Instituto de Física Gleb Wataghin Disciplina FI089A – Técnicas com luz sincrotron 1º semestre de 2018

Monografia

Aplicações de espectroscopia de fotoemissão resolvida em ângulo à investigação de estruturas eletrônicas 1D ou quasi-1D

Lucas Capel Godinho Aluno de mestrado

Professor: Eduardo Granado DEQ – IFGW

Unicamp

Campinas - SP

09/07/2018

# Sumário

## 1. Introdução e teoria

- 1.1. Física restrita a uma dimensão
- 1.2. ARPES (Angle Resolved PhotoEmission Spectroscopy)

### 2. Aplicações

- 2.1. *Lithium purple bronze* material com bulk quasi-1D
- 2.2. *Self-assembled nanowires* em Ge(001)
  - 2.2.1. Nanofios de Pt
  - 2.2.2. Nanofios de Au
- 2.3. Nanofios de espessura atômica
  - 2.3.1. Fe em Au(788)
  - 2.3.2. Cu em Pt(997)
- 3. Conclusão
- 4. Referências

## 1. Introdução e teoria

O controle a nível atômico da geometria de materiais abre novos caminhos para a realização física de redes eletrônicas de baixa dimensionalidade com propriedades novas e reguláveis. A deposição de átomos a taxas muito baixas aliado a tratamentos térmicos leva, em vários sistemas, a uma auto-organização dos átomos na superfície podendo formar reprodutivelmente estruturas com periodicidade, coerência lateral, simetrias e/ou reconstruções interessantes, tanto de um ponto de vista de física fundamental como para aplicação em dispositivos eletrônicos.

Aqui vamos tratar de sistemas unidimensionais (1D) ou quase-unidimensionais (quasi-1D), em que uma das dimensões é muito maior que as outras duas. No caso de as dimensões pequenas serem da ordem de nanômetros, essas estruturas são chamadas de nanofios (nanowires, NW) ou, no limite do estado sólido em que o diâmetro médio é de um ou poucos átomos, correntes atômicas (atom chains).

#### 1.1 Física em uma dimensão

Quando um gás de elétrons é confinado a se mover em uma única dimensão as excitações de partícula única não podem existir, ou seja, não é possível tratar o sistema como uma perturbação de estados de elétrons livres. [1] coloca em hábil analogia uma intuição para isso: qualquer pessoa que já ficou em uma fila pode entender que interações em uma dimensão logo transformam um movimento individual em um movimento coletivo. A teoria de Tomonaga-Luttinger liquid (TLL), que descreve elétrons interagentes em uma dimensão, prevê vários efeitos exóticos, mas os que veremos com mais frequência aqui são dois deles: O espectro de ARPES integrado em ângulo se aproxima da energia de Fermi ( $E_F$ ) como uma lei de potência com expoente  $\alpha$ , e o TLL é um modelo *quantum critical* (QC). Sistemas QC apresentam invariância de escala, ou seja, à temperatura de 0 K e para longas distâncias e grandes tempos as funções de

correlação não têm uma escala característica, e tomam a mais simples forma funcional independente de escala: uma lei de potência.

Sistemas ideais, no entanto, não existem. Um dos efeitos que evitam a estabilidade de uma corrente atômica unidimensional perfeita, de átomos igualmente espaçados, é a chamada instabilidade de Peierls (ou distorção de Peierls, ou ainda transição de Peierls). Ela consiste na distorção de uma rede cristalina unidimensional, alterando a periodicidade e geralmente causando a abertura de gaps próximo a E<sub>F</sub>. Por ser uma distorção pequena, em princípio, lidando com variações muito pequenas de energia, geralmente é observada a baixa temperatura. Uma consequência da transição de Peierls é que o rearranjo dos núcleos dos íons causa uma flutuação periódica da densidade eletrônica. Essas flutuações são chamadas de *Charge Density Wave* (CDW), pois formam um padrão de onda estacionária.

