

# A Física de Materiais Unidimensionais

Nuno Miguel M. R. Peres

Departamento de Física, Universidade de Évora, Rua Romão Ramalho, 59, P-7000-671, Évora e Centro de Física da Universidade do Minho, Campus Gualtar, P-4700-320, Braga

correio electrónico: [peres@uevora.pt](mailto:peres@uevora.pt)  
página pessoal: <http://evunix.uevora.pt/~peres/>

**Sumário:** Neste trabalho discutem-se conceitos físicos necessários à compreensão de certos tipos de materiais quasi-unidimensionais. São dados alguns exemplos desses tipos de materiais e são revistos alguns resultados experimentais e teóricos relevantes nesta área de investigação. São discutidos os conceitos de isolador de Mott-Hubbard, de spinão e de holão.

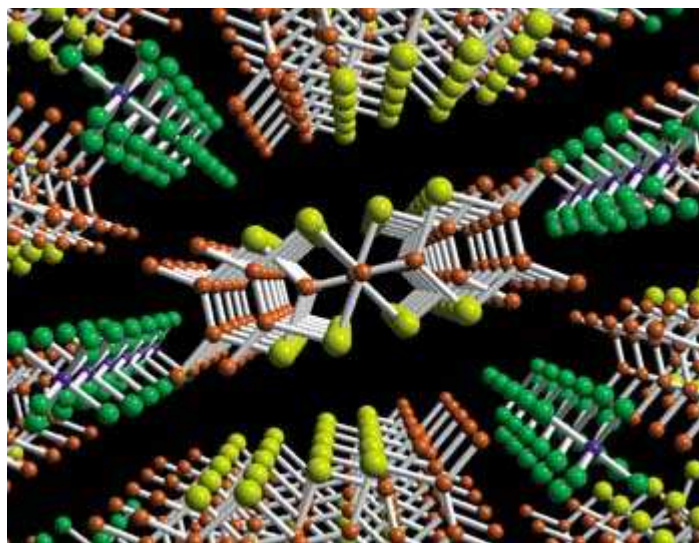
**Palavras chave:** Materiais quasi-unidimensionais, sistemas electrónicos fortemente correlacionados, soluções exactas, modelo de Hubbard.

## MATERIAIS UNIDIMENSIONAIS

Quando olhamos para uma amostra de um dado material ela é, claramente, tridimensional. Mesmo os filmes finos possuem uma certa espessura. É, pois, natural que fiquemos perplexos ao sermos confrontados com o título de um trabalho que refere a existência de materiais unidimensionais.

Geometricamente uma linha recta é um objecto unidimensional: possui um certo comprimento, mas não possui dimensões transversais. Que queremos então dizer quando falamos de materiais unidimensionais? Como na natureza não existem linhas rectas, a nossa noção de unidimensionalidade deverá ser adaptada quando nos referirmos a materiais unidimensionais. Consideremos um monocristal de um dado material. No cristal os átomos, ou os iões, estão arrançados de acordo com uma dada estrutura periódica que se repete espacialmente. Imaginemos que esse material é um metal e que se mede a resistência eléctrica ao longo de três direcções perpendiculares entre si. Se o material fosse o cobre não observaríamos qualquer alteração entre os três valores medidos. Pelo contrário, se o material fosse o condutor orgânico  $(\text{TMTTF})_2\text{ClO}_4$  então os três resultados seriam muito diferentes, obtendo-se uma resistividade muito menor (por várias ordens de grandeza) ao longo de uma das direcções do que ao longo das duas restantes. Dizemos, por isso, que o  $(\text{TMTTF})_2\text{ClO}_4$  é um material quasi-unidimensional devido à forte anisotropia das sua

propriedades eléctricas. A estrutura típica de um material orgânico quasi-unidimensional, designado por sal de Bechgaard, está ilustrada na figura 1. Na figura 1 nota-se que as moléculas são planares e que estão justapostas com os planos moleculares paralelos entre si. É essa justaposição molecular que, repetida muitas vezes, forma a cadeia unidimensional. A interacção entre cadeias paralelas é desprezável e, por isso, uma amostra de um cristal de um material quasi-unidimensional comporta-se como um arranjo tridimensional de fios unidimensionais paralelos. Neste tipo de materiais, a condutividade eléctrica ocorre ao longo da cadeia, isto é, perpendicularmente ao plano molecular. Nas direcções perpendiculares à cadeia a condutividade eléctrica é várias ordens de grandeza inferior ( $\sim 10^{-2}$ -- $10^{-3}$ ) à condutividade ao longo desta.



