

Física Quântica (BCK0103-15)

aula 09 - 2019



Scanned at the
Institute of Physics

Luciano Cruz
Sala 609 – Torre 3 – Bloco A
luciano.cruz@ufabc.edu.br

Na última aula (31/10/19)

- Potenciais simples: poço de potencial;
- Espaço de estados e transições entre estados de energia;
- Elétrons em currais quânticos

Na aula de hoje (05/11/19)

- Operadores e valores médios de observáveis;
- Potenciais simples: poço quadrado finito;
- Pontos quânticos e suas aplicações.

Alguns palavras sobre a Primeira Avaliação...

Questão 1: Efeito Fotoelétrico e comprimento de onda de matéria;

a) Ex. 22,23,24 b) Ex. 9, 10, 11 c) Ex. 7,10 d) Ex. 15 (lista 1)

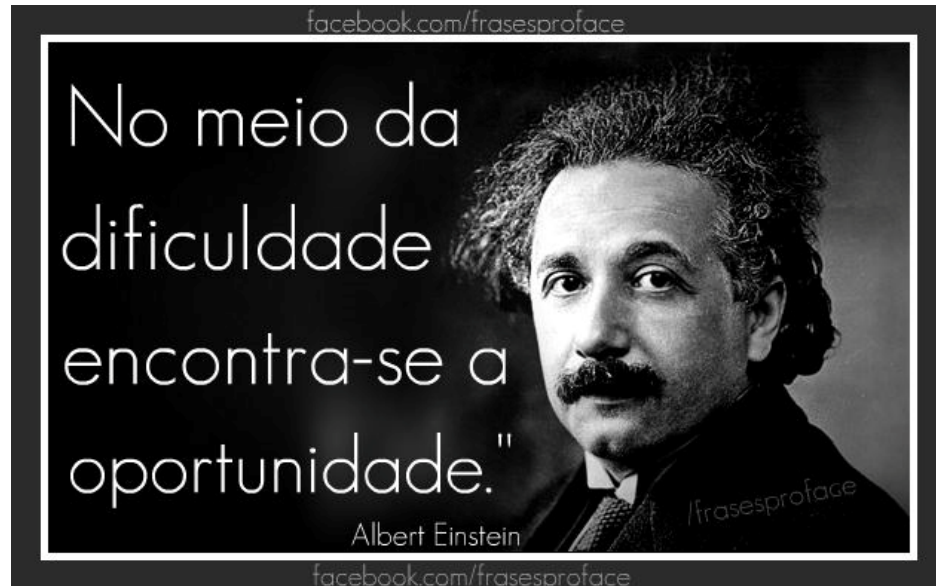
Questão 2: Átomo de Hidrogênio (modelo de Bohr) e espectros;

a) Ex. 20 b) Ex. 16 (lista 1)

Questão 3: Polarização linear e probabilidade.

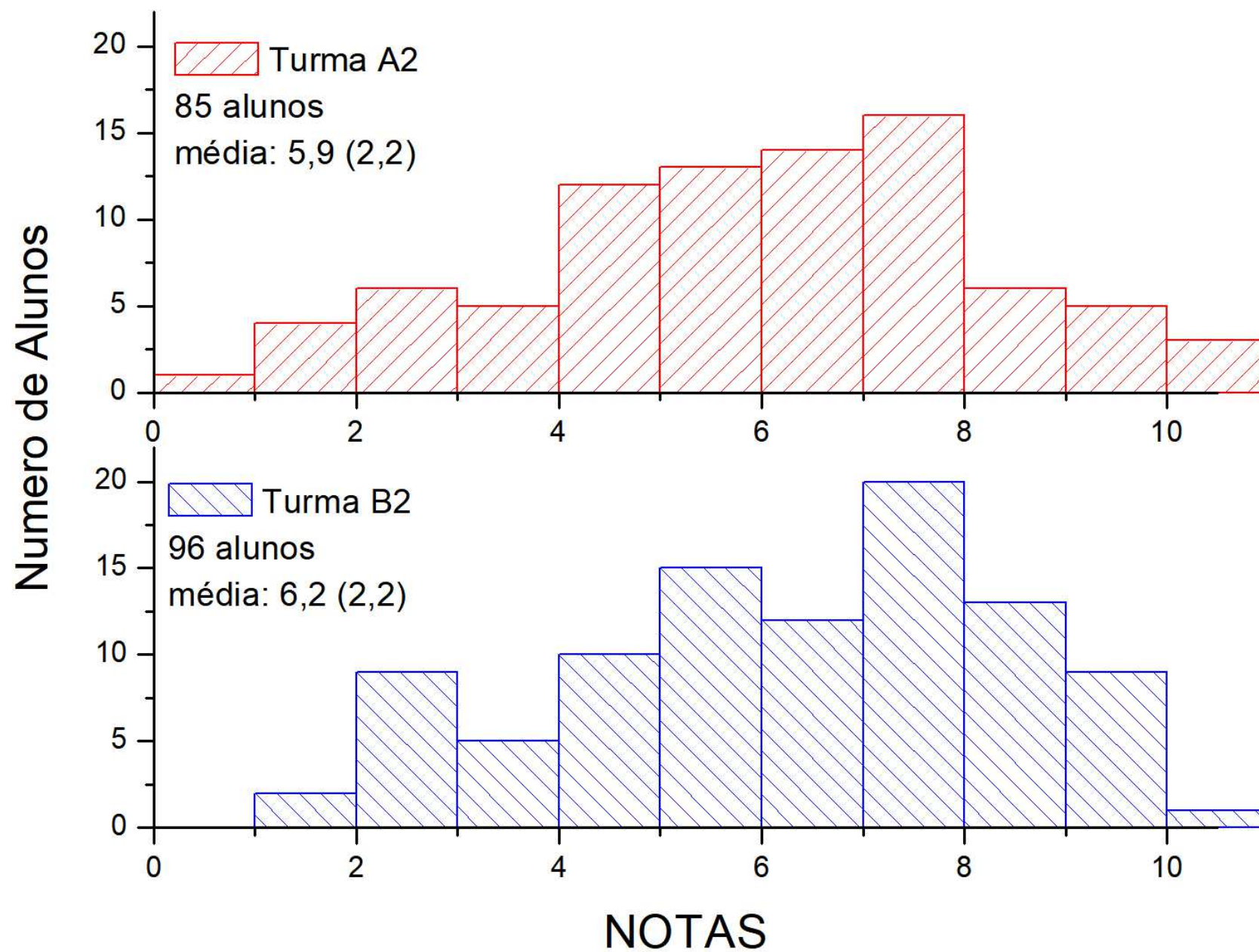
a) Ex. 4, 5 b) Ex. 5,6 (lista adicional)

Veja o gabarito das provas no site da disciplina!



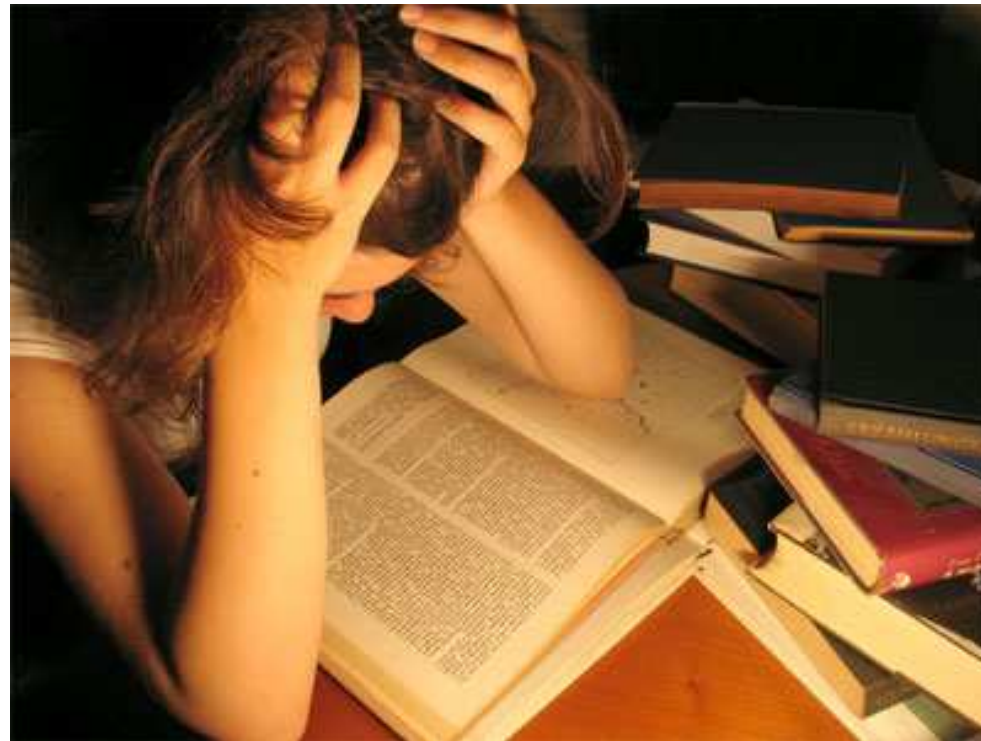
As notas das
avaliações estão
disponíveis no site!

Fisica Quantica 2019.3 - Prof. Luciano Cruz



ABSQUE SUDORE ET LABORE NULLUM OPPUS PERFECTUM EST

(Sem suor e sem trabalho nenhuma obra é terminada)



Vista da Prova: Dia 05/11 (HOJE) das 13:30 às 15:30hs
sala 609-3



“Se sentir que chegou ao seu limite, lembre-se do motivo pelo qual você cerra os punhos, lembre-se porque resolveu trilhar este caminho e permita que essa memória o carregue além de seus limites.”