### 1.2 ARPES

Angle Resolved PhotoElectron Spectroscopy (ARPES) sonda os estados ocupados da estrutura eletrônica da superfície de um material. É um experimento em que "entra fóton e sai elétron", onde o elétron é ejetado ao absorver a energia do fóton. Conhecendo a energia dos fótons que incidem na superfície, a energia cinética final dos elétrons, a direção em que eles são ejetados e a frequência com que cada um desses elétrons é detectado tem-se bastante informação sobre a estrutura eletrônica de um material. Extraindo a relação de dispersão a partir de um espectro de ARPES pode-se obter a massa efetiva dos elétrons em determinada banda, entre outras propriedades. Ao longo do texto serão mostradas várias informações contidas em espectros de ARPES no contexto de estruturas unidimensionais.

## 2. Aplicações

#### 2.1. Lithium purple bronze – material com bulk quasi-1D [2]{Dudy et al, 2012}

Neste artigo, Dudy et al reúnem resultados sobre *Lithium purple bronze* (LiPB), nome dado ao composto Li<sub>0.9</sub>Mo<sub>6</sub>O<sub>17</sub>. Ele é um material condutor à temperatura ambiente,



Figura 1:Estrutura do LiPB, mostrando uma célula unitária e destacando as correntes em zigzag extendidas até a próxima célula. [Fonte:Popovic et al, 2006 [3]]

apresenta uma transição metal-isolante a uma temperatura de ~30 K e se torna supercondutor abaixo de 1,9 K. Apresenta condutividade altamente anisotrópica ao longo dos eixos cristalinos principais, tem ligações em geral 3D, mas a estrutura eletrônica de suas bandas de valência se deve a duas linhas em zig-zag de Mo – O paralelas (Fig. 1).

O LiPB se tornou um bom material para o estudo da estabilidade de *TLLs* em materiais quasi-1D frente à ocorrência de

salto de elétrons entre as correntes, que se intensificam com a diminuição da temperatura e levam a um caráter mais 3D da estrutura eletrônica.

Na fig. 2, retirada por Dudy et al de [4], que mostra a dispersão do LiPB na direção  $\Gamma - K$ a 300 K, vê-se como as bandas A e B indicadas não se aproximam mais que 120 meV de  $E_F$  enquanto as bandas D e C cruzam essa energia e definem a superfície de Fermi quasi-1D.



Figura 2:Espectro de ARPES do LiPB a 300 K, identificando 4 bandas de Mo 4d, onde a banda D não aparece por efeito de elemento de matriz do ARPES, mas é facilmente vista em outros caminhos. A partir de ~120 meV as bandas C e D se tornam degeneradas e cruzam a energia de Fermi. [Fonte: Wang et al, 2009 [4]]

Neste artigo, diferente dos outros que serão apresentados neste trabalho, deseja-se examinar o volume do material, tal que é vantajoso usar energias mais distantes do mínimo da estimada curva em 'U' da seção de choque de fotoemissão. Os autores apresentam resultados originais de ARPES (fig. 3) realizados na linha de luz MERLIN na Advanced Light Source (ALS), síncrotron situado em Berkeley, na Califórnia. Nesse experimento alcançaram temperaturas de 5 K na amostra, usaram energia do fóton de hv = 30 eV e observaram espectros com resolução de 12 meV. Apesar de essa energia em geral levar a uma seção de choque de fotoemissão um tanto baixa, energias mais altas limitam a resolução, e síncrotrons costumam ter um fluxo muito alto de fótons, diminuindo esse problema. Apresentam resultados também originais feitos em laboratório, na universidade de Osaka, mas só medidas integradas em ângulo. Nessa montagem experimental foi usada hv = 8,4 eV, com resolução 5 meV. Essa energia mais baixa permitia que os fótons penetrassem mais, aumentando a sensibilidade ao bulk, mas também diminui a seção de choque de fotoemissão, de modo que as medidas no laboratório demoraram 10 vezes mais do que no sincrotron.