**Figura 1:** Vista ao longo das cadeias de um sal de Bechgaard.

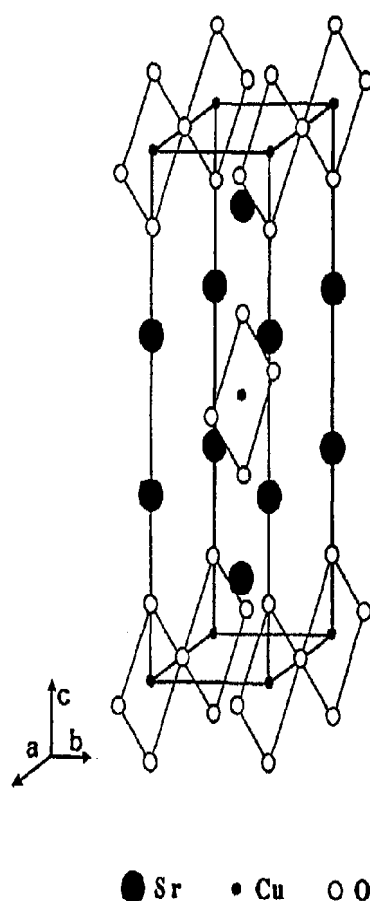
Existem muitos tipos diferentes de materiais quasi-unidimensionais. Desde logo podemos agrupá-los em duas classes: a dos materiais inorgânicos e a dos materiais orgânicos. Uma descrição mais detalhada das suas fórmulas químicas, estruturas e propriedades físicas pode ser encontrada na referência [1] e nas referências aí citadas. Os materiais quasi-unidimensionais apresentam diversos tipos de fases. Podem ser metais, isoladores antiferromagnéticos, ondas de densidade de carga (ordenação modulada da densidade electrónica) e supercondutores (podem mesmo apresentar outras fases mais exóticas e menos conhecidas). A família dos compostos orgânicos da forma  $(TM)_2X$ , onde TM representa as moléculas orgânicas<sup>1</sup> TMTTF ou TMTSF e X representa um anião inorgânico (por exemplo:  $PF_6^-$  ou  $ClO_4^-$ ) apresenta, sob o efeito da pressão, todas as fases atrás indicadas [2]. Do lado dos sistemas inorgânicos, o cuprato de estrôncio  $Sr_2CuO_3$  tem sido intensivamente estudado, por ser uma das realizações experimentais mais perfeita de sistemas

---

unidimensionais [3]. A estrutura do material  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  está representada na figura 2. O  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  é um isolador<sup>2</sup> antiferromagnético no qual a energia de interacção  $J$  entre os spins localizados é de cerca de  $J=(2000\pm 200)$  K longo da cadeia unidimensional e é cerca de 10000 vezes menor que nas direcções perpendiculares (ver adiante explicações mais detalhdas sobre a origem microscópica de  $J$ ), e daí o seu carácter quasi-unidimensional.

## ISOLADORES DE MOTT-HUBBARD, SPINÕES e HOLÕES

Os materiais quasi-unidimensionais são um manancial inesgotável de surpresas e maravilhas de física da matéria condensada quer para o experimentalista quer para o teórico. A este último cabe compreender os mecanismos microscópicos responsáveis pelas diversas fases destes materiais.



