

# APLICAÇÃO DOS ESTADOS DE POLARIZAÇÃO DE SPINS EM SPINTRÔNICA

**Antônio Carlos Amaro de Faria Junior** – Instituto de Estudos Avançados (IEAv)

**Flávio Groh** – Faculdade Anhanguera de Taubaté

**Glauco Claro da Silva** – Faculdade Anhanguera de Taubaté

**RESUMO:** Este trabalho trata da aplicação de um número quântico chamado de pseudospin na spintrônica. O pseudospin pode originar dispositivos spintrônicos, isto é, dispositivos baseados no spin do elétron que podem controlar o fluxo de corrente eletrônica e a polarização do pseudospin. Um sistema constituído de redes de grafeno intercaladas podem ser usadas para explorar as propriedades do pseudospin como alterações e controle na sua polarização e sua utilização para o desenvolvimento de dispositivos spintrônicos. Uma abordagem teórica é apresentada para mostrar qualitativamente as aplicações e a compatibilidade dos autoestados de spin  $a$  e a função de onda que descreve os estados do pseudospin.

**ABSTRACT:** This paper treats the application of a quantum number called pseudospin in spintronics. The pseudospin can lead to spintronic devices, ie devices based on electron spin that can control the flow of electron current and the polarization of the pseudospin. A system consisting of networks of intercalated graphene can be used to explore the properties of the pseudospin and control such as changes in its polarization and its use for the development of spintronic devices. A theoretical approach is presented to show qualitatively the compatibility of applications and autoestados spin  $a$  and wave function that describes the pseudospin states.

**PALAVRAS-CHAVE:**  
Spintrônica; SpinEs; Pseudospin;  
Mecânica Quântica.

**KEYWORDS:**  
Spintronics, Spin, Pseudospin,  
Quantum Mechanics.

*Artigo Original*

Recebido em: 29/02/2012

Avaliado em: 28/05/2013

Publicado em: 17/06/2014

*Publicação*

Anhanguera Educacional Ltda.

*Coordenação*

Instituto de Pesquisas Aplicadas e

Desenvolvimento Educacional - IPADE

*Correspondência*

Sistema Anhanguera de

Revistas Eletrônicas - SARE

rc.ipade@anhanguera.com

## 1. INTRODUÇÃO

A eletrônica do futuro provavelmente fará uso da Mecânica Quântica. O spin do elétron por exemplo, que só pode ser explicado levando em conta uma descrição quântica de suas propriedades, tem se mostrado com potencial aplicabilidade em novos dispositivos eletrônicos em escala nanométrica ( $10^{-9}\text{m}$ ). Tais dispositivos incluem novos transistores que funcionam com base em um número quântico conhecido como pseudospin (NOVOSELOV *et al.*, 2004) (NOVOSOLOV *et al.*, 2005).

No ano de 2009 foi descrito pela primeira vez a utilização do pseudospin em redes de grafeno (redes bidimensionais de átomos de carbono) que poderiam funcionar como válvulas de controle de fluxo de corrente de elétrons (SAN-JOSE *et al.*, 2009). Essas válvulas são caracterizadas por duas folhas bidimensionais de grafeno com um conjunto de portas que produzem uma variação espacial na separação entre as folhas produzindo assim uma assimetria na direção do fluxo de corrente. As portas são capazes de controlar o nível de Fermi (número de estados eletrônicos ocupados) e a assimetria da intercamada, alterando a componente do pseudospin. Quando a polaridade dos pares de portas é a mesma o dispositivo possui uma configuração paralela e oferece uma pequena resistência ao fluxo de elétrons com uma determinada energia. A configuração antiparalela é obtida quando as portas mudam sua polaridade produzindo assim uma mudança na polarização do pseudospin.