All Might (Hero Academy)

A equação de Schrodinger independente do tempo

Para o caso de potenciais independentes do tempo [para $V(x,t) = V(x)$]

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi(x) + V(x) \psi(x) = E \psi(x)$$

E a solução geral da Equação será dada por:

$$\Psi(x, t) = \psi(x) e^{-i \frac{E}{\hbar} t}$$

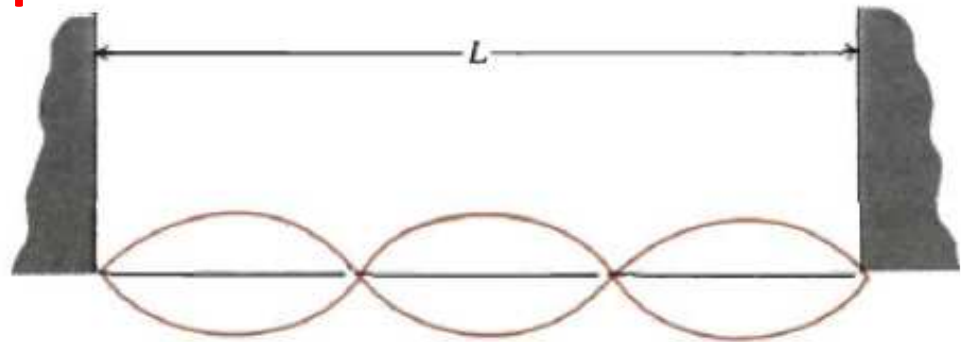
A distribuição de probabilidade pode ser então calculada diretamente como:

$$P(x) = \Psi^*(x, t) \Psi(x, t) = \psi^*(x) \psi(x)$$

Solução do poço quadrado infinito

Potencial para o poço infinito:

$$V = \begin{cases} 0, & \text{para } 0 < x < L \\ \infty, & \text{para } x \leq 0, \text{ e } x \geq L \end{cases}$$



Condições de contorno:

$$\begin{aligned} \psi_{ext}(0) &= \psi(0) = 0 \\ \psi_{ext}(L) &= \psi(L) = 0 \end{aligned}$$

Condição de normalização:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(x, t)|^2 dx = 1$$

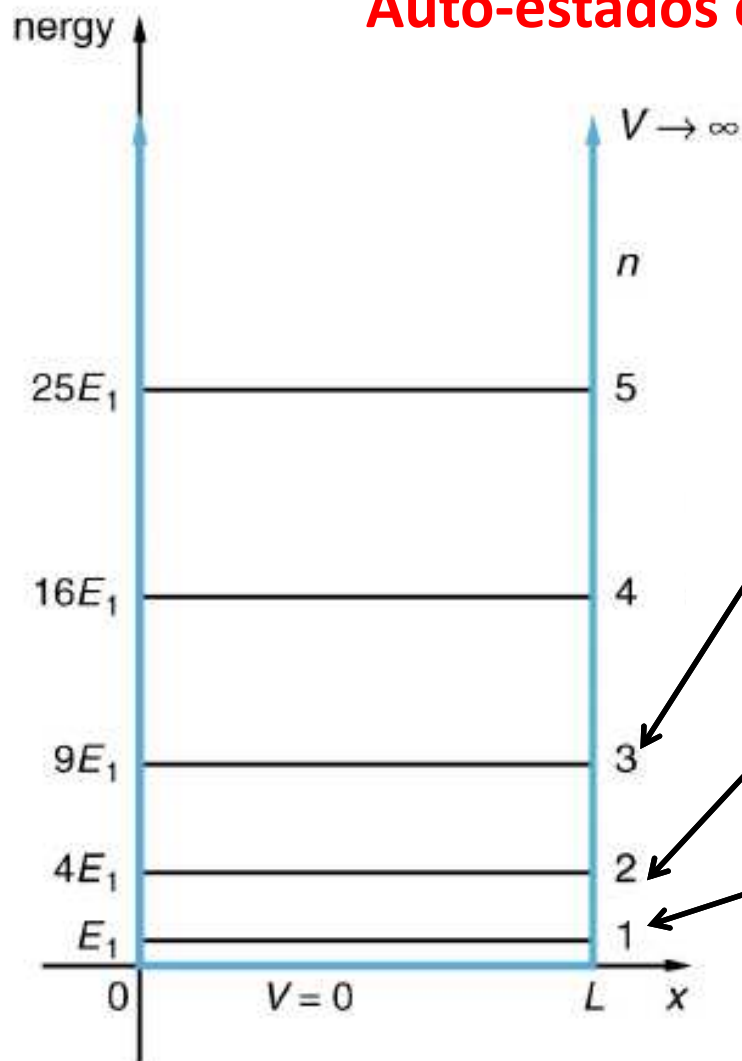
Soluções:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right)$$

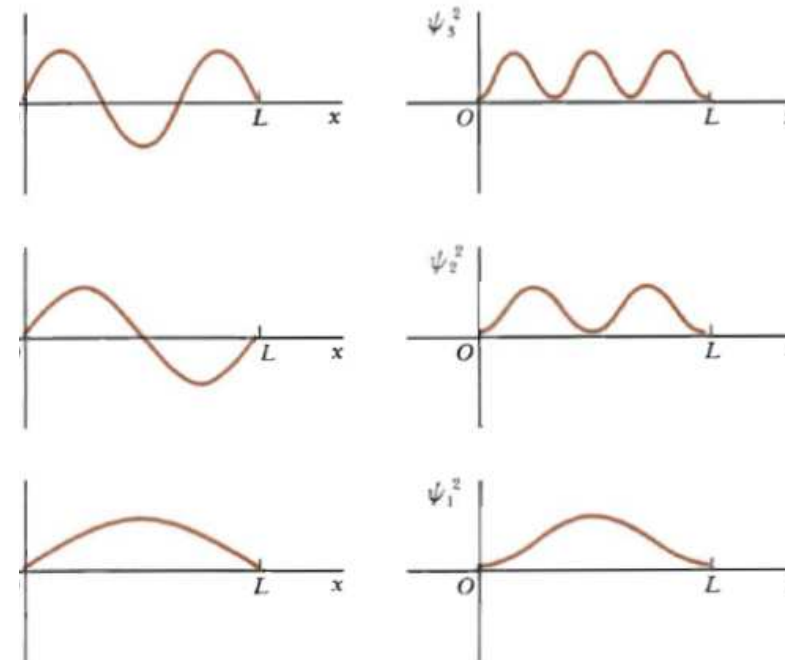
Com:

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} = n^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m L^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Auto-estados e auto-energias do Poço Infinito



Função de onda e probabilidade



$$P_{12}(x) = \int \psi_2^*(x) \mathbf{D} \psi_1(x) dx \quad \text{Probabilidade de transição}$$

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} = n^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m L^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad \psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right)$$

Faça as questões de 1 a 6 da lista 2.

O Problema de Medida em Física Quântica

Como visto anteriormente, a questão da medida na física quântica é um ponto importante da teoria. Vamos analisar mais a fundo esta questão.

Vamos considerar um problema independente do tempo [$V(x) = 0$], cujas soluções satisfazem a equação de Schrodinger:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi(x) + V(x) \psi(x) = E \psi(x)$$

Até agora, apenas discutimos sobre o cálculo de $P(x)$ que nos dá a probabilidade de encontrar a partícula em uma dada posição x .

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} P(x) x dx$$

$$\langle x \rangle_\psi = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x) x \psi(x) dx$$

Operador para determinação do MOMENTO de uma partícula.

Vamos agora considerar a questão do valor médio do momento.

$$\langle p \rangle = ?$$

Por analogia, podemos escrever:

$$\langle p_x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x) \hat{p}_x \psi(x) dx$$

Qual a forma do operador de momento?

Este operador pode ser obtido de formalmente utilizando o arcabouço matemático da mecânica quântica. Contudo, isto está fora do escopo desta disciplina. Por isso, vamos obter este operador de forma “heurística”.

Como vimos, a equação de Schrodinger foi obtida considerando argumentos de conservação de energia. Podemos obter o valor médio da energia fazendo:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[-\psi^* \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi + \psi^* V(x) \psi \right] dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^* E \psi dx$$
$$\frac{1}{2m} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^* \left[-\hbar^2 \frac{d^2}{dx^2} \right] \psi dx + \langle V \rangle = E$$

Assim, podemos indentificar diretamente que:

$$\langle p_x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^* \left[-\hbar^2 \frac{d^2}{dx^2} \right] \psi dx$$

Portanto, a operação:

$$\hat{p}_x^2 = -\hbar^2 \frac{d^2}{dx^2}$$

Fornece o valor médio do momento ao quadrado:

$$\langle p_x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^* \hat{p}_x^2 \psi dx$$

Assim, podemos escrever:

$$\hat{p}_x^2 = \hat{p}_x \hat{p}_x = -\hbar^2 \frac{d^2}{dx^2} = \left(\pm i\hbar \frac{d}{dx} \right) \left(\pm i\hbar \frac{d}{dx} \right)$$

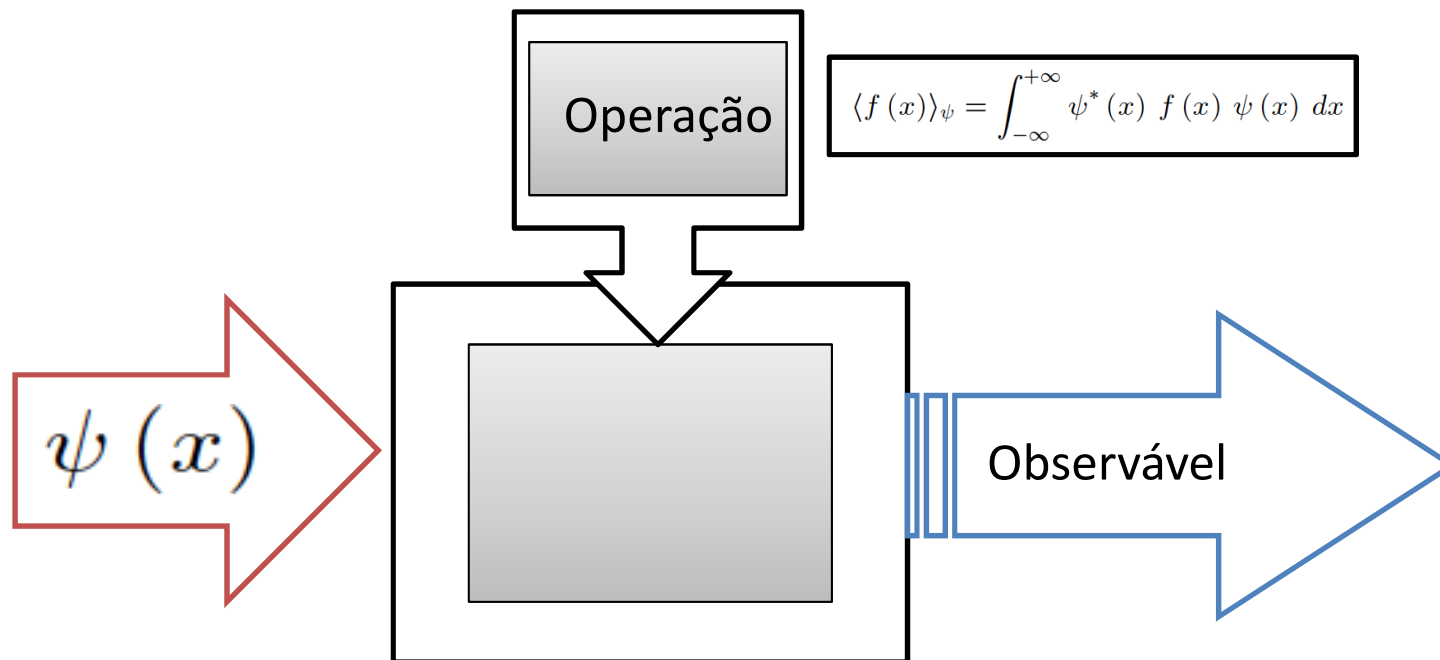
Por fim, fazemos uma escolha em relação ao sinal e definimos o operador de momento:

$$\hat{p}_x \psi(x) = -i\hbar \frac{d}{dx} \psi(x)$$

Medida de um observável (postulado III para variáveis contínuas)

Para uma medida de uma dada função $f(x)$, devemos escrever:

$$\langle f(x) \rangle_\psi = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x) f(x) \psi(x) dx$$



Portanto, para se obter um observável específico, devemos definir a operação (matemática) adequada a ser realizada sobre a função de onda.