Figura 3: a) Intensidade de fotoemissão integrada em k do LiPB a algumas temperaturas com o ajuste da regra de potência esperada para um sistema quantum-critical. Inclui também o ajuste para a mesma medida de uma amostra de Au para referência. A medida da 6K foi realizada no sincrotron, e as outras em laboratório, com hv = 8,4 eV e resolução de 5 meV, mas precisou de tempo de aquisição longo. b) superfície de Fermi do LiPB obtida integrando o espectro de ARPES ± 6 meV em torno da E<sub>F</sub>. A segunda zona de Brillouin mostra a previsão teórica de {Popovic, 2006} para a superfície de Fermi, mostrando um splitting e leve dispersão que não se vê no experimental. [Fonte: Dudy et al, 2012 [2]]

A fig. 3 a) mostra uma assinatura do TLL, o expoente crítico  $\alpha$  na supressão da intensidade espectral próximo à E<sub>F</sub>, e compara com a medida para o Au, que cai com a distribuição de Fermi-Dirac, dando um expoente  $\alpha$  próximo de zero. O que se vê em b) na superfície de Fermi obtida por ARPES é uma característica forte de materiais 1D, a saber, que é formada por linhas muito retas, se encontrando com as da próxima zona de Brillouin (Brillouin zone, BZ). A previsão teórica de [3] na parte superior da fig. 3 b) mostra uma divisão em duas bandas levemente tortuosas, o que contrasta com o resultado experimental, a menos que as variações ao longo de k<sub>x</sub> sejam menores que 0,01 Å<sup>-1</sup>, a resolução em momento do experimento.

#### 2.2. Self-assembled nanowires em substrato de Ge(001)

A presença de um gap próximo à E<sub>F</sub> em semicondutores facilita a observação do comportamento da dispersão dos NWs nessa região, onde se observa alguns sinais da presença de TLLs. No Ge(001) foram identificados uma organização espontânea em NWs dependendo dos átomos depositados. Dois desses sistemas surgem ao se depositar Pt ou Au sobre esse substrato. Alguma dificuldade surge da simetria do substrato, o que leva a formação de NWs em duas direções perpendiculares. Isso foi evitado em alguns casos usando substratos de Ge(001) vicinais, para que a direção dos degraus entre terraços atômicos induzisse NWs paralelos a eles. Nas subseções a seguir estão dispostos alguns resultados para esses dois sistemas.

#### 2.2.1. Nanofios de Pt [5]{Yaji, 2013}



Figura 4: Imagens de STM dos nanofios de Pt no Ge(001) vicinal. a) imagem de 400x400 nm<sup>2</sup> mostrando que a maior parte dos terraços estão paralelos aos degraus do substrato, e alguns domínios rotacionados de 90°. b) imagem de 130x130 nm<sup>2</sup> apontando outras estruturas. Ambas imagens foram adquiridas com bias de 1,5 V e corrente de tunelamento de 0,5 nA [Fonte: Yaji et al, 2013 [5]]

Yaji et al depositaram Pt em um substrato vicinal de Ge(001) e obtiveram cerca de 90% de cobertura só de NWs perpendiculares aos degraus, como se vê na fig. 4. Encontraram em outros trabalhos que essa reconstrução da superfície é dada por fileiras de átomos de Pt na segunda e quarta camadas abaixo da superfície, а primeira sendo populada por dímeros de Ge (fig. 5). Essa reconstrução tem forma p(4x2) a temperaturas maiores que 80K, abaixo da qual os dímeros rodam um pouco em torno da horizontal, quebrando a simetria e mudando a reconstrução para uma p(4x4). Estas duas fases foram chamadas de HT e LT (high e low temperature) respectivamente, ilustrados na fig. 5 b).



Figura 5:Modelo estrutural dos Pt/Ge(001) NWs. a) vista de cima mostrando a célula unitária em linha tracejada. b) vista de lado dos NWs, onde se vê que os átomos de Pt se inserem nas segunda e quarta camadas do substrato, e dímeros de Ge ficam no topo. A temperaturas abaixo de 80K o dímero de Ge se deforma e a reconstrução passa de uma periodicidade p(4x2) (fase HT) para uma p(4x4) (fase LT) [Fonte: Yaji et al, 2013[5]]

Experimentos de STS anteriores já haviam proposto estados metálicos de Pt/Ge(001) NWs, mas a estrutura de bandas e a superfície de Fermi ainda não tinham sido obtidas.

