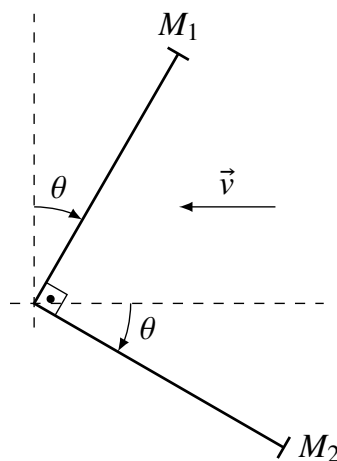
- 363 Gotas de um dado líquido, de densidade  $\rho$ , eletricamente carregadas caem dentro de um recipiente condutor, esférico e metálico de raio  $R$  e com carga elétrica zero, desde uma altura  $h > 2R$ . Os diâmetros das gotas são comparáveis com o do buraco que permite a passagem das mesmas. Considere que as gotas são pontos materiais. A massa e a carga elétrica de cada gota valem, respectivamente,  $m$  e  $q$ . Quantas gotas entrarão ainda nesse recipiente?

**Dados:** a gravidade local é  $\vec{g}$  e a permissividade elétrica no vácuo é  $\epsilon_0$



onde  $v$  seria a velocidade do meio e  $c$ , a velocidade da luz no vácuo. É importante lembrar que estamos considerando o efeito de movimento do meio e a rotação por um quarto de volta do aparato. A teoria do éter móvel para o experimento de Michelson-Morley discutida anteriormente considera o caso especial em que os braços do interferômetro são paralelos e perpendiculares ao movimento dele. Considere o caso geral para uma rotação  $\theta$  como mostrado na figura. Prove que, para braços iguais de comprimento  $l$ , a diferença de tempo  $\Delta t$  para os dois caminhos é dada, com boa aproximação, por

$$\Delta t(\theta) = \left( \frac{v^2 l}{c^3} \right) \cos 2\theta.$$



- 458 A determinação da velocidade da luz por Roemer foi feita a partir das aparentes variações nos intervalos de tempo entre os sucessivos eclipses das luas de Júpiter. Para analisar isso quantitativamente, considere as posições  $P$  e  $Q$  da Terra correspondentes às observações de dois eclipses sucessivos de uma das luas de Júpiter (veja a figura). Mostre que, se o verdadeiro intervalo de tempo entre os eclipses é  $\tau$  (igual ao período orbital da lua), o intervalo de tempo observado é  $\tau + \Delta\tau$ , onde  $\Delta\tau \cong R \Delta\theta \sin \theta/c$  e  $\Delta\theta \cong v\tau/R$ . Portanto, mostre que a defasagem de tempo acumulada à medida que a Terra se move de  $A$  para  $B$  (ignorando a própria mudança de posição de Júpiter) é  $2R/c$ .

**Dado:** a velocidade da luz no vácuo é  $c$

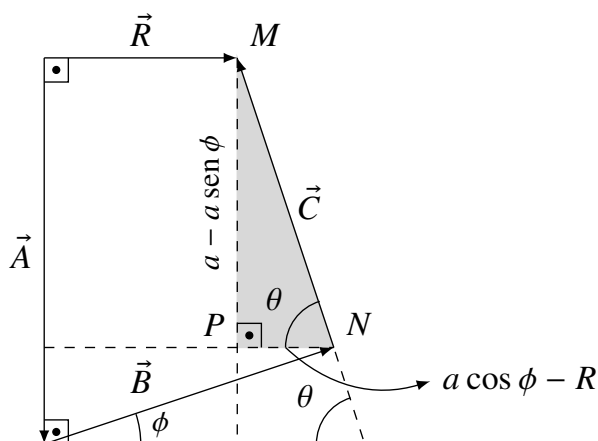
**018** Alternativa E

Representemo-lo por  $\vec{R}$ , disso

$$\begin{aligned}\vec{R} &= \underbrace{\vec{A} + \vec{B}}_{\vec{E}} + \underbrace{\vec{C} + \vec{D}}_{\vec{E}} + \underbrace{\vec{F} + \vec{G}}_{\vec{G}} \\ &= \vec{E} + \vec{E} + \vec{G} + \vec{G} \implies \boxed{\vec{R} = 2\vec{E} + 2\vec{G}}.\end{aligned}$$

**019** Alternativa E

Veja o esquema abaixo:



No triângulo  $MNP$ , temos

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{a(1 - \operatorname{sen} \phi)}{a \cos \phi - R}$$

$$a \cos \phi \operatorname{tg} \theta - R \operatorname{tg} \theta = a - a \operatorname{sen} \phi$$

$$R \operatorname{tg} \theta = a \operatorname{tg} \theta \cos \phi - a + a \operatorname{sen} \phi$$

$$R = a \cos \phi + \frac{a \operatorname{sen} \phi}{\operatorname{tg} \theta} - \frac{a}{\operatorname{tg} \theta}$$

$$R + \frac{a}{\operatorname{tg} \theta} = a \cos \phi + \frac{a \operatorname{sen} \phi}{\operatorname{tg} \theta},$$

definindo  $x = R + a/\operatorname{tg} \theta$ , vem

$$x = R + \frac{a}{\operatorname{tg} \theta} = a \cos \phi + \frac{a \operatorname{sen} \phi}{\operatorname{tg} \theta} = \sqrt{a^2 + \frac{a^2}{\operatorname{tg}^2 \theta}} \operatorname{sen}(\theta + \alpha),$$

Usando a equação de Bernoulli, temos

$$\underbrace{p_3}_{p_{\text{atm}}} + \underbrace{\frac{1}{2}\rho v_3^2}_0 + \rho g y_3 = \underbrace{p_1}_{p_{\text{atm}}} + \frac{1}{2}\rho v_1^2 + \underbrace{\rho g y_1}_0$$

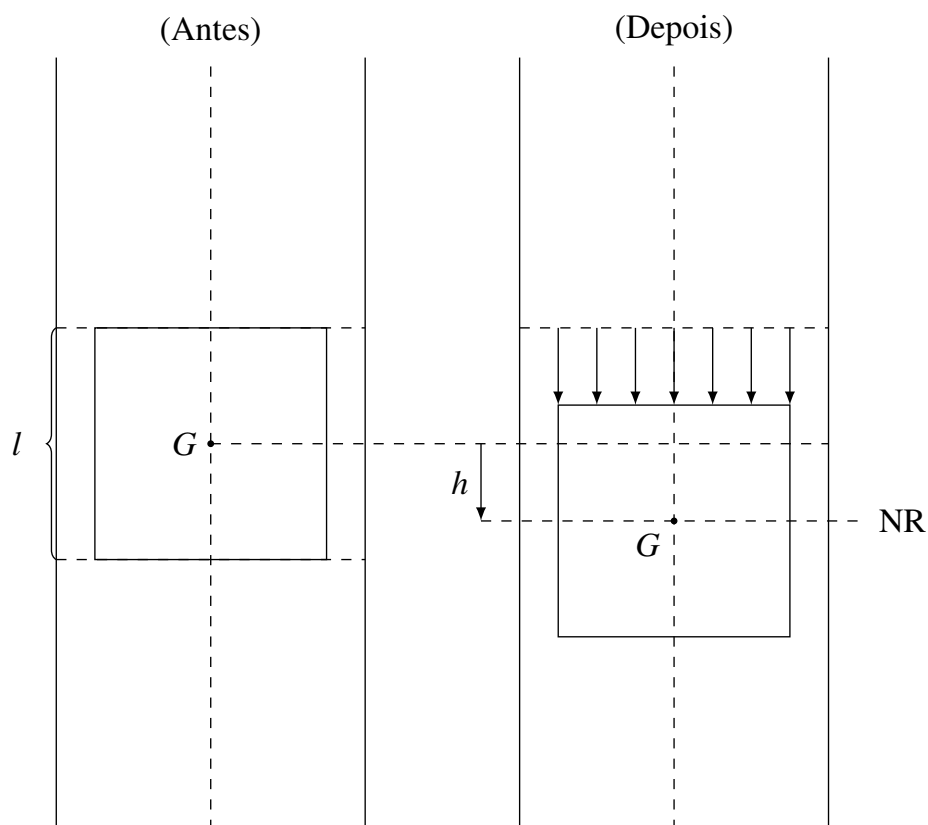
$$\rho g h = \frac{1}{2}\rho v_1^2 \Rightarrow v_1 = \sqrt{2gh} \cong 11 \text{ m/s.}$$

E finalmente

$$\frac{\Delta V}{\Delta t} = A \frac{\Delta s}{\Delta t} = A v_1$$

$$\Delta V = \pi (2 \cdot 10^{-2})^2 \cdot 11 \cdot 3 \cdot 3.600 \Rightarrow \boxed{\Delta V \cong 150 \text{ m}^3}.$$

- 244** Quando o cilindro está em repouso, as forças que atuam nele são  $\rho g V$  (peso) e  $\rho_0 V g$  (empuxo), sendo  $V = \pi r^2 l$  o seu volume.