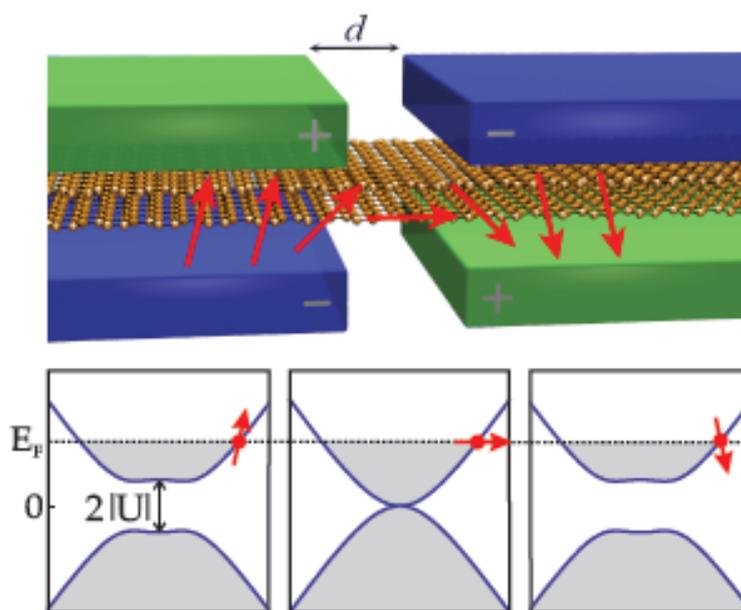


Figura 1 – Válvula de pseudospin em uma camada dupla de grafeno com uma configuração antiparalela.

No trabalho de Novosolev é mostrado que a válvula de pseudospin pode ser estendida a vários intervalos de energia através de conexões entre regiões de diferentes polaridades dando origem a um transistor que opera alternando a polaridade de uma porta central de comprimento  $l$ .

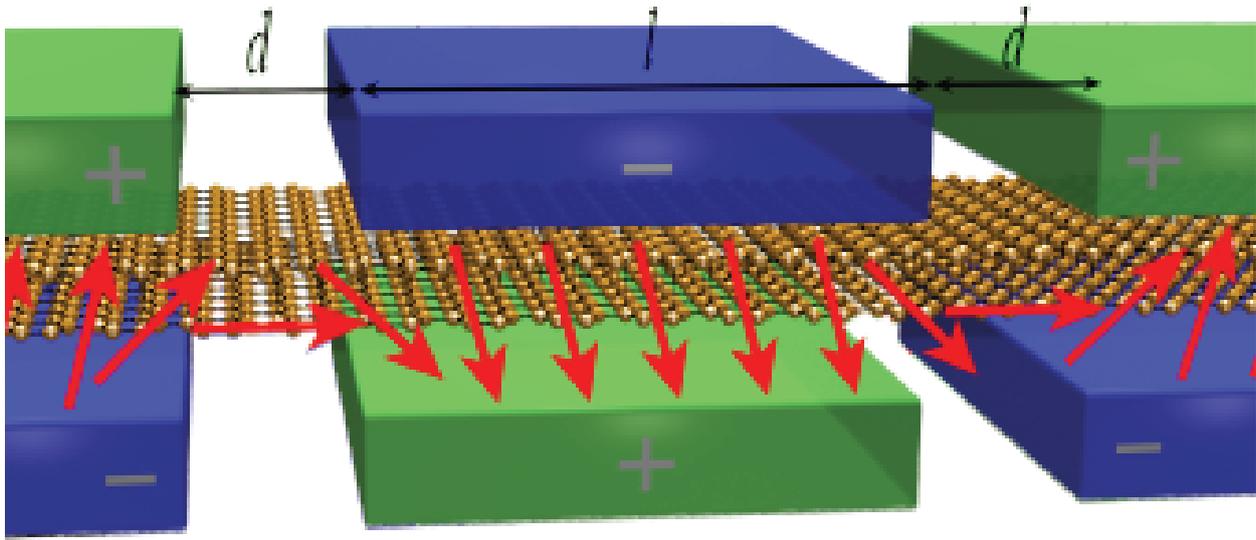


Figura 2 – A porta central de comprimento  $l$  controla a polarização do pseudospin.

Na figura (2) pode-se observar a mudança na polaridade do spin graças ao gap de energia entre as camadas intercalas, em três sessões separadas pela distância  $d$ , como mostrado na figura.

O objetivo central do trabalho é mostrar que tais estados de polarização podem ser, ao menos qualitativamente, previstos na abordagem da mecânica quântica que prevê os estados de polarização independentes do spin.

Estes estados de polarização também podem ser chamados ou analisados como graus de liberdade possíveis, considerando a energia do sistema. O sistema no nosso caso se refere às camadas ou redes de grafeno com uma determinada energia disponível. A variação nesta energia, que é representada pela energia potencial entre as duas camadas controlará a polarização de spin (GIJS et al., 1997) (LOSS et al., 1998).