Determine os valores de $\langle p \rangle$ e $\langle p^2 \rangle$ para a função de onda do estado fundamental do poço quadrado infinito.

Para a determinação do momento médio:

$$\begin{aligned}\langle p \rangle &= \int_0^L \left(\sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{\pi x}{L} \right) \left(\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{\pi x}{L} \right) dx \\ &= \frac{\hbar}{i} \frac{2}{L} \frac{\pi}{L} \int_0^L \sin \frac{\pi x}{L} \cos \frac{\pi x}{L} dx = 0\end{aligned}$$

Para o cálculo de p^2 , devemos ter:

$$\begin{aligned}\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi &= -\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\hbar^2 \left(-\frac{\pi^2}{L^2} \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{\pi x}{L} \right) \\ &= +\frac{\hbar^2 \pi^2}{L^2} \psi\end{aligned}$$

Por fim:

$$\langle p^2 \rangle = \frac{\hbar^2 \pi^2}{L^2} \int_0^L \psi^* \psi dx = \frac{\hbar^2 \pi^2}{L^2}$$

Um exercício para casa (1)

Considere o **estado fundamental** do poço infinito. Determine os valores das grandezas:

$$\sigma_x^2 = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle$$

$$\sigma_{p_x}^2 = \langle p_x^2 \rangle - \langle p_x \rangle^2$$

Com estes resultados , mostre que o produto:

$$\sigma_x^2 \sigma_{p_x}^2 \geq \frac{\hbar^2}{4}$$

Como esperado pelo princípio de incerteza de Heisenberg.

Dica: Em seus cálculos de $\langle x \rangle$ e $\langle x^2 \rangle$, você deve usar integração por partes.

Um exercício para casa (2)

Considere uma partícula de massa m aprisionada em um poço de potencial infinito. A função de onda associada a esta partícula é:

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{L}} \left[\text{sen} \left(\frac{\pi x}{L} \right) + i \text{sen} \left(\frac{2\pi x}{L} \right) \right]$$

- a) Mostre que esta função está normalizada.
- b) Determine a probabilidade de encontrar a partícula na posição $x = L/2$.
- c) Determine o valor do momento médio $\langle p \rangle$ desta partícula.
- d) Determine o valor da Energia média $\langle E \rangle$ desta partícula.

Dica: Em seus cálculos, lembre-se da propriedade de ortogonalidade dos auto-estados do poço.

O Operador Hamiltoniano

Podemos ainda reescrever a equação de Schrodinger em termos de operadores:

$$\left[\frac{1}{2m} \hat{p}_x^2 + V(x) \right] \psi(x) = E \psi(x)$$

Definimos o operador Hamiltoniano:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \hat{p}_x^2 + V(x)$$

Assim, a equação pode ser apresentada como:

$$\hat{H} \psi(x) = E \psi(x)$$

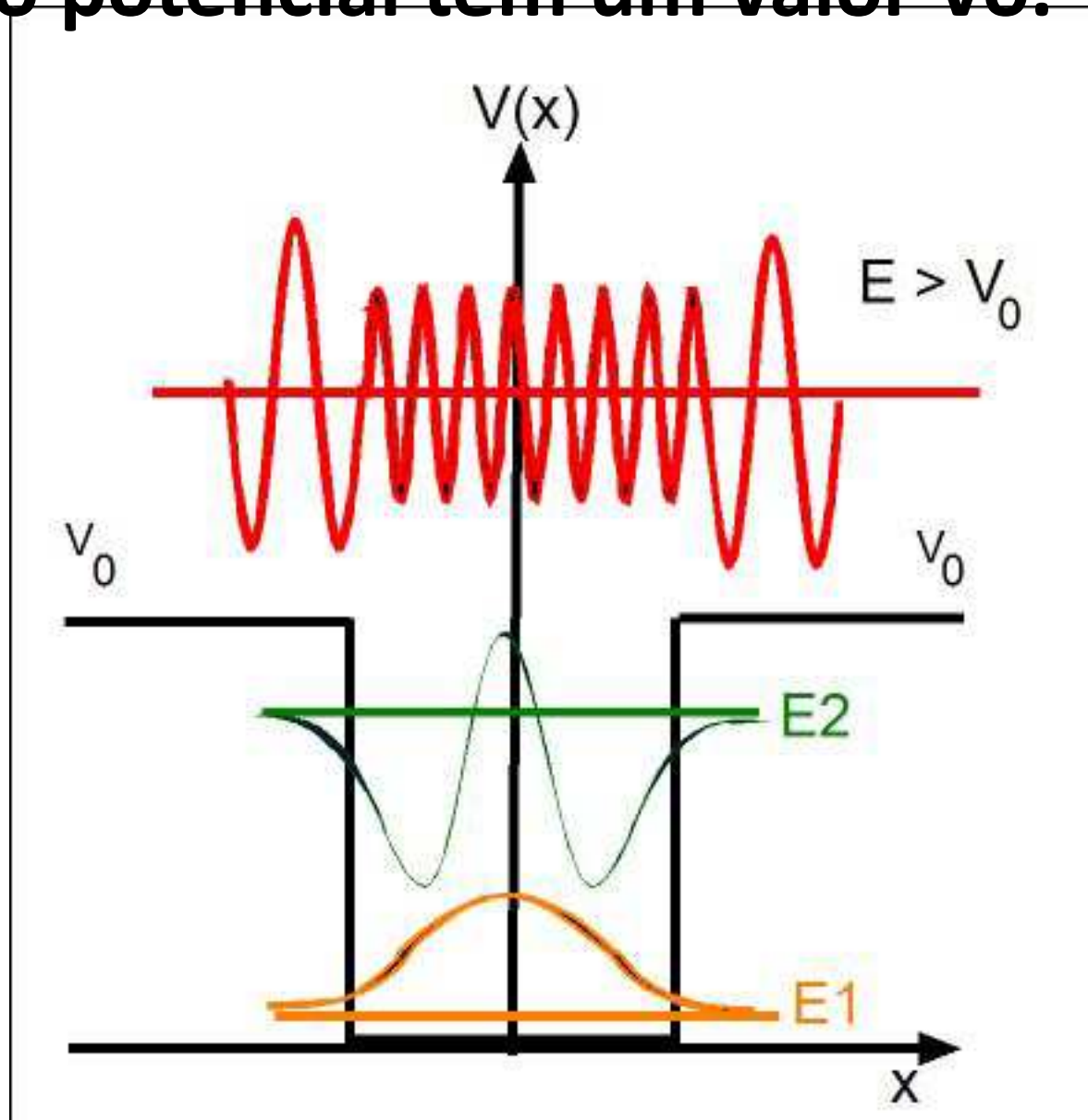
No caso de potenciais dependentes do tempo $[V(x,t)]$ pode ser verificado que a equação de Schrodinger em termos do operador hamiltoniano deve ser escrita como:

$$\hat{H} \Psi(x, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, t)$$

Alguns operadores bastante usados:

| Symbol | Physical quantity | Operator |
|--------|--|---|
| $f(x)$ | Any function of x —e.g., the position x , the potential energy $V(x)$, etc. | $f(x)$ |
| p_x | x component of momentum | $\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}$ |
| p_y | y component of momentum | $\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y}$ |
| p_z | z component of momentum | $\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z}$ |
| E | Hamiltonian (time independent) | $\frac{p_{op}^2}{2m} + V(x)$ |
| E | Hamiltonian (time dependent) | $i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ |
| E_k | kinetic energy | $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ |
| L_z | z component of angular momentum | $-i\hbar \frac{\partial}{\partial \phi}$ |

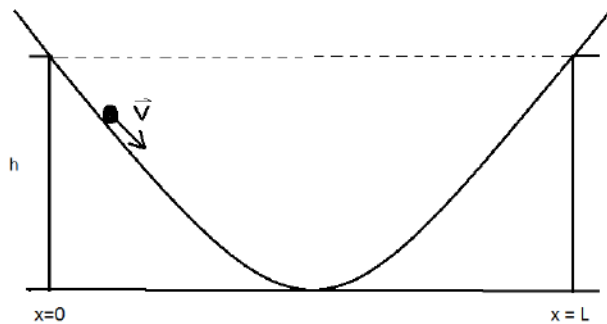
O que acontece no caso de um poço finito, ou seja o potencial tem um valor V_0 .



O poço quadrado finito

A quantização da energia que foi obtida para um poço quadrado infinito é um resultado geral associado à solução da equação de Schrodinger para qualquer partícula confinada em uma região do espaço. Vamos considerar uma situação um pouco mais geral: **o poço quadrado finito**.