Na descida do cilindro, o líquido subirá. Por causa disso, a distribuição de pressão ao redor do cilindro muda de maneira complicada. Pela equação da continuidade

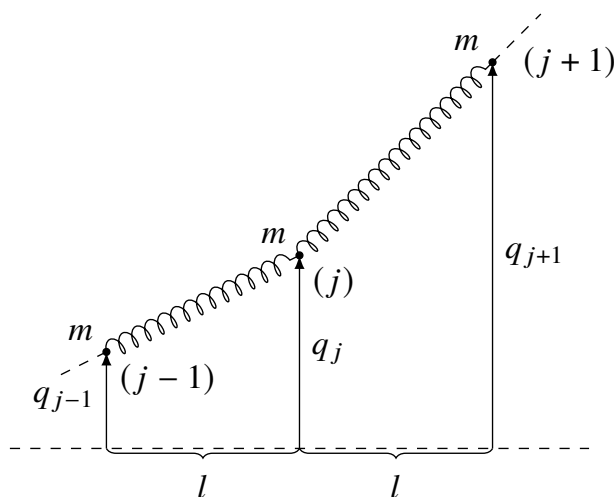
onde o segundo termo é nulo por causa de  $\eta\Delta x + h\Delta\xi = 0$  (conservação de volume). A flexão da onda é  $\epsilon = \Delta\eta/\Delta x$ . Agora, para o efeito devido à mudança de pressão que “empurrará” a onda, temos

$$\Delta F = -A\Delta p = -hl(\rho g\Delta\eta) = -\rho lgh\Delta\eta.$$

Finalmente

$$\Delta F = \frac{\Delta p}{\Delta t} \implies -\rho l v^2 \Delta\eta = -\rho lgh\Delta\eta \implies \boxed{v = \sqrt{gh}}.$$

**282** Num deslocamento arbitrário:



Usando a 2ª lei de Newton na  $j$ -ésima massa, temos

$$ma_j = k(q_{j+1} - q_j) - k(q_j - q_{j-1}) \implies a_j = \omega_0^2(q_{j+1} + q_{j-1} - 2q_j),$$

onde  $q_j = A_j e^{i\omega t} \implies a_j = -A_j \omega^2 e^{i\omega t}$ , então, em termos de amplitude

$$-A_j \omega^2 = \omega_0^2(A_{j+1} + A_{j-1} - 2A_j), \quad j = 1, 2, 3, \dots, n.$$

Sendo a cadeia de massas infinita, podemos tomar  $A_0 = 0$  e  $A_{n+1} = A_\infty = 0$ , que nos permite estudar os pulsos com movimentos locais, sem interferir nos movimentos das partículas zero e infinita ( $q_0 = 0$  e  $q_\infty = 0$ ). Perceba que  $A_j = \bar{l} \sin(j\epsilon)$ , então

$$-\bar{l} \sin(j\epsilon) \omega^2 = \omega_0^2 \bar{l} [\sin(j+1)\epsilon + \sin(j-1)\epsilon - 2\sin(j\epsilon)],$$