Os experimentos de ARPES foram realizados na linha de luz Cassiopée no sincrotron SOLEIL em energias do fóton hv = 25 eV com luz linearmente polarizada perpendicular ao plano de dispersão angular do analisador de elétrons. Um estudo da dimensionalidade do sistema foi feito com a superfície de Fermi mostrada na fig. 6. Pode-se ver uma banda com aparência 1D ideal (S<sub>1</sub>) e uma com ondulações na direção paralela aos NWs (S<sub>2</sub>), evidenciando comportamento 2D e, portanto, saltos de elétrons entre NWs adjacentes.



Figura 6: a) ARPES a energia constante igual e  $E_F$ , indicando pontos de alta simetria e as fronteiras das BZs das fases HT (linhas contínuas) e LT (tracejadas). b) pontos sinalizando os picos do espectro de a). Ao longo das linhas verdes foram medidos espectros (não mostrados aqui) usados para observar o comportamento das bandas  $S_1 e S_2$  abaixo de  $E_F$ . [Fonte: Yaji et al, 2013 [5]]

Foram feitos alguns cortes de k<sub>y</sub> constante e pôde-se produzir um desenho esquemático da dispersão dessas bandas próximo à  $E_F$  (fig. 7 a)). Integrando a intensidade da banda  $S_1$  em ângulo foi observado o comportamento da curva ao se aproximar de  $E = E_F$ , mas foi possível um bom ajuste por uma distribuição de Fermi com background polinomial (fig. 7 b)), o que aparentemente é incompatível com a hipótese de que essa banda contenha elétrons correlacionados formando um TLL. Foi identificado que esses elétrons eram bem descritos por um gás de elétrons de Fermi.



Figura 7: a) Desenho esquemático das bandas  $S_1 e S_2$ . b) Curva de dispersão em energia (EDC) de  $S_1$  próximo de  $E_F$  e a distribuição de Fermi medida para um filme de Ta. A linha preta contínua é um ajuste com a função de distribuição de Fermi mais um background polinomial. [Fonte: Yaji et al, 2013 [5]]

### 2.2.2. Nanofios de Au {Blumenstein et al, 2011[6]; Yaji et al, 2018[7]}

Este sistema criou várias controvérsias encontradas na literatura causadas pela coexistência de dois domínios rodados de 90° um em relação ao outro. Isso leva a uma dificuldade de designar as bandas aos domínios corretos, o que faz bastante diferença quando a intenção é identificar a anisotropia inerente à baixa dimensionalidade.

Blumenstein et al fizeram um estudo centrado em STM e STS, cujo caráter local elimina o problema de superpor informação da estrutura eletrônica de domínios diferentes. A fig. 8 mostra uma imagem topográfica dos Au/Ge(001) NWs obtida por STM e um desenho esquemático da reconstrução da superfície frente à deposição de Au.



Figura 8 :a) Topografia por STM dos Au/Ge(001) NWs mostrando espaçamento de 1,6 nm entre NWs. Para essa medida foram usadas bias = -1,0V e corrente 0,4 nA. b) Desenho esquemático da deposição de Au e formação de nanofios auto-organizados. [Fonte: Blumenstein et al, 2011 [6]]

Ao sondar a DOS em torno da E<sub>F</sub> usando STS encontraram bom acordo com a teoria de TLL, e encontraram resultado similar ao fazer a mesma análise usando ARPES realizado no sincrotron Swiss Light Source a 10 K, com resolução de 10 meV (não cita energia do fóton), espectros vistos em fig. 9 a) e b). A possibilidade de uma barreira de Coulomb é descartada após obter como melhor ajuste da curva prevista por essa teoria a curva cinza na fig. 9 a), discrepante do resultado experimental na energias mais baixas.