## 2. DESCRIÇÃO TEÓRICA

Quanticamente pode-se modelar a assimetria na camada entre as folhas de grafeno a partir da Hamiltoniana do sistema (energia do sistema) que descreve aproximadamente o comportamento eletrônico nas bandas de baixa energia (estados de energia acessíveis do sistema que podem estar ocupados ou desocupados) das duas camadas (SAN-JOSE, 2009).

$$H_2 \approx -\frac{1}{2m} \begin{pmatrix} 0 & (\xi p_x - i p_y)^2 \\ (\xi p_x + i p_y)^2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} U & 0 \\ 0 & -U \end{pmatrix} \quad (1)$$

A equação (1) é chamada de Hamiltoniana efetiva e opera no espaço das funções de onda  $\psi$  que descreve a amplitude eletrônica da função de onda nas camadas. O pseudospin pode ser descrito pela função

$$\psi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{1 + \frac{U}{E}} e^{-i \xi \phi} \\ \pm \sqrt{1 - \frac{U}{E}} e^{i \xi \phi} \end{pmatrix} \quad (2)$$

onde  $\phi$  é o ângulo do momento no plano  $\vec{p} = (p \cos \phi, p \sin \phi)$ , e  $E_{\pm} \approx \pm \left[ U^2 + \left( \frac{p^2}{2m} \right)^2 \right]^{1/2}$  é o espectro eletrônico com  $m$  sendo a massa do elétron.

A equação (2) representa a função de onda do pseudospin dependente dos estados de energia acessíveis ao sistema constituído pelas duas camadas de grafeno.

A seqüência do trabalho é avaliar qualitativamente a previsão teórica dos estados de spin, cujo caso particular, pode dar origem às funções de onda da forma apresentada pela equação (2).

### 3. PRIMEIROS PASSOS

Pode-se representar os autovalores do momento angular da seguinte maneira

$$\begin{aligned} L^2 Y_{lm} &= \hbar^2 l(l+1) Y_{lm} \\ L_z Y_{lm} &= \hbar m Y_{lm}, \end{aligned} \quad (3)$$

onde  $l$  e  $m$  são os autovalores do orbital e sua projeção no eixo  $z$  respectivamente e  $\hbar$  é a constante de Planck. A função  $Y_m$  é dependente da posição e é conhecida como esféricos harmônicos. Essas funções podem ser definidas como estados que diagonalizam os operadores  $L^2$  e  $L_z$ . Ao se manter  $l$  fixo o que corresponde a estados em que somente o valor de  $m$  varia, pode-se a segunda equação (3) da seguinte forma

$$\langle l, m' | L_z | l, m \rangle = \hbar m \delta_{m', m} \quad (4)$$

#### 3.1. Operadores de Spin

Os operadores de spin são  $S_x, S_y, S_z$ , definidos por meio de suas relações de comutação

$$[S_x, S_y] = i \hbar S_z \quad (5)$$

Esses operadores de spin podem ser representados por matrizes  $2 \times 2$  e a equação (4) fornece

$$S_z = \hbar \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{pmatrix} \quad (6)$$

Essa representação pode ser escrita ainda na forma

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \hbar \vec{\sigma} \quad (7)$$

onde

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (8)$$

são as matrizes de Pauli, que satisfazem as relações de comutação

$$[\sigma_x, \sigma_y] = 2i\sigma_z \quad (9)$$

As matrizes de Pauli são representações convenientes para as representações de spins  $\frac{1}{2}$ .

Os auto-estados de  $S_z$  serão representados por um vetor coluna de duas componentes denominado de espinor. Estes auto-espinores podem ser obtidos pela equação

$$S_z \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \pm \frac{1}{2} \hbar \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}, \quad (10)$$

ou seja

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \pm \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}, \quad (11)$$

ou ainda

$$\begin{pmatrix} u \\ -v \end{pmatrix} = \pm \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Pode-se escrever

$$\chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (13)$$

Para os auto-estados correspondendo a spin para cima  $S_z = +(1/2)\hbar$  e a spin para baixo  $S_z = -(1/2)\hbar$ , respectivamente.

Um espinor arbitrário pode ser representado ainda como

$$\begin{pmatrix} \alpha_+ \\ \alpha_- \end{pmatrix} = \alpha_+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \alpha_- \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

De forma que o quadrado de suas componentes esteja relacionado com a probabilidade de uma medida de  $S_z$  no estado  $\begin{pmatrix} \alpha_+ \\ \alpha_- \end{pmatrix}$  igual a  $+(1/2)\hbar$  e a  $-(1/2)\hbar$ , respectivamente.