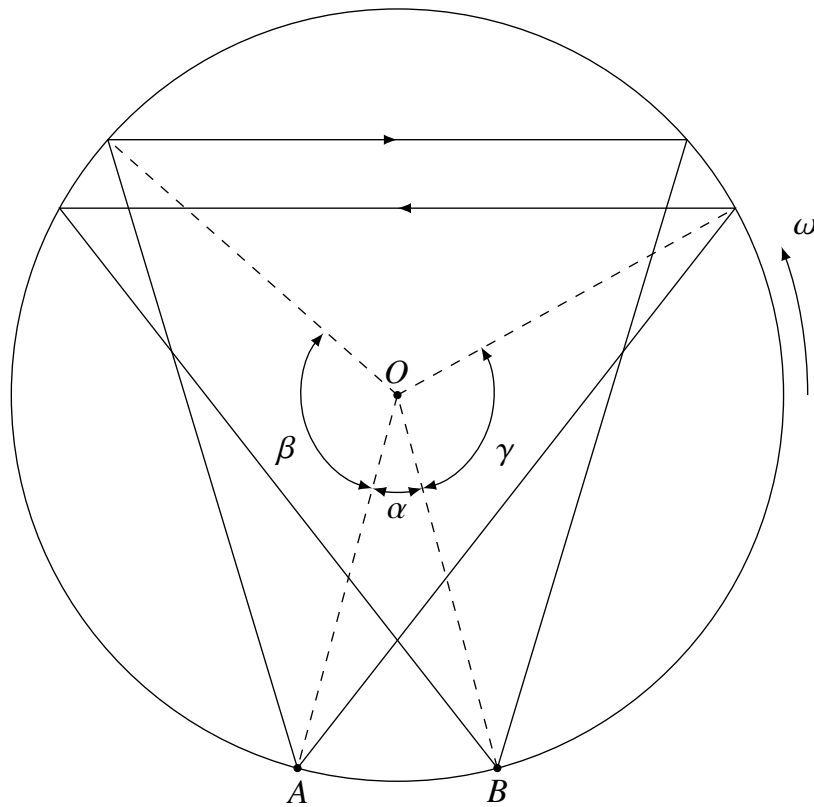
da plataforma aumenta e a da onda que viaja na direção oposta diminui. Como o ângulo entre a direção do feixe de luz e a velocidade da fonte é  $\pi/3$ , temos

$$\Delta\Omega_1 = \frac{\Omega v}{c} \cos \frac{\pi}{3} = \frac{\Omega v}{2c},$$

com  $v = \omega R$  e  $\Omega = 2\pi\nu$ . Analogamente, para a onda indo contra a direção da fonte,  $\Delta\Omega_2 = -\Omega v/(2c)$ . Por efeito Doppler, a mudança na fase será

$$\Delta\phi_1 = (\Delta\Omega_1 - \Delta\Omega_2)t = \frac{\Omega v}{c} t,$$

sendo  $t = 3\sqrt{3} R/c$  é o tempo gasto pela luz em  $A \rightarrow B$ .



2º) Devido à rotação do sistema, os comprimentos dos caminhos pelos quais as ondas de luz viajam são diferentes. Se  $\alpha$  for o ângulo central de  $AOB$ , os ângulos auxiliares  $\beta$  e  $\gamma$  serão  $\beta = (2\pi - \alpha)/3$  e  $\gamma = (2\pi + \alpha)/3$ . Note que  $\alpha = vt/R \ll 1$ . O comprimento do caminho para uma onda emitida na direção de rotação é

$$l_1 = 3 \cdot 2R \operatorname{sen} \left( \frac{\gamma}{2} \right) = 6R \operatorname{sen} \left( \frac{\pi}{3} + \frac{\alpha}{6} \right)$$



e vendo que  $x \cong d$ , vem,  $2x\Delta x \cong -2Rd(-\text{sen } \theta)\Delta\theta^4$ , ou seja, com  $v = \Delta x/\tau \cong R\Delta\theta/\tau$ , segue de imediato que  $\Delta x = c\Delta\tau \cong R \text{ sen } \theta\Delta\theta$ . E somando todos os tempos de  $A$  até  $B$ , segue,

$$\begin{aligned}\sum_{AB} \Delta\tau &= \sum_{AB} R \text{ sen } \theta \frac{\Delta\theta}{c} = -\frac{1}{c} \sum_{AB} \Delta(R \cos \theta) \\ &= -\frac{1}{c} (-2R) = \frac{2R}{c}. \text{ (QED)}\end{aligned}$$

**459 Alternativa C**

Existe invariância na métrica espaço-tempo entre  $S$  e  $S'$ , ou seja,  $\Delta s^2 = \Delta s'^2$ . Então

$$\begin{aligned}c^2\Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 &= c^2\Delta t'^2 - \Delta x'^2 - \Delta y'^2 - \Delta z'^2 \\ c^2 - u_x^2 - u_y^2 - u_z^2 &= \gamma(v) \left(1 - \frac{u_x v}{c^2}\right) (c^2 - u_x'^2 - u_y'^2 - u_z'^2) \\ c^2 - u^2 &= \gamma(v) \left(1 - \frac{u_x v}{c^2}\right) (c^2 - u'^2),\end{aligned}$$

disso

$$\boxed{\frac{\gamma(u')}{\gamma(u)} = \gamma(v) \left(1 - \frac{u_x v}{c^2}\right)}.$$