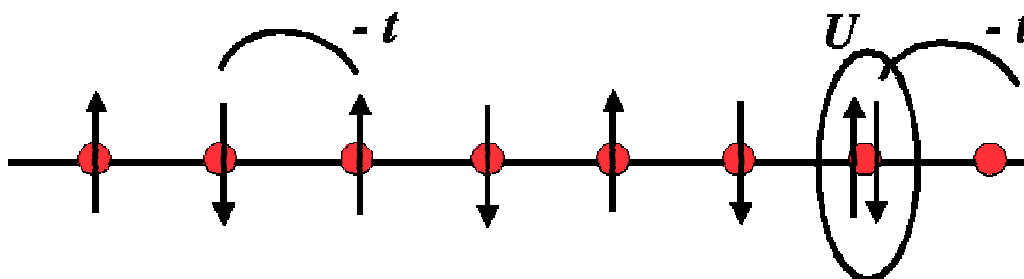
Seria demasiado ambicioso tentar explicar em detalhe todos os aspectos subjacentes às propriedades físicas dos materiais quasi-unidimensionais, quer por falta de tempo, quer porque muitas dessas propriedades são presentemente tema de investigação de vários grupos internacionais. Nós vamos concentrar-nos, essencialmente, nas propriedades dos isoladores quasi-unidimensionais designados por isoladores de Mott-Hubbard.

**Figura 2:** Estrutura cristalina do  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$ . As cadeias unidimensionais são ao longo do eixo cristalográfico **a**. Os pontos negros pequenos representam o cobre e os grandes o estrôncio; os pontos brancos representam o oxigénio. O acoplamento entre os átomos de cobre ao longo da cadeia é mediado pelos átomos de oxigénio.

<sup>2</sup> No caso dos isoladores não faz sentido falar na resistividade eléctrica, sendo necessário outra quantidade física para caracterizar a unidimensionalidade do sistema. Para o caso do  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  essa quantidade é a energia de interacção entre spins localizados nos átomos de cobre.

Quando olhamos para os estados de oxidação dos vários elementos no  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  vemos que o cobre se encontra num estado de oxidação +2 e, portanto, a sua configuração electrónica é  $\text{Cu}^{2+}=[\text{Ar}]3d^9$ , tendo cada átomo de cobre um electrão em falta para completar a orbital 3d e ficando, por isso, um electrão desemparelhado. Podemos pensar no electrão desemparelhado como sendo o único electrão relevante, ou podemos pensar no electrão em falta na orbital 3d como sendo uma partícula com identidade própria: um vazio (por vezes chamado lacuna ou buraco). Podemos, então, dizer que no  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  há um electrão (ou um vazio) por cada átomo de cobre, ou como gostam os teóricos de dizer, há um electrão por cada sítio da rede. Assim, e do ponto de vista pictórico, o  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  pode ser representado por uma rede de pontos cada um com um electrão, como se ilustra na figura 3. Como o número de electrões é igual ao número de pontos da rede, então nada impedirá, à partida, o transporte de carga eléctrica ao longo da cadeia unidimensional e, portanto, o  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  deveria ser um condutor e não um isolador. Dito de outro modo, os electrões poderiam saltar com (amplitude de) probabilidade  $-t$ , como se mostra na figura 3, de átomo em átomo, conduzindo ao movimento de carga eléctrica. Se nos materiais os electrões apenas possuíssem energia cinética (proporcional a  $-t$ ) então não existiria todo o conjunto de fases de que atrás falámos. Para além de energia cinética os electrões nos materiais também sentem a presença uns dos outros através da energia electrostática repulsiva de Coulomb. Como sabemos, a energia electrostática entre duas cargas depende do inverso da distância entre elas, pelo que, num dado material, nós esperamos que esta energia tenha o seu valor mais elevado quando dois electrões se encontram numa orbital de um mesmo átomo. Essa energia é representada por  $U$ , e o processo que a traduz está esquematizado na figura 3. Deste modo as propriedades electrónicas são determinadas por uma competição entre dois processos energéticos: a energia cinética por um lado e a energia de Coulomb por outro. O modelo que atrás se introduziu é designado por modelo de Hubbard [4,5,6] e é considerado como o modelo mais simples para descrever sistemas electrónicos correlacionados (isto é, com interacções coulombianas). De acordo com Lieb [7]:

"The Hubbard model is to the problem of electron correlations as the Ising model is to the problem of spin-spin interactions; it is the simplest possible model displaying many "real world" features."