Imagine uma partícula de massa m em um poço de potencial constante V_0 , que pode ser representado como



A energia desta partícula é dada por:

$$E = K + V$$

Neste caso, pela mecânica clássica, temos duas situações possíveis:

(a) Se $K_{\max} < V_0$: a partícula fica confinada na região $0 < x < L$

$$E < V_0 \implies 0 < x < L$$

(b) Se $K_{\max} > V_0$: a partícula é livre para deixar esta região, ou seja:

$$E > V_0 \implies 0 > x > L$$

O poço quadrado finito

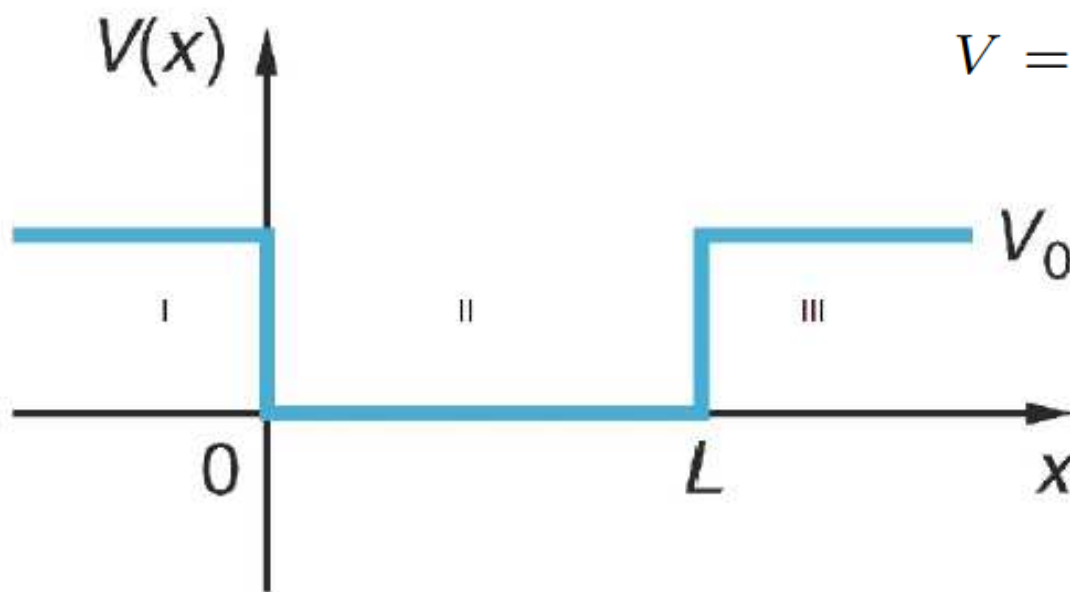
Na solução do poço de potencial infinito, vimos que a solução para a equação de onda na região fora do poço era “proibida”, ou seja, probabilidade nula:

$$\psi(x) = 0 \quad \Rightarrow \quad P(x) = |\psi(x)|^2 = 0$$

Portanto, se as fronteiras do poço são “paredes infinitas” a solução fora do poço é nula.

Entretanto, se nos “libertarmos” da visão clássica, não há razão para que a partícula fique confinada ao poço se o potencial for finito.

Vamos considerar um potencial do tipo:



$$V = \begin{cases} 0, & \text{para } 0 < x < L \\ V_0, & \text{para } x \leq 0, \text{ e } x \geq L \end{cases}$$

Vamos discutir o caso em que o poço finito é um potencial confinante, ou seja, a partícula, em geral, estará presa no poço e teremos uma distribuição de estados discretos. Isso irá ocorrer na condição em que $E < V_0$

Na região II, a solução é como no caso do poço infinito:

- Região II, $0 < x < L$, $V_0 = 0$

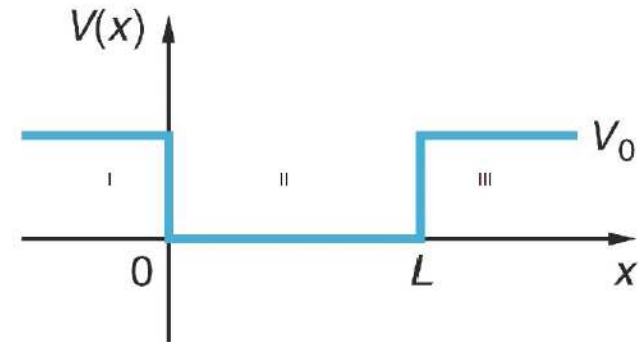
$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi_{II}(x) = E \psi_{II}(x)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dx^2} \psi_{II}(x) &= -\frac{2m E}{\hbar^2} \psi_{II}(x) & \text{Onde: } k^2 &= \frac{2m E}{\hbar^2} \\ &= -k^2 \psi_{II}(x) \end{aligned}$$

Solução na região II:

$$\psi_{II}(x) = A_{II} \sin kx + B_{II} \cos kx$$

Por enquanto, não fazemos nenhuma hipótese sobre as constantes para esta solução e encontraremos as soluções nas outras regiões.



Do ponto de vista clássico, soaria estranho ter soluções nas regiões I e III, pois nestes casos, $K = E - V_0$ pode assumir valor negativo. Entretanto, esta dificuldade é resolvida pelo princípio de incerteza.

- Região III, $x > L$, $V = V_0$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi_{III}(x) + V_0 \psi_{III}(x) = E \psi_{III}(x)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dx^2} \psi_{III}(x) &= \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E) \psi_{III}(x) \\ &= \kappa^2 \psi_{III}(x) \end{aligned}$$

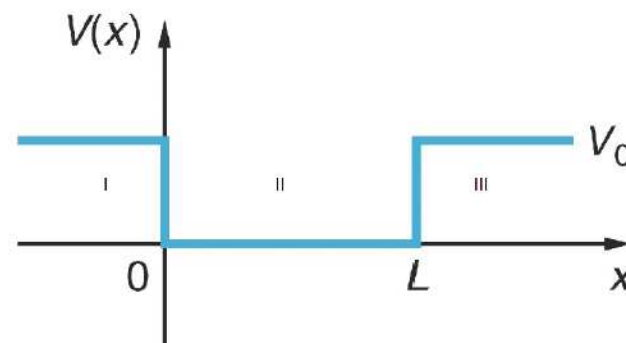
Onde: $\kappa^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E) = \frac{2m}{\hbar^2} V_0 - k^2 > 0$

Solução na região III:

$$\psi_{III}(x) = A_{III} e^{\kappa x} + B_{III} e^{-\kappa x}$$

Em casa, verifique que esta solução satisfaz a eq. de Schrodinger

Por enquanto, não fazemos nenhuma hipótese sobre as constantes para esta solução e encontraremos as soluções nas outras regiões:



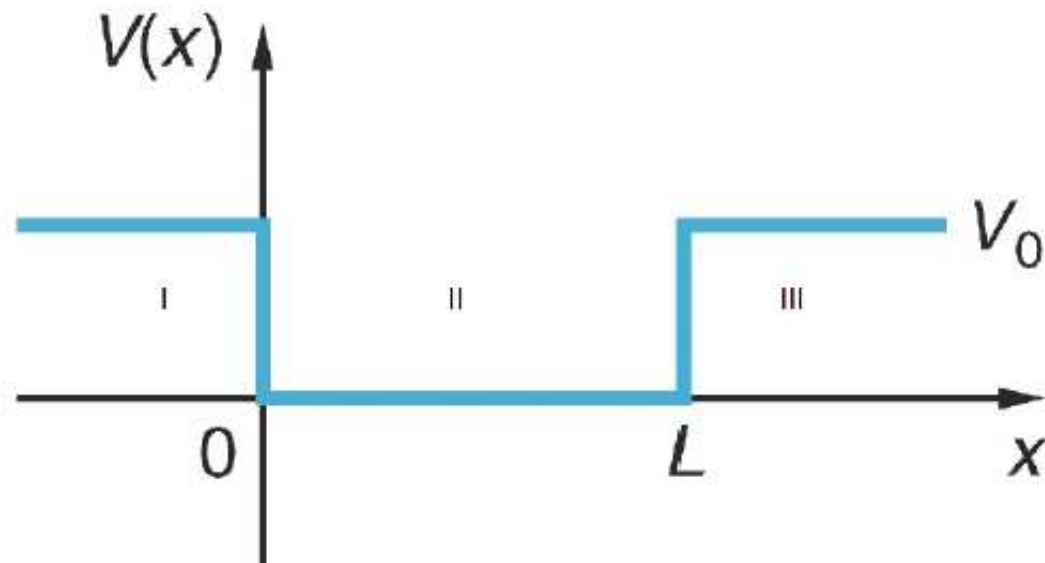
Podemos ver, por simetria, devemos ter uma solução na região I idêntica a região III, já calculada. Dessa forma:

- Região I, $x < 0$, $V = V_0$

Temos a mesma equação e condições da região III. Portanto, a solução da região I é:

$$\psi_I(x) = A_I e^{\kappa x} + B_I e^{-\kappa x}$$

Agora devemos considerar as condições específicas dos extremos e nas interfaces entre as diferentes regiões:



Condição de Convergência: A função de onda de uma partícula quântica deve tender a zero nos extremos para que possamos garantir convergência (valor finito para a área sob a curva). Impondo esta condição para as soluções na região I e III, temos:

$$\begin{aligned}\lim_{x \rightarrow -\infty} \psi_I(x) &= 0 \\ &= \lim_{x \rightarrow -\infty} [A_I e^{\kappa x} + B_I e^{-\kappa x}] \\ &= \lim_{x \rightarrow -\infty} B_I e^{\kappa|x|} \\ &\Rightarrow B_I = 0\end{aligned}$$

$$A_{III} = B_I = 0$$

$$\begin{aligned}\lim_{x \rightarrow \infty} \psi_{III}(x) &= 0 \\ &= \lim_{x \rightarrow \infty} [A_{III} e^{\kappa x} + B_{III} e^{-\kappa x}] \\ &= \lim_{x \rightarrow \infty} A_{III} e^{\kappa x} \\ &\Rightarrow A_{III} = 0\end{aligned}$$

Dessa forma, podemos escrever:

$$\psi_I(x) = A_I e^{\kappa x}$$

$$\psi_{II}(x) = A_{II} \sin kx + B_{II} \cos kx$$

$$\psi_{III}(x) = B_{III} e^{-\kappa x}$$

Agora vamos considerar a continuidade da solução e de sua derivada nas fronteiras das regiões.

Fronteira entre I e II

$$\psi_I(0) = \psi_{II}(0)$$

$$A_I = B_{II} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx} \psi_I(x) \big|_{x=0} = \frac{d}{dx} \psi_{II}(x) \big|_{x=0}$$

$$A_I \kappa = A_{II} k$$

$$A_I \frac{\kappa}{k} = A_{II} \quad (2)$$

Fronteira entre II e III

$$\begin{aligned}\psi_{II}(L) &= \psi_{III}(L) \\ A_{II} \sin kL + B_{II} \cos kL &= B_{III} e^{-\kappa L} \\ A_I \frac{\kappa}{k} \sin kL + A_I \cos kL &= B_{III} e^{-\kappa L}\end{aligned}\tag{3}$$

$$\begin{aligned}\frac{d}{dx} \psi_{II}(x) \big|_{x=L} &= \frac{d}{dx} \psi_{III}(x) \big|_{x=L} \\ A_{II} k \cos kL - B_{II} k \sin kL &= -B_{III} \kappa e^{-\kappa L} \\ A_I \kappa \cos kL - A_I k \sin kL &= -B_{III} \kappa e^{-\kappa L} \\ A_I (\kappa \cos kL - k \sin kL) e^{\kappa L} &= B_{III}\end{aligned}\tag{4}$$