**460 Alternativa B**

De acordo com a figura acima, podemos escrever que  $u_x = 0$ ,  $u_y = v_0$  e  $u_z = 0$ . Então,  $u'_x = -v_0$ ,  $u'_y = v_0/\gamma(v_0)$  e  $u'_z = 0$ . Veja:

<sup>4</sup>Observe os triângulos  $OJP$  e  $OJQ$  e apliquemos a lei dos cossenos neles. Disso

$$x^2 = R^2 + d^2 - 2Rd \cos \theta \text{ e } (x + \Delta x)^2 = R^2 + d^2 - 2Rd \cos(\theta + \Delta\theta),$$

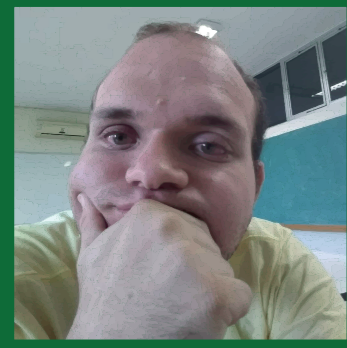
ou seja,  $R$  e  $d$  são constantes. Da última expressão

$$\begin{aligned}x^2 + 2x\Delta x + (\Delta x)^2 &= R^2 + d^2 - 2Rd(\cos \theta \cos \Delta\theta - \text{sen } \theta \text{ sen } \Delta\theta) \\ x^2 + 2x\Delta x &\cong R^2 + d^2 - 2Rd(\cos \theta - \Delta\theta \text{ sen } \theta) \\ x^2 + 2x\Delta x &= \underbrace{R^2 + d^2 - 2Rd \cos \theta}_{x^2} + 2Rd \text{ sen } \theta \Delta\theta,\end{aligned}$$

ou seja

$$x\Delta x = Rd \text{ sen } \theta \Delta\theta,$$

sendo  $\Delta x$  e  $\Delta\theta$  muito pequenos.



**T. F. DE SOUZA** É PROFESSOR, CEARENSE E DOUTOR EM FÍSICA PELA UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ (UFC). DEDICA ALGUMA PARTE DO SEU TEMPO NA PREPARAÇÃO DE APOSTILAS, SIMULADOS ON-LINE, TDS E LIVROS PARA REMEDIAR AS DIFICULDADES DO ESTUDANTE PRÉ-VESTIBULAR DE ESCOLAS MILITARES OU DE OLIMPIADAS. FEZ PROJETOS VIRTUAIS DE SIMULAÇÃO PARA AS PROVAS DE FÍSICA DOS VESTIBULARES DO ITA E PREPAROU ALUNOS PRESENCIALMENTE PARA OBF/IPHO/OIBF EM ESCOLAS GRANDES DO CEARÁ.

A presente obra, 500 Problemas Resolvidos de Física: ITA, IME & Olimpíadas, com autoria do Prof. Dr. T. F. de Souza, é uma exclusividade para os públicos pré-vestibular de escolas militares (ITA, IME, Escola Naval etc) e olímpico (OBF, OOF, OCF, OBFEP, OIBF, APhO, IPhO etc), pois traz um suporte completo de treinamento-revisão para o leitor através de problemas escolhidos cuidadosamente e propositalmente.

As questões estão organizadas por assunto. Todas elas gabaritadas e solucionadas de formas didática e precisa, sem prejudicar a qualidade da obra. O autor colocou alguns apêndices para ajudar o leitor na leitura do livro e um apêndice complementar sobre um estudo bastante breve de Física Moderna. Há também sugestões de livros que estão nos horizontes das bancas desses vestibulares e olimpíadas. Desejo-lhes bons estudos e êxito!

500  
PROBLEMAS  
RESOLVIDOS  
DE FÍSICA

ITA - IME  
OLIMPIADAS

500 PROBLEMAS  
RESOLVIDOS  
DE FÍSICA

500

ITA - IME  
OLIMPIADAS

PROBLEMAS  
RESOLVIDOS DE FÍSICA



T. F. DE SOUZA



T. F. DE SOUZA