**Figura 3:** Ilustração do modelo de Hubbard: electrões, representados pelo seu spin,

numa rede unidimensional de átomos, representados pelos círculos vermelhos. As letras  $-t$  e  $U$  referem-se à "energia cinética" dos electrões quando saltam de átomo em átomo e à interacção de Coulomb de dois electrões no mesmo átomo, respectivamente.

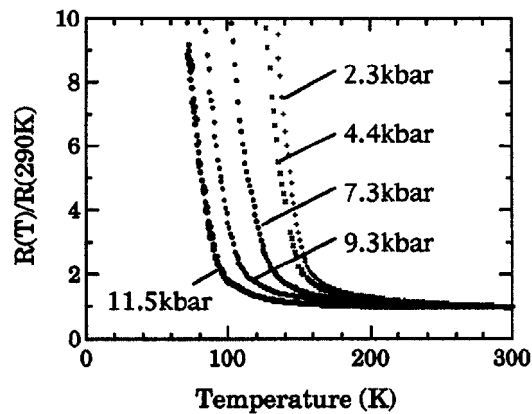
Naturalmente que o modelo de Hubbard possui uma definição matemática rigorosa, que omitimos neste trabalho. Não é preciso, no entanto, lançar mão dessa formulação para compreendermos, em termos qualitativos, alguma da física contida no modelo de Hubbard. Começamos por compreender as propriedades isolantes dos materiais quasi-unidimensionais, quando possuem um electrão por átomo. De acordo com o modelo de Hubbard se  $U$  for muito maior que  $t$  os electrões preferem ficar um em cada átomo do que movimentarem-se pagando a elevada factura da energia de Coulomb  $U$ . Ou seja a energia de Coulomb, se muito intensa, impede o movimento electrónico conduzindo a um isolante. Sublinhamos que a imagem que acabámos de descrever é aplicável apenas quando  $U \gg t$ . Quando  $U$  não é demasiado grande (o valor de  $U$  e  $t$  dependem do tipo de orbitais atómicas e, no caso particular de  $U$ , o seu valor depende também da blindagem dinâmica que os electrões fazem entre si) poderá ser preferível aos electrões pagarem a energia  $U$  mas ganhando energia cinética no seu movimento. Ou seja, poderíamos esperar um valor crítico de  $U$  abaixo do qual o sistema passaria de isolador a metal. No caso particular de uma dimensão esse valor é nulo (ao contrário de outras dimensões em que é finito) e por isso, para um sistema estritamente unidimensional, teremos um isolador sempre que um material tiver uma densidade electrónica de um electrão por sítio<sup>3</sup> (banda meio cheia). Este tipo de isolador não é um isolador de banda convencional. É antes um isolador devido às correlações coulombianas, sendo designado por isolador de Mott-Hubbard.

Do que acabámos de dizer vê-se que as excitações de carga estão "congeladas", a temperatura nula. Experimentalmente é possível observar este efeito descendo a temperatura do sistema. Na figura 4 está representada a resistência eléctrica ao longo da cadeia do material orgânico<sup>4</sup> (TTM-TTP)I<sub>3</sub> o qual corresponde a uma cadeia efectiva unidimensional de um electrão por sítio. Os valores dos parâmetros são  $t=0,26$  eV e  $U=0,57$  eV (os valores de  $t$  nas direcções perpendiculares à cadeia são menores que 0,01 eV). É claro da figura 4 que quando atingimos temperaturas baixas o valor da resistividade dispara para infinito, indicando uma transição metal-isolante.