Dividindo (3) por (4):

$$\frac{\frac{\kappa}{k} \sin kL + \cos kL}{\kappa \cos kL - k \sin kL} = -\frac{1}{\kappa}$$

$$\frac{\kappa}{k} \sin kL + \cos kL = -\cos kL + \frac{k}{\kappa} \sin kL$$

$$\left(\frac{\kappa}{k} - \frac{k}{\kappa}\right) \sin kL = -2\cos kL$$

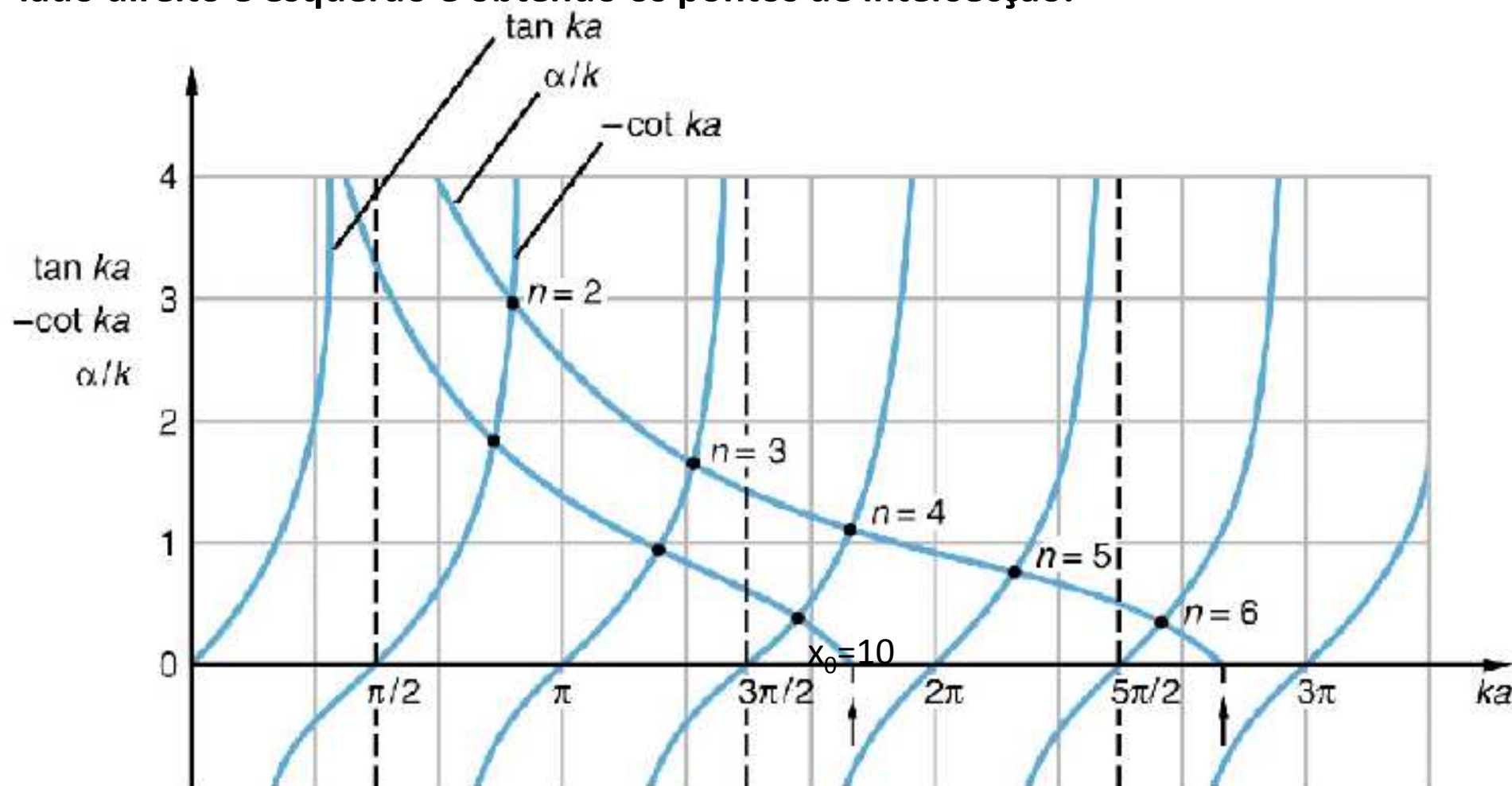
$$\tan kL = -\frac{2}{\left(\frac{\kappa}{k} - \frac{k}{\kappa}\right)}$$

Que podemos escrever de uma forma mais conveniente:

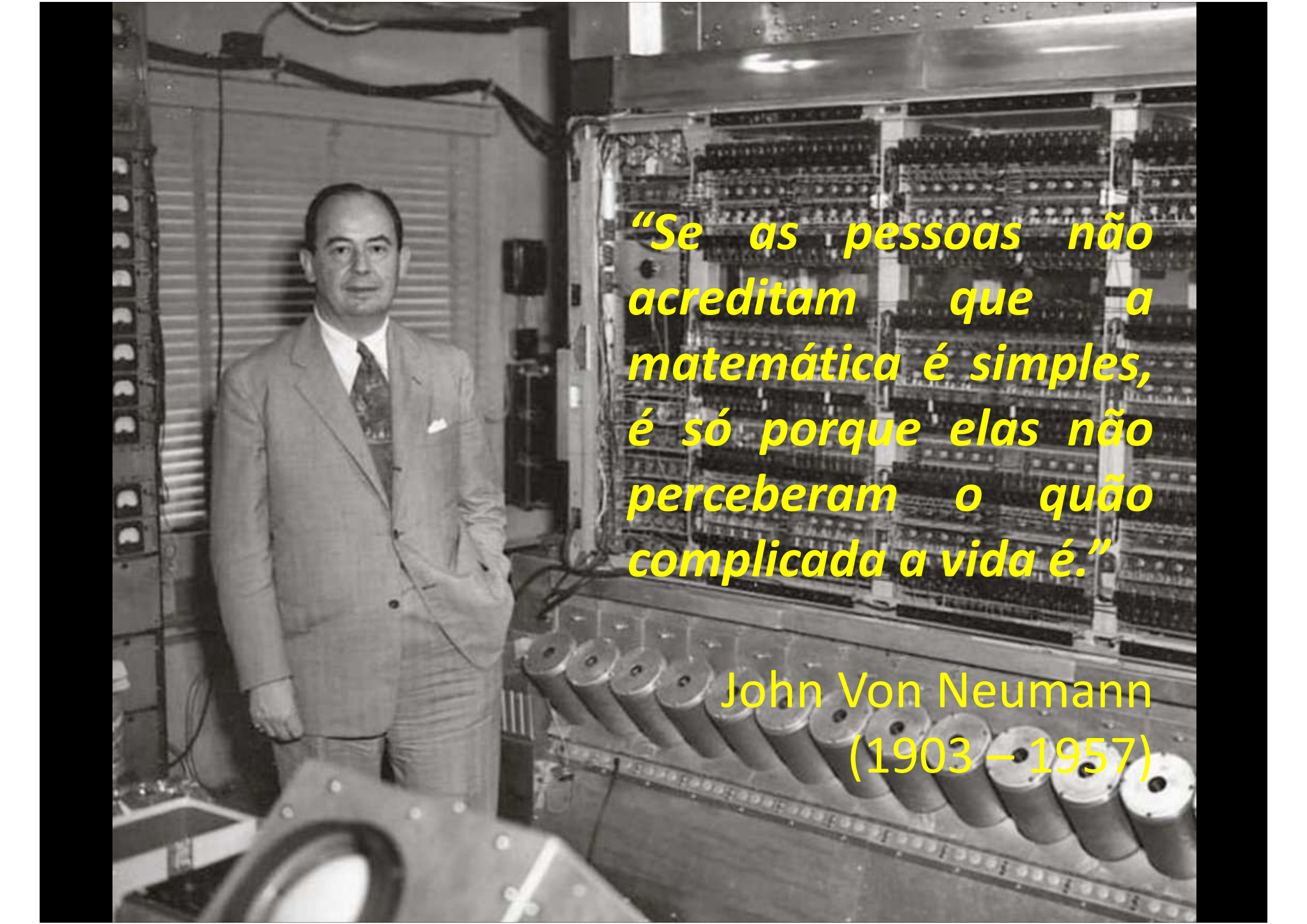
$$\boxed{-\cot kL = \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa}{k} - \frac{k}{\kappa}\right)}$$

Esta é uma **equação transcendental** e deve ser resolvida numericamente. As soluções desta equação nos dará o espectro de energia da partícula no poço.

Dados os valores de V_0 e E , devemos resolver numericamente a equação apresentada anteriormente. Outra maneira é “fazendo” o gráfico das funções do lado direito e esquerdo e obtendo os pontos de intersecção.



A medida que a energia da partícula aumenta, também aumenta o número de soluções possíveis confinadas no poço (estados ligados)

A black and white photograph of John Von Neumann standing next to the ENIAC computer. He is a middle-aged man with a receding hairline, wearing a light-colored suit, a white shirt, and a patterned tie. He is standing with his hands in his pockets, looking towards the camera. The ENIAC computer is a large, complex machine with many rows of electronic components, including vacuum tubes and switches. In the foreground, there are several large, cylindrical capacitors. The background shows the interior of a room with various cables and equipment.

“Se as pessoas não acreditam que a matemática é simples, é só porque elas não perceberam o quão complicada a vida é.”

John Von Neumann
(1903 – 1957)

Se consideramos as intersecções entre as curvas como os x_n , temos as seguintes energias para os estados ligados:

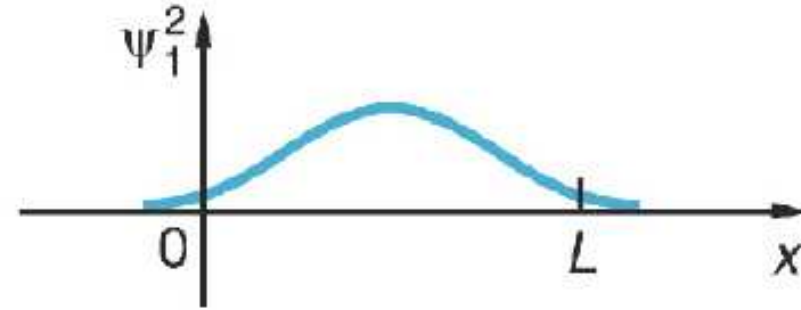
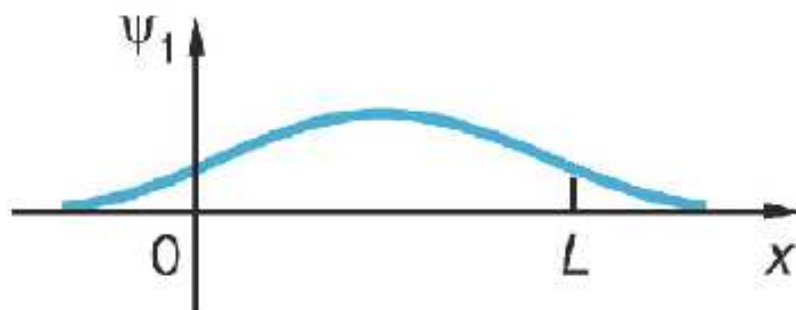
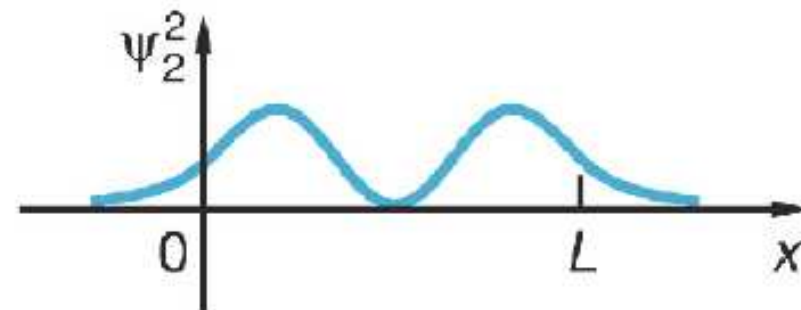
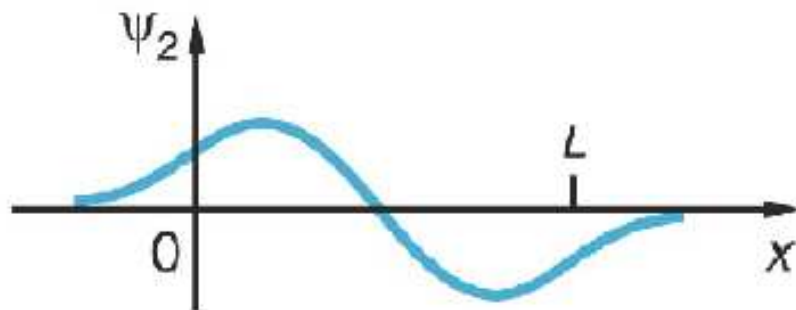
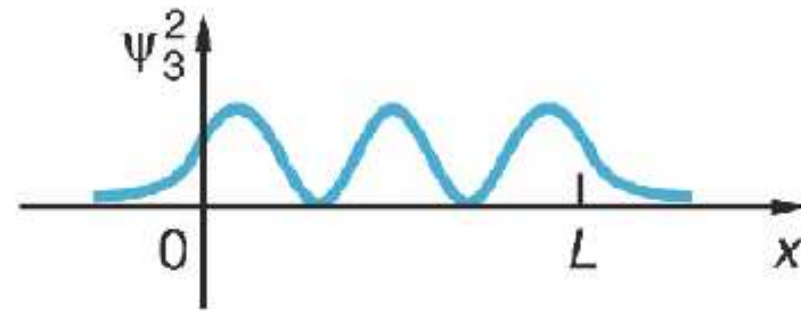
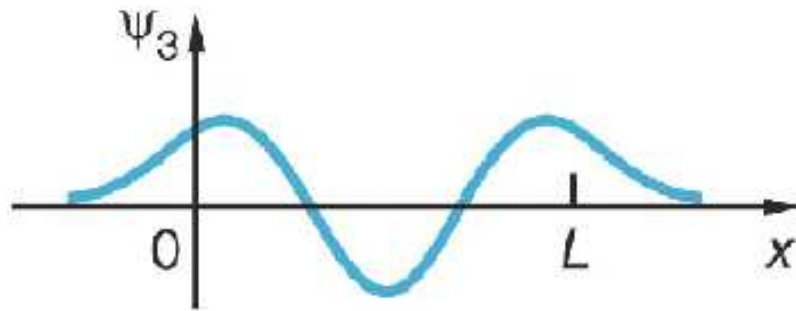
$$k_n = \frac{x_n}{L} \quad E_n = \frac{k_n^2 \hbar^2}{2m} = \frac{x_n^2 \hbar^2}{2m L^2}$$

Os valores de x são obtidos com uso de técnicas de cálculo numérica:

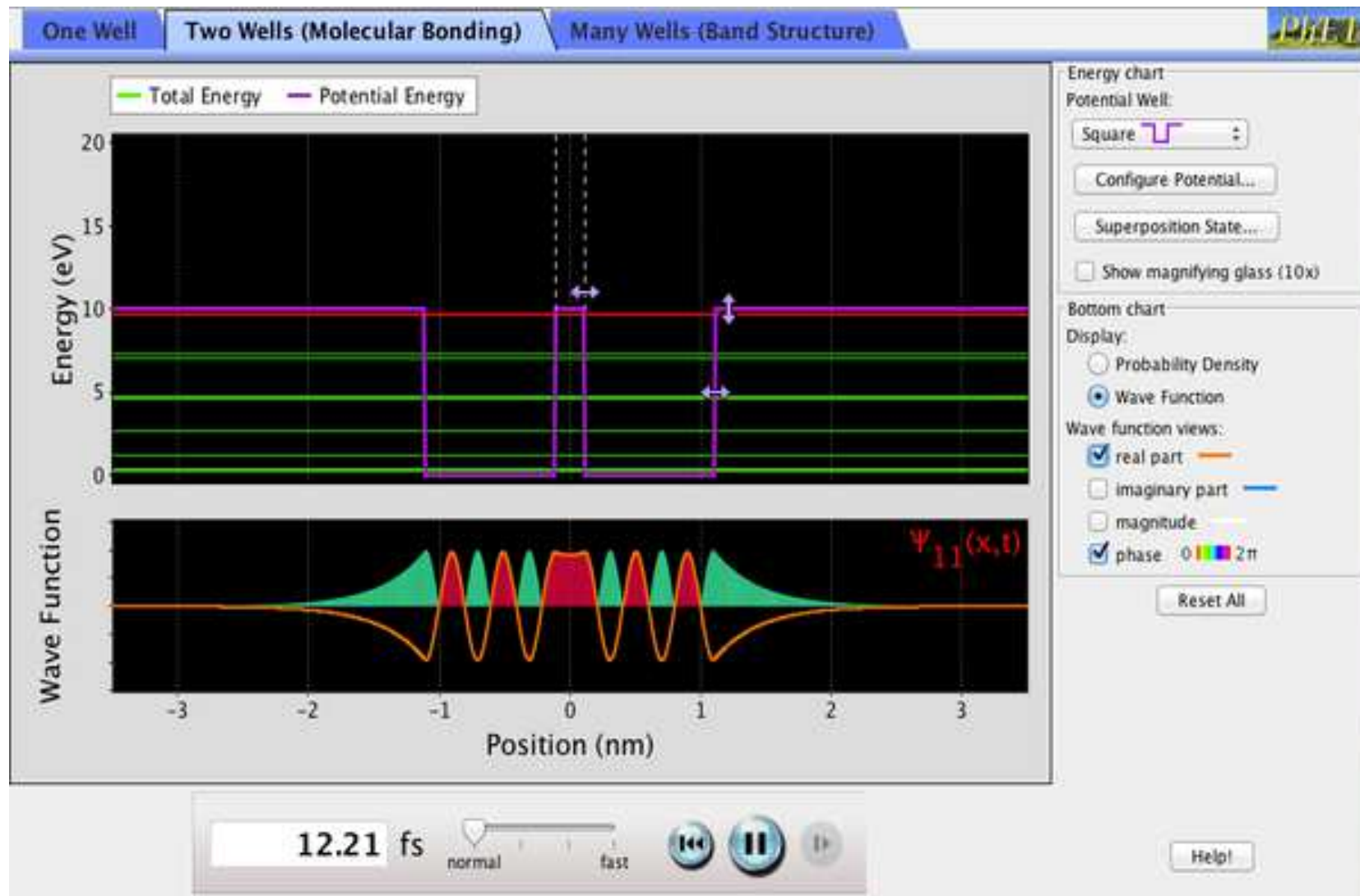
$$\begin{aligned} x_1 &\approx 2.6 \implies E_1 = \frac{x_1^2 \hbar^2}{2m L^2} = 6.76 \frac{\hbar^2}{2m L^2} \\ x_2 &\approx 5.2 \implies E_2 = \frac{x_2^2 \hbar^2}{2m L^2} = 27.04 \frac{\hbar^2}{2m L^2} \\ x_3 &\approx 7.7 \implies E_3 = \frac{x_3^2 \hbar^2}{2m L^2} = 59.29 \frac{\hbar^2}{2m L^2} \end{aligned}$$

O número total de estados ligados do poço quadrado finito depende da altura (V_0) e largura do poço (L).

A constante A_l é obtida impondo a condição de normalização para a função de onda do sistema. Abaixo apresentamos as funções de onda e probabilidades para os três primeiros estados do poço finito.