Figura 10: Espectroscopia da DOS próximo à  $E_F$ . a) STS a 4,7 K, média de 10<sup>3</sup> espectros em uma área de 30x30 nm<sup>2</sup> para cancelar efeitos locais. Curva laranja é um ajuste da teoria de TLL e curva cinza é um ajuste para barreira de Coulomb, que também poderia causar supressão de DOS próximo a  $E_F$ , mas essa hipótese não se ajustou bem aos dados. b) Espectro de ARPES integrado em ângulo levando a um ajuste similar ao de a), com mesmo valor de expoente crítico  $\alpha$ . [Fonte: Blumenstein et al, 2011 [6]]

Após esse, vários outros grupos fizeram experimentos com Au/Ge(001) NWs, e foi encontrado que nesse sistema a superfície de Fermi é fechada, como pode ser visto em [7], e a direção que parecia não dispersiva na verdade é na própria direção dos NWs (direção kx na fig. 10 d)). Além de determinar a relação entre as direções dos NWs e das BZs, [7] encontra um possível Rashba splitting anisotrópico na banda centrada no ponto J da BZ. Isso foi feito usando luz polarizada na linha de luz Cassiopée sincrotron SOLEIL. no mantendo a amostra a 6 K.



Figura 9: ARPES com luz polarizada na direção paralela à direção de dispersão em ângulo do analisador de elétrons, a qual é perpendicular aos NWs. a) e b) Dispersão perpendicular aos NWs. Triângulos marcam picos encontrados sugerindo splitting da banda. c) Segunda derivada do espectro em a) para mais fácil visualização do splitting. d) desenho esquemático da superfície de Fermi encontrada e EDCs centradas no ponto J [Fonte: Yaji et al, 2018 [7]]

#### 2.3. Nanofios de espessura atômica

#### 2.3.1. Fe em Au(788) [8]{Fujisawa, 2004}

Conseguir crescer cadeias monoatômicas de átomos em substratos vicinais foi interessante para estudar o magnetismo dessas estruturas, pois é o mais próximo de 1D que podemos chegar, e magnetismo depende fortemente da dimensionalidade do sistema. No artigo de Fujisawa et al, focam em procurar splitting 0 ferromagnético no espectro de ARPES das camadas 1D e 2D do Fe.

A fig. 11 mostra o espectro de ARPES à incidência normal com resolução de 1° e 100 meV a 300K com radiação de He I do substrato de Au(788) com diferentes coberturas de Fe. Comparando com outros espectros similares os autores puderam identificar as bandas esperadas para o Au(788) no substrato limpo e para estados ferromagnéticos de Fe bulk conforme se depositava mais Fe. Esses estados bulk já



Figura 11: ARPES à incidência normal da amostra com várias coberturas diferentes de Fe. A 0,08 ML o Fe se encontrava como cadeias monoatômicas. Estão indicados com linhas tracejadas as posições dos estados de Fe bulk, as setas sobre elas indicam direções de spin a que correspondem. [Fonte: Fujisawa et al, 2004 [8]]

eram visíveis a partir de 0,64 ML de Fe, e para 0,08 ML, em que já eram presentes as correntes atômicas de Fe, identificaram uma banda do Fe, mas como não se via o *splitting* ferromagnético do Fe bulk concluíram que nessa configuração unidimensional do Fe ele não apresentava ferromagnetismo, ou que se apresentava era fraco. As regiões I, II e III na figura classificam três comportamentos da curva diferentes: em I o espectro ainda é dominado pelas bandas do Au, mas a partir de 0,04 já viam em STM que os átomos de Fe se organizavam nos degraus formando correntes atômicas. Em II as bandas

do Au começam a ficar mais fracas e os átomos de Fe, que já ocupam todos os degraus do substrato, passam a se estender para os terraços, formando estruturas quasi-1D. Um pico do Fe se intensifica próximo à E<sub>F</sub>. Em III as bandas do Au estão completamente suprimidas e vê-se estados comparáveis aos de bulk do Fe.

A fig. 12 compara espectros de ARPES do Au limpo, 0,8 ML de Fe sobre o Au, e 1,26ML de Fe sobre o Au. a) b) e c) mostram o mapa de intensidade e d), e) e f) as curvas de intensidade na energia de Fermi. Em a) e d) estão identificadas com setas as bandas do Au limpo, e percebe-se em e) que algumas delas sobrevivem ao depositarem 0,8 ML de Fe, mas ainda não se vê nenhum estado do Fe cruzando a E<sub>F</sub>, como se vê em f).