---

3 Na natureza não existem materiais estritamente unidimensionais. No caso do Sr<sub>2</sub>CuO<sub>3</sub> vimos que o valor de  $J$  na direcção ao longo da cadeia era cerca de 10000 vezes menor que nas direcções transversais. Isto significa que, desde que a temperatura não seja demasiado baixa, o efeito das interacções transversais não será observado. Contudo, sempre que a temperatura  $K_B T$  se tornar comparável ao valor das interacções transversais então o sistema passará a comportar-se como sendo de dimensão mais elevada.

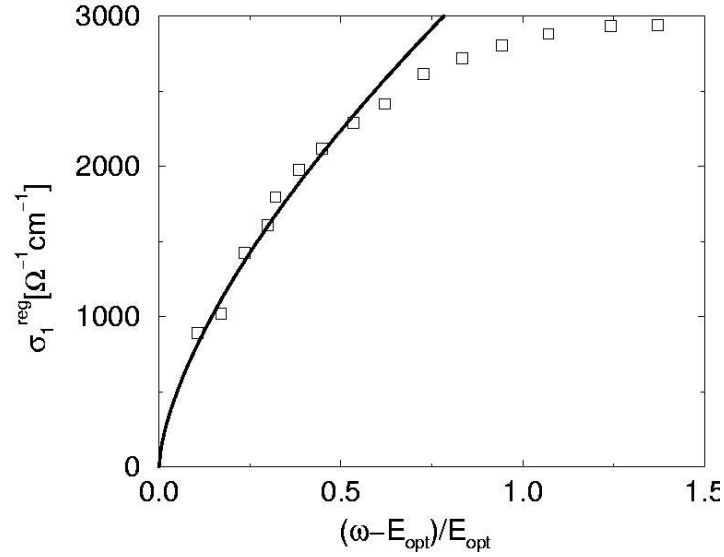
4 TTM-TTP corresponde a 2,5-bis(4,5-bis(metiltilio)-1,3-ditiol-2-elideno)-1,3,4,6-tetratiopentaleno.



**Figura 4:** Representação da resistência eléctrica do  $(TTM-TTP)I_3$  em função da temperatura e para vários valores de pressão aplicada [8].

Note-se, também, que com o aumento da pressão o sistema passa de metal a isolador a temperaturas mais baixas. Isto é compatível com a existência de um valor do parâmetro  $U/t$  menor, pois  $t$  aumenta com o aumento da pressão, conduzindo a um menor hiato de energia e portanto a uma menor temperatura de transição metal-isolante.

Outra manifestação experimental da existência de um isolador de Mott-Hubbard é a forma da condutividade óptica. Na condutividade óptica faz-se incidir luz de uma dada frequência no material. Se ele for um metal então absorve luz de frequências muito baixas, indicando a presença de excitações de carga de muito baixa energia (os metais não conduzem no estado fundamental). Por outro lado, se ele for um isolador então existe uma gama de frequências perto de zero para a qual o material não absorve luz --diz-se que o material possui um hiato de energia de Mott-Hubbard, e que, para valores de  $U \gg t$ , é da ordem de  $U-4t$ . Na figura 5 mostra-se o resultado de um cálculo teórico e dos pontos experimentais para valores de frequência acima do hiato de energia [9,10]. A curva teórica afasta-se dos pontos experimentais porque a validade do cálculo teórico está restrita a pequenas energias acima do hiato de energia. O cálculo teórico para todos os valores de frequência é ainda um tópico de investigação em aberto.



**Figura 5:** Condutividade óptica do  $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ , para  $T=10$  K (quadrados) e curva teórica  $\sigma(\omega) \propto [(\omega - E_{opt})/E_{opt}]^{0.65}$  (linha), com  $E_{opt}=0,014$  eV.