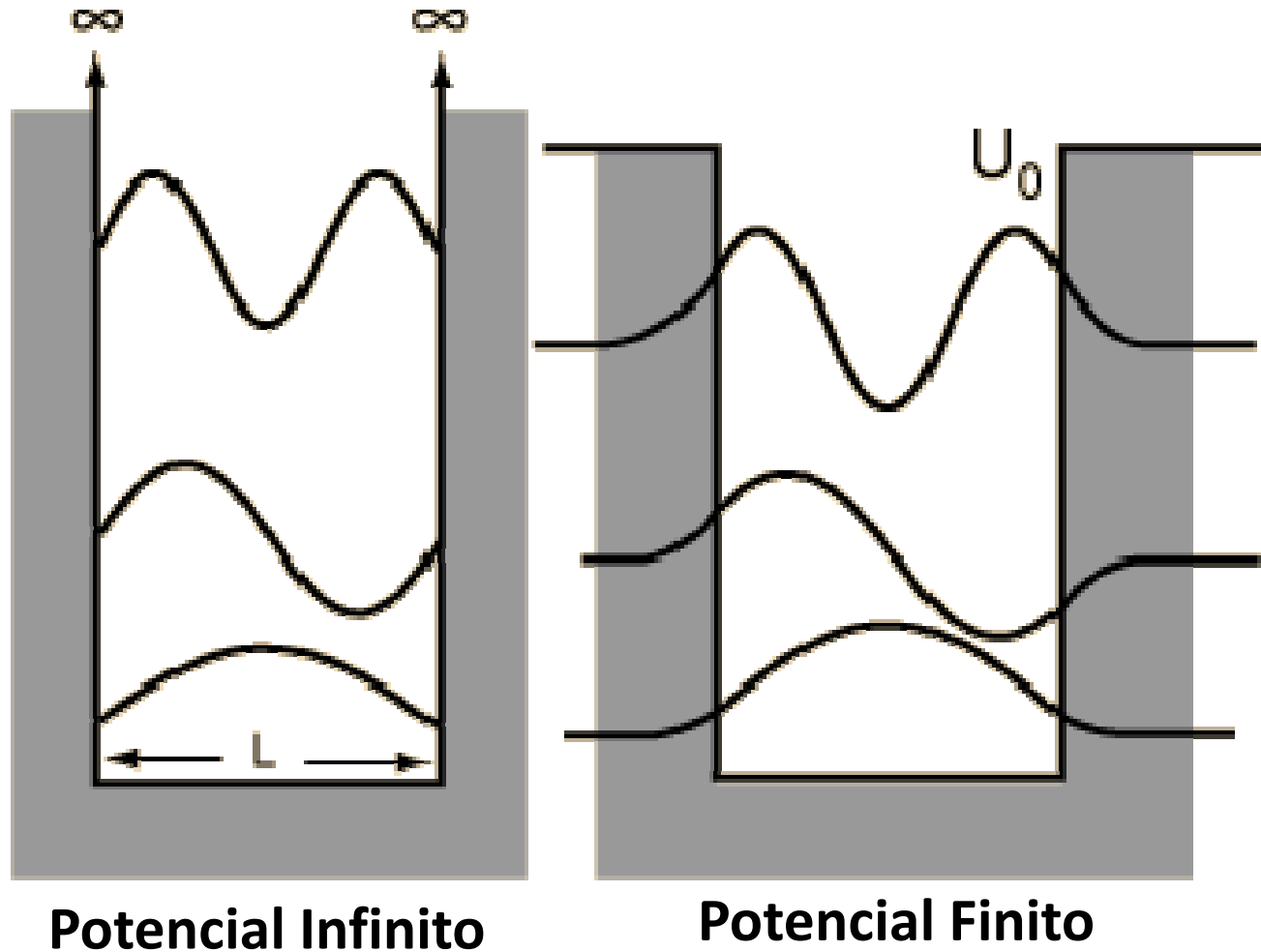


Vamos estudar algumas soluções do poço quadrado finito com um applet.
“Estados quânticos ligados”



<https://phet.colorado.edu/en/simulation/legacy/bound-states>

Partícula numa caixa.

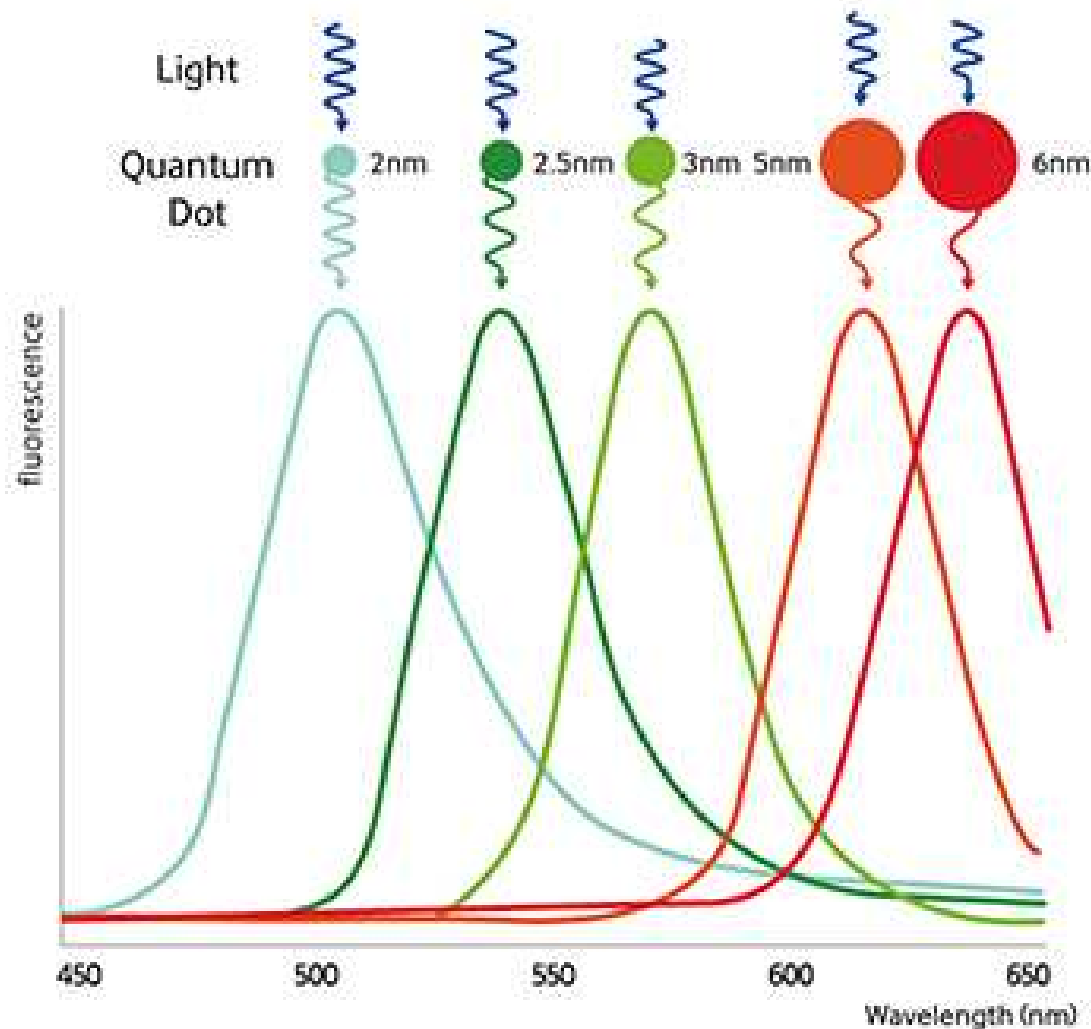


Para um dado estado n no poço quadrado infinito e no finito, qual deve ter uma energia maior?



A tecnologia de pontos quânticos está sendo usada em diversas aplicações, incluindo LEDs, células solares, computação quântica e câmeras de telefones móveis. Outra aplicação possível é a geração de imagens médicas, e esse uso se tornou mais real depois que um estudo recente com primatas não encontrou efeitos negativos após a injeção de pontos quânticos.

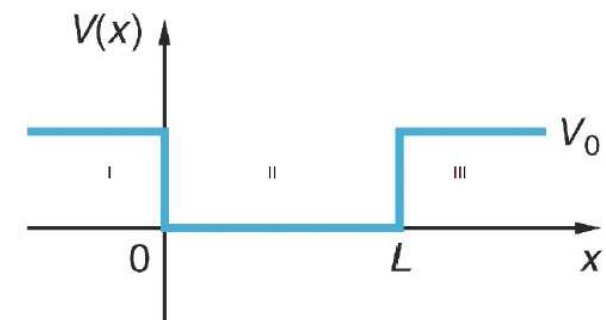
O tamanho do ponto quântico define a cor de emissão.

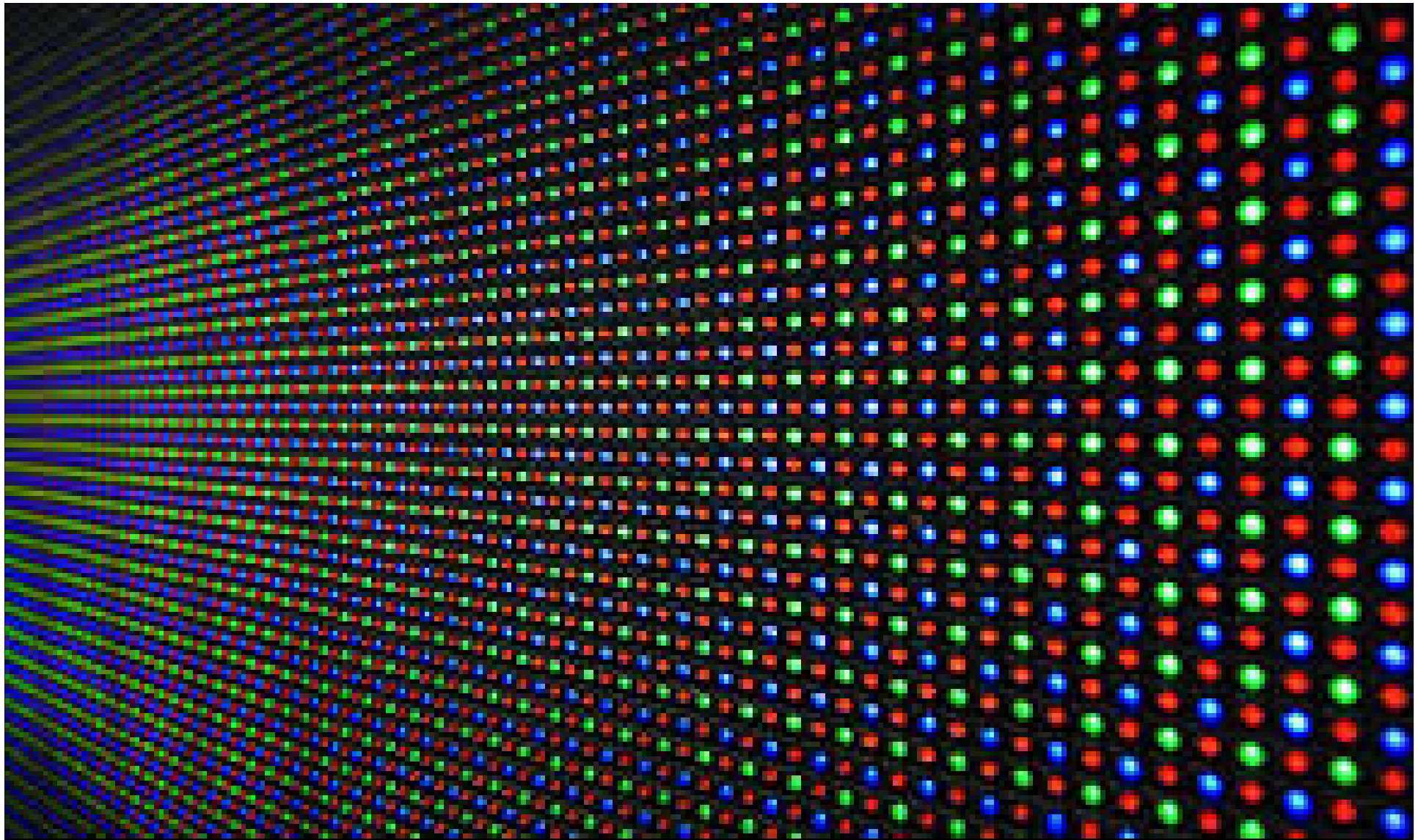


O “tamanho do poço” define os modos de emissão dos quantum dots:

Largura: define comprimentos de onda dos estados.

Altura: define o número de estados possíveis no poço.