Figura 12: Dispersão das bandas de energia de a) Au(788) limpo, b) 0,08 ML Fe, c) 1,26 ML Fe na direção paralela às correntes de Fe. d), e) e f) mostram a curva de intensidade espectral em função do vetor de onda em EF para cada cobertura. as setas em a) e b) indicam bandas de energia do Au, e a seta em c) um estado bulk do Fe. Note em e) que nenhuma banda do Fe cruza a EF, sugerindo que as correntes de Fe são isolantes. [Fonte: Fujisawa et al, 2004 [8]]

Para mais uma demonstração do caráter unidimensional da estrutura eletrônica das correntes de Fe, os autores mostram (fig. 13) a dispersão das bandas de energia de a) o substrato de Au limpo e b) 0,08 ML de Fe depositado sobre ele na direção perpendicular às correntes. Vê-se ausência de dispersão dos estados do Fe nessa direção, enquanto que o Au mostra clara interdependência entre energia e momento nessa direção.



Figura 13: Espectro de ARPES de a) Au limpo e b) 0,08 ML de Fe no Au, ambos na direção perpendicular às correntes de Fe. Nota-se que em b) a banda 3d do Fe não dispersa nesta direção, o que é característica de sistemas 1D. [Fonte: Fujisawa et al, 2004 [8]]

Em suma, vimos aqui uma discussão da

variação da dimensionalidade do sistema em função da cobertura de Fe. A dimensionalidade teve efeito sobre a dispersão das bandas de energia e sobre o estado ferromagnético do Fe, que não surgia em correntes 1D, mas rapidamente se tornava comparável ao do Fe bulk em coberturas próximas de 1 ML.

### 2.3.2. Cu em Pt(997) [9]{Zhou et al, 2008}

Neste artigo Zhou et al chamam a atenção para uma falta de análise detalhada de sistemas 1D associados a bandas 3d, a maioria sendo de estados formados por níveis derivados de orbitais sp. Na empreitada de estudar profundamente um tal sistema, escolhem um dos descritos por Dallmeyer et al no ano 2000 (fig. 14), de degraus da superfície vicinal de Pt(997) decorados com átomos de Cu, formando correntes monoatômicas.



Figura 14: Imagem de topografia feita por STM do substrato vicinal de Pt(997) mostrando degraus distantes 20,2 ±1,5 Å uns dos outros. No detalhe vê-se os degraus decorados por átomos de Co formando correntes monoatômicas indicadas por setas. O sistema de Zhou et al é similar a este. [Fonte: Dallmeyer et al, 2000 [10]]

Apresenta-se então a geometria detalhada da reconstrução da superfície da Pt (997) que representa esse sistema, e compara sua SBZ com a do substrato, onde se vê que as periodicidades no espaço recíproco dos dois sistemas devem ser bem diferentes (fig. 15). Isso é visto experimentalmente na fig. 17 c).



Figura 15: a) Esquema detalhado da estrutura cristalina dos Cu/Pt(997) NWs. Círculos rosa representam átomos de Cu, círculos cinzas e brancos de Pt. b) Primeiras SBZs da Pt(997) e da reconstrução incluindo os NWs. [Fonte: Zhou et al, 2008[9]]

Para esta investigação foram realizadas medidas de ARPES no sincrotron italiano ELETTRA, na linha de luz de VUV. A energia do fóton foi selecionada tal que fosse maximizada a razão entre a seção de choque de fotoemissão do Cu e da Pt, como se vê na fig. 16. Para a energia usada no experimento, de 165 eV, essa razão é maior que 10, e sob essa condição foi possível conseguir sensibilidade suficientemente grande aos

estados 3d do Cu apesar da baixa densidade do material na superfície e da superposição deles com estados 5d da Pt.