Do que atrás se explicou fica claro que nos isoladores de Mott-Hubbard não há excitações de carga de baixa energia (de outro modo teríamos um condutor). Contudo, nada impede que possam ocorrer excitações de spin. Dito de outro modo, o estado de spin de cada electrão pode ser modificado sem que isso acarrete transporte de carga eléctrica. Por exemplo, podemos pensar em excitações de spin associadas a modificações quer do spin total do estado fundamental (zero, para campo magnético nulo) quer da configuração dos spins relativamente à configuração do estado fundamental. A energia das excitações de spin pode ser bastante baixa, pois não envolve a transferência real<sup>5</sup> de um electrão de um sítio da rede para o outro. Na verdade, e em função da análise da figura 3, que traduz, de forma elementar, o modelo de Hubbard, esperamos que se  $U$  for infinito então todas as configurações de spin sejam degeneradas e de energia zero. Assim, quando  $U \gg t$  esperamos que a escala de energia das excitações de spin seja dada pelo quociente  $t^2/U \propto J$ , pois é a combinação mais simples dos dois parâmetros energéticos originais que tem dimensões de energia e se anula quando  $U$  se torna muito grande [11].

Nos isoladores antiferromagnéticos usuais (isto é, em duas e três dimensões)

5 No tratamento quântico deste problema, pode mostrar-se que a interacção entre os spins dos electrões localizados nos sítios da rede resulta de *visitas* virtuais de electrões aos sítios adjacentes, dando lugar ao aparecimento de estados virtuais duplamente ocupados. Estes processos virtuais baixam a energia do sistema. Se  $U$  for infinito também estes processos virtuais estão bloqueados e os electrões dos vários sítios da rede não se *visitam* de todo. Além disso, e devido ao princípio de Pauli, vê-se que os electrões ao visitarem os sítios adjacentes devem fazê-lo com spin oposto ao do electrão do sítio que visitam. Isto implica que os electrões devem ordenar antiferromagneticamente, ou, pelo menos, interagir entre si antiferromagnéticamente. A última ressalva advém do facto de, em uma dimensão, o estado fundamental do modelo de Hubbard, com banda meio cheio, não possuir ordem de longo alcance antiferromagnética, ou seja, o estado fundamental não é o estado de Néel.

as excitações de spin são bem representadas por processos envolvendo apenas um tipo de novas partículas - magnões - correspondendo ao que resta do electrão. A energia dessas partículas (ou excitações) depende do momento  $q$  e é dada por

$$\text{energia de um magnão} = J \sqrt{1 - \cos^2 q}$$

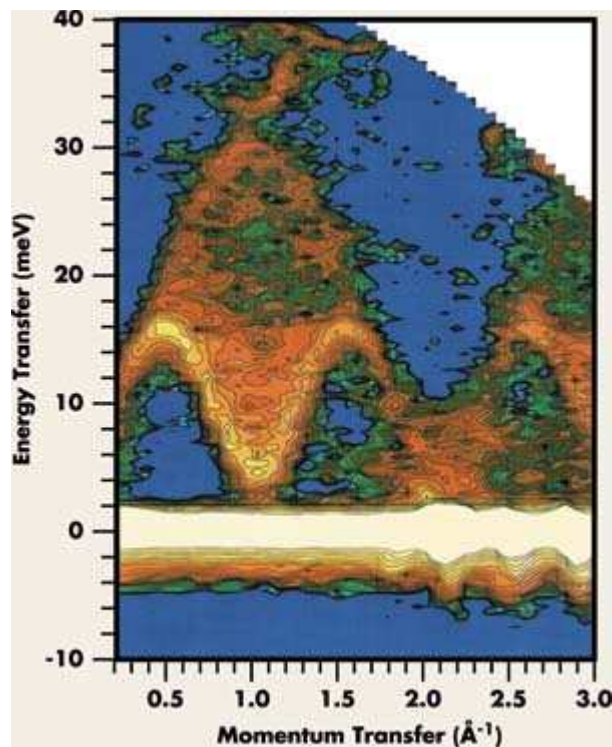
onde  $J=4t^2/U$  é a energia de interacção magnética entre os spins dos electrões fixados na rede atómica. A energia dos magnões pode ser medida experimentalmente usando uma técnica designada por dispersão inelástica de neutrões (inelástica porque parte da energia dos neutrões é cedida aos magnões). Se a equação anterior estivesse certa então deveríamos obter uma linha muito intensa sempre que a energia e o momento transferidos pelos neutrões satisfizessem a equação anterior. Ora o resultado experimental é muito diferente: existe um contínuo de excitações e não apenas uma linha, como se vê na figura 6 para o  $\text{CuGeO}_3$ , um material inorgânico quasi-unidimensional. As envolventes do espectro de excitações são dadas por