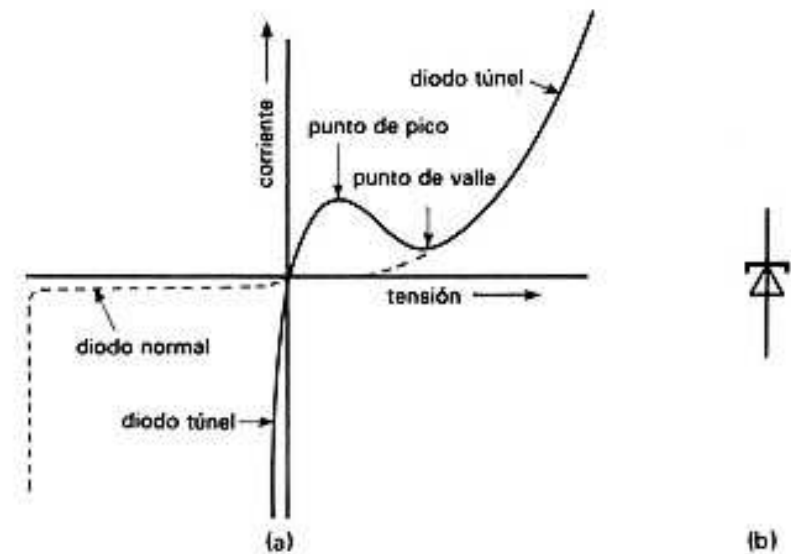
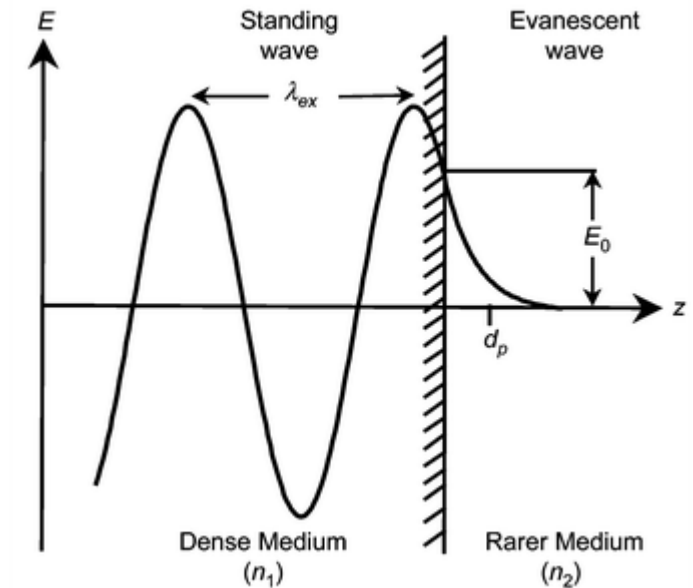
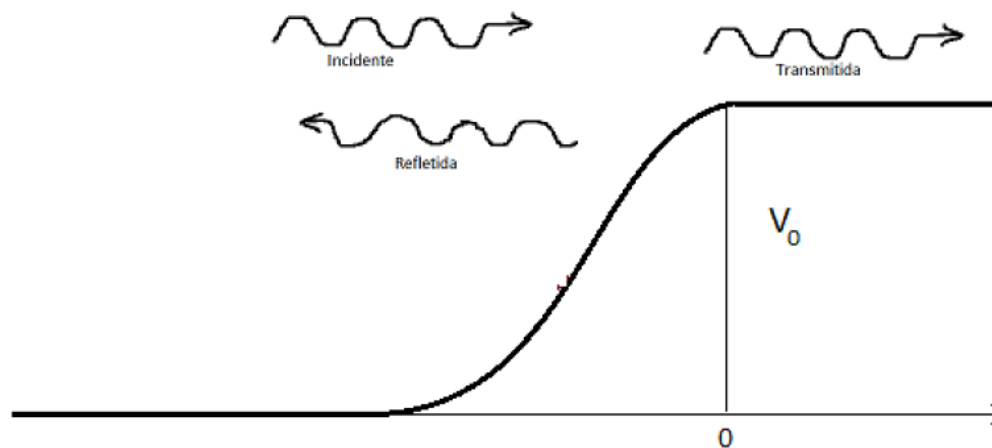
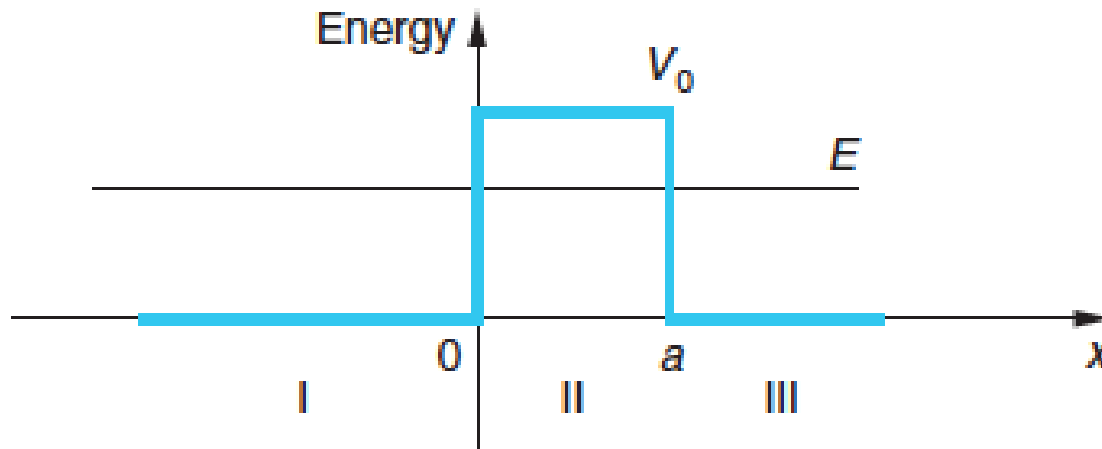
Tecnologia de televisores baseada em quantum dots
Padrão RGB (Red – Green – Blue)



Pontos quânticos em geral variam o seu tamanho entre 2 a 10 nm. A cor que um ponto quântico emite está diretamente relacionada com o seu tamanho: pontos menores parecem azuis, enquanto pontos maiores tendem ao vermelho.

A luz produzida por pontos quânticos pode ser ajustada de forma muito precisa para emitir a intensidade exata, o que resulta em cores mais fiéis, algo que pode ser problemático em OLEDs, que são emissores de luz baseados em cadeias poliméricas (Leds orgânicos).

Na próxima aula, iremos estudar casos de barreira de potencial, reflexão e transmissão de partículas quânticas e fenômenos como o Tunelamento.



Na aula de hoje (05/11/19)

- Potenciais simples: poço quadrado finito;
- Operadores e valores médios de observáveis,
- Pontos quânticos e suas aplicações.

Na próxima aula (12/11/19)

- Potenciais simples: potenciais degraus;
- Reflexão, Transmissão de Ondas Quânticas
- Tunelamento.
- Tempo de tunelamento em uma barreira (revisitando o princípio de incerteza de Heisenberg).
- Microscópios de tunelamento e mapeamento de átomos e moléculas.

Inverteremos os conteúdos das aulas 10 e 11, em relação ao que foi previsto no início do quadrimestre.



Perguntas, dúvidas, comentários, aflições?

Cronograma e conteúdo programático da disciplina (parte 1)

| Semana | Dia | Aula | Conteúdo |
|--------|------------------------|----------------|--|
| 1 | 24/09 (Ter) | 1 | Apresentação a disciplina; Evidências experimentais da teoria quântica : radiação do Corpo Negro. |
| | --- | --- | ----- |
| 2 | 01/10 (Ter) | 2 | Evidências experimentais da teoria quântica: efeito foto-elétrico, efeito Compton, espectros atômicos |
| | 03/10 (Qui) | 3 | Modelos atômicos, Modelo quântico de Bohr, Experimento de Franck-Hertz, Hipótese de de Broglie e ondas de matéria. |
| 3 | 08/10 (Ter) | 4 | Revisitando ondas; interferência (fótons e elétrons) e interferômetros; dualidade onda-partícula e princípio de complementaridade; Princípio de incerteza de Heisenberg. |
| | --- | --- | ----- |
| 4 | 15/10 (Ter) | 5 | Interferômetros e fótons únicos, polarização da luz, postulados da física quântica e notação de Dirac |
| | 17/10 (Qui) | 6 | Relação entre estados quânticos e funções de onda. Espaços discretos e contínuos na física quântica. Probabilidade e interpretações em Física Quântica. Gato de Schrodinger. e estados emaranhados. |
| 5 | 22/10 (Ter) | 7 | Mecânica Quântica Ondulatória, Determinação eurística da Equação de Schrodinger, propriedades da equação de Schrodinger e funções de ondas. |
| | --- | --- | ----- |
| 6 | 29/10 (Ter) | P1 | Primeira Avaliação |
| | 31/10 (Qui) | 8 | Potenciais simples: poço de potencial, Espaço de estados e transições entre estados de energia; Elétrons em currais quânticos e o |

Cronograma e conteúdo programático da disciplina (parte 2)

| Semana | Dia | Aula | Conteúdo |
|--------|------------------------|-----------------|---|
| 7 | 05/11 (Ter) | 9 | Potenciais simples: poço quadrado finito; operadores e valores médios de observáveis, pontos quânticos e suas aplicações. |
| | --- | --- | ----- |
| 8 | 12/11 (Ter) | 10 | Potenciais simples: potenciais degraus, reflexão, Transmissão de Ondas, Tunelamento. Tempo de tunelamento em uma barreira (revisitando o princípio de incerteza de Heisenberg). Microscópios de tunelamento e mapeamento de átomos e moléculas. |
| | 14/11 (Qui) | 11 | Potenciais simples: Oscilador Harmônico Quântico. Armadilhas de íons e princípios de informação quântica. Requisitos essenciais de um computador quântico. |
| 9 | 19/11 (Ter) | 12 | Equação de Schrodinger em três dimensões: O cubo quântico (coordenadas cartesianas), O átomo de Hidrogênio (coordenadas esféricas), Separação de variáveis e a quantização de Momento Angular e Energia. |
| | --- | --- | ----- |
| 10 | 26/11 (Ter) | 13 | Funções de ondas do átomo de Hidrogênio; Orbitais; Significado físico dos números quânticos atômicos. Imagens, Abstrações e Interpretações. |
| | 28/11 (Qui) | 14 | Introdução (noções gerais) aos Átomos de muitos elétrons, spin (quarto número quântico atômico) e tabela periódica. O fim de um começo. |
| 11 | 03/12 (Ter) | P2 | Segunda Avaliação da Disciplina |
| | --- | --- | ----- |
| 12 | 10/12 (Ter) | Psub\REC | Avaliação Substitutiva ou Avaliação de Recuperação |
| | | | |
| 13 | | | |
| | 14 a 21/9 | | Lançamento de conceitos e faltas |