Figura 16:Gráfico comparando a intensidade de fotoemissão de estados próximos de  $E_F$  da Pt e do Co para duas energias diferentes. No detalhe mostra-se um gráfico da secão de choque de fotoemissão das bandas 3d do Cu e do Co e da 5d da Pt. Nota-se que a seção de choque é cerca de dez vezes maior para o Cu e o Co do que para a Pt a energias em torno de 150 eV [Fonte: Dallmeyer et al, 2000 [10]]

Finalmente, após essa cuidadosa preparação para o experimento, obteve-se os espectros expostos na fig. 17. A aparência da dispersão em momento perpendicular aos NWs (fig. 17 b)) é 1D, com dispersão menor que a resolução em energia, enquanto paralelo aos NWs (fig. 17 a)) há uma dispersão clara.



Figura 17:a) e b) espectros de ARPES com ângulos variando paralela- e perpendicularmente aos NWs de Cu, respectivamente. c) e d) segunda derivada dos espectros com momentos respectivamente paralelo e perpendicular aos NWs. c) e d) foram feitos ao longo de um intervalo maior de momento do que a) e b) [Fonte: Zhou et al, 2008 [9]]

Após depositar mais Cu até completar uma monocamada, o que equivale a 8 correntes monoatômicas lado a lado, obtém-se bandas dispersando tanto paralela- como perpendicularmente à direção dos degraus do substrato, evidenciando uma transição da estrutura 1D para uma 2D (fig. 18). O artigo chama a atenção para o fato de que as SBZs deixam de ter o tamanho de antes não só na direção perpendicular aos degraus, mas também na direção paralela, e argumenta que isso ocorre porque o crescimento do Cu na Pt não se mantém pseudomórfico a coberturas de uma monocamada.



Figura 18:Mapas da 2ª derivada da intensidade de fotoemissão de 1 ML (ou seja, 8 NWs) de Cu/Pt(997) a) paralelo e b)perpendicular aos degraus. Círculos representam pontos da dispersão das bandas extraídos do espectro de fotoemissão. [Fonte: Zhou et al, 2008 [9]]

## 3. Conclusão

Ao longo deste trabalho foi apresentada uma breve discussão sobre a intrigante física de baixa dimensionalidade, o potencial da técnica ARPES para sua análise e o limite entre o que é unidimensional ou bidimensional, não só estrutural como eletronicamente.

Com exemplos de três tipos de sistemas foi ilustrada a abrangência (apesar de nem toda ela!) que a área de estruturas unidimensionais, apesar de específica, tem. Nos artigos discutidos pode-se encontrar investigação do magnetismo em estruturas 1D, da teoria de elétrons correlacionados em uma dimensão, dos limites dessa teoria, de outras teorias derivadas dessa.

## 4. Referências

→Referências principais são [2] e [6 – 9].

[1] Giamarchi, T. Viewpoint: Deconstructing the electron. Physics 2, (2009).

[2] Dudy, L. et al. Photoemission spectroscopy and the unusually robust onedimensional physics of lithium purple bronze. J. Phys.: Condens. Matter 25, 014007 (2012).

[3] Popović, Z. S. Density-functional study of the Luttinger liquid behavior of the lithium molybdenum purple bronze. Phys. Rev. B 74, (2006).

[4] Wang, F. et al. Quantum critical scaling in the single-particle spectrum of a novel anisotropic metal. Phys. Ver. Lett. 103, 136401 (2009).

[5] Yaji, K. et al. Fermi gas behavior of a one-dimensional metallic band of Pt-induced nanowires on Ge(001). Phys. Rev. B 87, 241413 (2013).

[6] Blumenstein, C. et al. Atomically controlled quantum chains hosting a Tomonaga– Luttinger liquid. Nature Physics 7, 776 (2011).

[7] Yaji, K. et al. Surface electronic states of Au-induced nanowires on Ge(0 0 1). J. Phys.: Condens. Matter 30, 075001 (2018).

[8] Fujisawa, H., Shiraki, S., Nantoh, M. & Kawai, M. Angle-resolved photoemission study of Fe on a vicinal Au (788) surface. Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena 137–140, 89–95 (2004).

[9] Zhou, P. H. et al. One-Dimensional 3d Electronic Bands of Monatomic Cu Chains. Phys. Rev. Lett. 101, 036807 (2008).

[10] Dallmeyer, A. et al. Electronic states and magnetism of monatomic Co and Cu wires. Phys. Rev. B 61, R5133–R5136 (2000).