$$\text{energia da envolvente inferior} = \frac{J}{2} \pi \sqrt{1 - \cos^2 q}$$

e

$$\text{energia da envolvente superior} = J \pi \sin \frac{q}{2}$$

com o momento  $q$  a variar de 0 a  $2\pi$ . A existência de um espectro contínuo é uma consequência de uma dependência da energia de excitação biparamétrica no momento. Ou seja, nos sistemas unidimensionais com banda meio cheia as excitações de spin envolvem sempre duas partículas e não uma, como nos antiferromagnetes convencionais. A esse tipo de partículas chama-se **spinões**. Os spinões são, pois, as partículas que, numa cadeia unidimensional com banda meio cheia, traduzem as excitações de spin do sistema surgindo, como já dissemos, pelo menos em número de dois.



**Figura 6:** Dispersão de inelástica de neutrões para o  $\text{CuGeO}_3$ . Energia em função do momento [12].

Quando não estamos numa situação de banda meio cheia, então o transporte de carga não está bloqueado pela interação de Coulomb, pois existem sítios da rede que não estão ocupados por electrões. Neste caso o sistema comporta-se como um condutor. Contudo, e tal como no caso isolante, também aqui o comportamento não é o de um metal convencional. O sistema condutor resultante designa-se por líquido de Luttinger e é caracterizado pela fraccionalização do electrão em duas partículas independentes [13]. Por um lado os **spinões**, que já encontrámos atrás e por outro os **holões**, ou seja, e em termos simples, o que resta do electrão: a sua carga. Cada uma destas excitações se propaga com velocidade diferente, falando-se, por isso, em separação de carga e spin. A *fraccionalização do electrão* tem ampla confirmação experimental [14], mas a sua discussão detalhada está para além deste trabalho [15]. No caso do material  $\text{SrCuO}_2$ , no qual o cobre possui a mesma ocupação electrónica da camada 3d que o cobre no  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$ , a separação de carga e spin foi estudada experimentalmente por uma técnica conhecida por espectroscopia de fotoemissão com resolução angular (ARPES). Esta técnica consiste em remover um electrão por envio de um fóton, cujo momento e energia são bem conhecidos. A remoção do electrão deixa um vazio no sistema. Esse vazio propaga-se no sistema e a sua relação de dispersão pode ser medida. Os resultados experimentais [14] mostram que a relação de dispersão do holão (a carga do vazio) concorda com os resultados teóricos [15].

Em síntese, dentro de um sistema electrónico quasi-unidimensional as partículas que caracterizam as excitações do sistema não são os electrões convencionais (ou as quasi-partículas de Landau: electrões renormalizados por efeitos da rede e das interacções) mas sim duas novas partículas independentes, os

spinões e os holões, cujas relações de dispersão podem ser medidas experimentalmente. Assim, quando um electrão é adicionado ao sistema, por exemplo numa experiência de espectroscopia inversa de fotoemissão com resolução angular (IARPES) ele vai decair num (anti-)holão e num spinão. Ao contrário quando um electrão é removido do sistema um (anti-)holão e um spinão combinam-se para dar origem ao electrão físico. A nossa mensagem final é que dentro de um sistema electrónico unidimensional correlacionado não faz sentido falar de electrões. Aí eles perdem toda a sua identidade como partícula única e indivisível.

## AGRADECIMENTOS

O autor deseja expressar o seu agradecimento, pelas inúmeras discussões mantidas sobre este tema, aos Doutores José Manuel Pereira Carmelo, Miguel António da Nova Araújo e Pedro Domingos Sacramento.