### 3.2. Direção arbitrária do Spin

A representação para  $S_z$  na equação (9) é diagonal. No entanto pode-se obter os auto-estados

do operador  $S_x \cos \phi + S_y \sin \phi$  a partir da relação

$$(S_x \cos \phi + S_y \sin \phi) \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \hbar \lambda \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \quad (15)$$

ou seja

$$\begin{pmatrix} 0 & \cos \phi - i \sin \phi \\ \cos \phi + i \sin \phi & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \quad (16)$$

O que implica em

$$\begin{aligned} v e^{-i\phi} &= \lambda u \\ u e^{i\phi} &= \lambda v, \end{aligned} \quad (17)$$

assim os autovetores correspondendo a  $\lambda = +1$  e  $\lambda = -1$  são

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\phi/2} \\ e^{i\phi/2} \end{pmatrix} \text{ e } \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\phi/2} \\ -e^{i\phi/2} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Pode-se observar que os autoestados dados pela equação (18) se assemelham muito à equação (2) que representa a função de onda do spin ou os estados de spin possíveis para uma configuração de energia correspondente ao sistema proposto referente às camadas de grafeno. Qualitativamente a equação (18) mostra que os estados de polarização de spin podem, em princípio, ter forma apresentada pela equação (2).

#### 4. O VALOR ESPERADO DO SPIN

Para um estado arbitrário  $\alpha$  o valor esperado do spin  $\vec{S}$  é dado relação

$$\langle \alpha | S | \alpha \rangle = \sum_i \sum_j \langle \alpha | i \rangle \langle i | S | j \rangle \langle j | \alpha \rangle \quad (19)$$

ou de forma equivalente

$$(\alpha_+^*, \alpha_-^*) S \begin{pmatrix} \alpha_+ \\ \alpha_- \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Assim pode-se escrever

$$\begin{aligned} \langle S_x \rangle &= (\alpha_+^*, \alpha_-^*) \frac{1}{2} \hbar \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_+ \\ \alpha_- \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \hbar (\alpha_+^*, \alpha_-^*) \begin{pmatrix} \alpha_- \\ \alpha_+ \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \hbar (\alpha_+^* \alpha_- + \alpha_-^* \alpha_+) \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \langle S_y \rangle &= \frac{1}{2} \hbar (\alpha_+^*, \alpha_-^*) \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_+ \\ \alpha_- \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \hbar (\alpha_+^*, \alpha_-^*) \begin{pmatrix} -i\alpha_- \\ i\alpha_+ \end{pmatrix} = \frac{-i\hbar}{2} (\alpha_+^* \alpha_- - \alpha_-^* \alpha_+) \end{aligned} \quad (22)$$

e

$$\langle S_z \rangle = \frac{1}{2} \hbar (\alpha_+^*, \alpha_-^*) \begin{pmatrix} \alpha_+ \\ -\alpha_- \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \hbar (|\alpha_+|^2 - |\alpha_-|^2) \quad (23)$$

## 5. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Este trabalho procurou demonstrar uma aplicação da Mecânica Quântica na Spintrônica, ramo da Física e da Eletrônica, considerado por muitos pesquisadores como sendo o futuro da eletrônica. Tal aplicação consiste na utilização de um número quântico denominado pseudospin e cuja polarização pode ser controlada por um sistema constituído de redes de grafeno que geram um potencial de energia que pode ser alterado pelas dimensões das camadas de grafeno como por exemplo a distância entre as seções da rede. O dispositivo está representado nas Figuras (1) e (2). Essa aplicação pode dar origem à novos transistores em escala nanométrica para o controle do fluxo de corrente de elétrons e válvulas que controlem a polarização do pseudospin.

Neste artigo procurou-se fornecer uma abordagem teórica para o tratamento do pseudospin a partir dos conceitos básicos da Mecânica Quântica. Os autoestados de spin obtidos podem ser aplicados à um caso mais geral em que uma energia potencial do sistema esteja envolvida, como é o caso da energia potencial entre as bi-camadas de grafeno.

Qualitativamente foi mostrado neste trabalho que a forma das funções de onda que descrevem o pseudospin são equivalentes e compatíveis com os autoestados de spin obtidos pelo procedimento da Mecânica Quântica usual ao tratar o Spin do elétron.

## REFERÊNCIAS

- NOVOSOLEV, K.S. e cols. *Science*, n. 306, p. 666, 2004.  
 NOVOSOLEV, K.S. e cols. *Science*, n. 438, p. 197, 2005.  
 SAN-JOSE, P. e cols. *Physical Review Letters*, n. , p. , 2009.  
 GIJS, M. A. M. e BAUER, G. E. W., revista *Adv. Phys.*, n. 46 p. 285, 1997.  
 LOSS, D. e DiVINCENZO, D. P., revista *Phys. Rev. A*, n. 57 p. 120 1998.