## BIBLIOGRAFIA

[1] Nuno M. R. Peres, *Materiais Quasi-unidimensionais e a cadeia de Hubbard: uma revisão qualitativa*, *Gazeta de Física* **22**, 10 (1999). Neste trabalho não nos referimos aos nanotubos, um outro tipo de material orgânico quasi-unidimensional. Os interessados podem consultar o trabalho de Jorge M. Pacheco, *Os novos materiais de hoje no dia a dia de amanhã*, in 1º Colóquio de Física do Instituto Politécnico de Tomar: A Física no Ensino na Arte e na Engenharia, ed. A. Pires da Silva, F. Sampaio dos Aidos, M. Ribau Teixeira, R. Quadros Fernandes e E. Pina de Almeida, (Intituto Politécnico de Tomar, Tomar, 1998), pp. 143-147.

[2] C. Bourbonnais e D. Jérôme, *The normal- phase of quasi-one-dimensional organic superconductors*, in "Advances in Synthetic Metals, Twenty years of Progress in Science and Technology", edited by P. Bernier, S. Lefrant, and G. Bidan (Elsevier, New York, 1999), pp. 206-301. (cond-mat/9903101.)

[3] N. Motoyama, H. Eisaki e S. Uchida, *Magnetic susceptibility of ideal spin  $\frac{1}{2}$  Heisenberg antiferromagnetic chain systems,  $Sr_2CuO_3$  and  $SrCuO_2$* , *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3212 (1996).

[4] J. Hubbard, *Electron Correlations in Narrow Energy Bands*, *Proc. R. Soc. London A* **276**, 238 (1963).

[5] M. C. Gutzwiller, *Effect of Correlations on the Ferromagnetism of Transition Metals*, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 159 (1963).

[6] J. Kanamori, *Electron Correlations and Ferromagnetism of Transitions Metals*, *Prog. Theor. Phys.* **30**, 273 (1963).

- [7] E. Lieb in *The Hubbard Model: its Physics and Mathematical Physics*, ed. D. Baeriswyl, D. K. Campbell, J. M. P. Carmelo, F. Guinea, and E. Louis, (Plenum, New York, 1995).
- [8] T. Mori, T. Kawamoto, J. Yamaura, T. Enoki, Y. Misaki, T. Yamabe, H. Mori, S. Tanaka, *Metal-insulator transition in the organic metal (TTM-TTP)I<sub>3</sub> with a one-dimensional half-filled band*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1702 (1997).
- [9] J. M. P. Carmelo, N. M. R. Peres and P. D. Sacramento, *Finite-frequency optical absorption in 1D conductors and Mott-Hubbard insulators*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4673 (2000).
- [10] V. Vescoli, L. Degiorgi, W. Henderson, G. Grüner, K. P. Starkey, and L. K. Montgomery, *Dimensionality-driven insulator-to-metal transition in the Bechgaard salts*, Science **281**, 1181 (1998); W. Henderson, V. Vescoli, P. Tran, L. Degiorgi, and G. Grüner, *Anisotropic electrodynamics of low dimensional metals: optical studies of (TMTSF)<sub>2</sub>ClO<sub>4</sub>*, Eur. Phys. J. B **11**, 365 (1999).
- [11] A demonstraç o formal do resultado indicado pode ser consultada no livro de Eduardo Fradkin, *Field Theories of Condensed Matter System*, (Addison-Wesley, 1991), p. 12.
- [12] John Finney e Uschi Steigenberger, *Neutrons for the future*, Physics World **10**, N  12, 27 (1997).
- [13] Para uma descri o qualitativa ver o artigo de Philip W. Anderson, *When the electron falls apart*, Physics Today **50**, N  10, 42 (1997).
- [14] C. Kim, A. Y. Matsuura, Z.-X. Shen, N. Motoyama, H. Eisaki, S. Uchida, T. Tohyama, and S. Maekawa, *Observation of spin-charge separation in one-dimensional SrCuO<sub>2</sub>*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4054 (1996).
- [15] J. M. P. Carmelo and N. M. R. Peres, *Complete Pseudohole and Heavy-Pseudoparticle Operator Representation for the Hubbard Chain*, Phys. Rev. B **56**, 3717 (1997).