

Elétrons quebrados, monopolos magnéticos e o que mais!?

Dos líquidos de spin aos gelos de spin naturais e artificiais

Afranio R. Pereira

Grupo de teoria de Campos e simulações computacionais em Física da Matéria Condensada
homepage; <https://sites.google.com/site/grupotcfmc/>
Departamento de Física, Universidade Federal de Viçosa, 36570-000, Viçosa, MG, Brasil



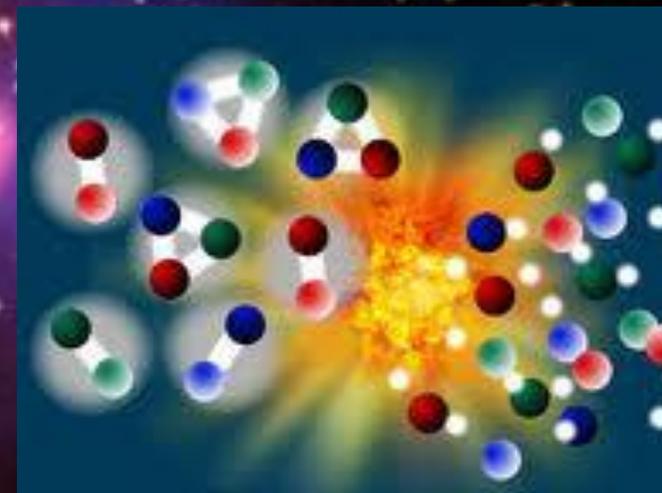
Partículas ou “quase-partículas”? MODELO PADRÃO (MP) $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$:
 As partículas elementares do universo são organizadas em Férmions e Bósons de gauge; em princípio, elas são indivisíveis. Pelo que sabemos até hoje, excluindo a gravidade, elas podem ser tabeladas como segue:

Leptons spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_e electron neutrino	$<1 \times 10^{-8}$	0
e electron	0.000511	-1
ν_μ muon neutrino	<0.0002	0
μ muon	0.106	-1
ν_τ tau neutrino	<0.02	0
τ tau	1.7771	-1

Quarks spin = 1/2		
Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
u up	0.003	2/3
d down	0.006	-1/3
c charm	1.3	2/3
s strange	0.1	-1/3
t top	175	2/3
b bottom	4.3	-1/3

Unified Electroweak spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0
W^-	80.4	-1
W^+	80.4	+1
Z^0	91.187	0

Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
g gluon	0	0



Ok! Mas minha questão continua: partículas ou quase-partículas? Voltarei a esse assunto somente no fim do seminário!

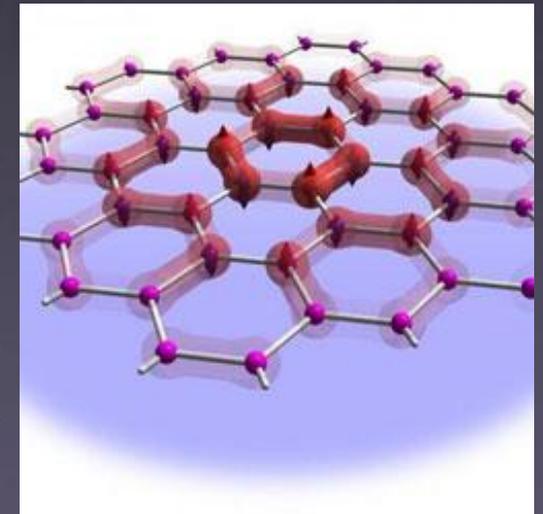
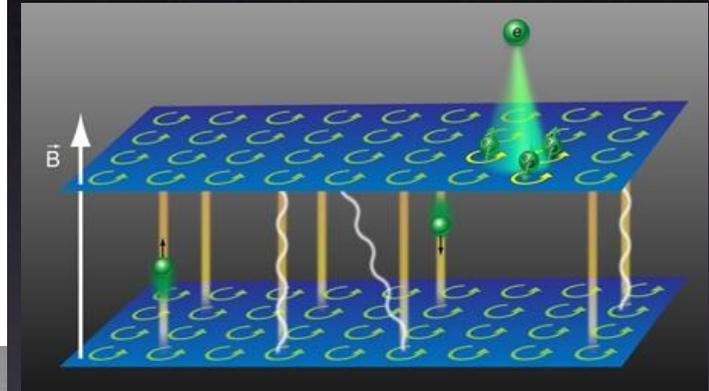
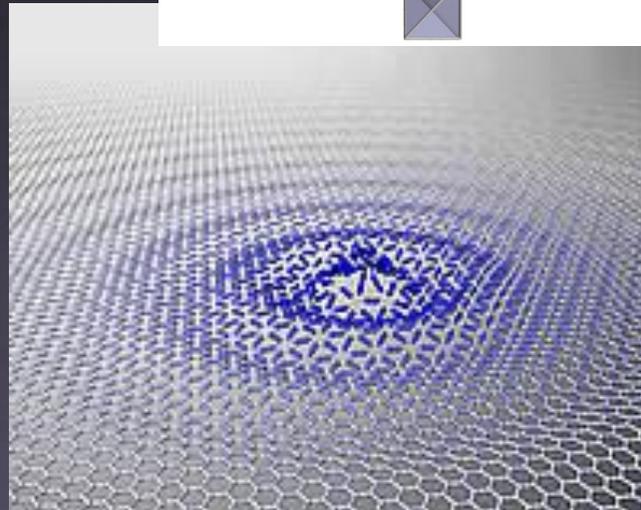
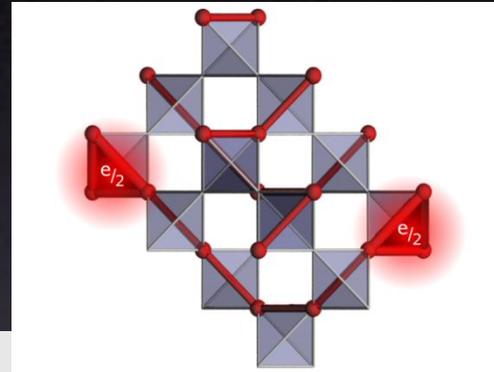
Ooooooooooh! Uma coleção de muitos objetos similares interagindo mutuamente exhibe novas propriedades que são características da coleção.



Um indivíduo costuma ser muito diferente quando interage com outros...Um estádio de futebol é um bom local para se observar comportamentos inesperados. Às vezes, multidões, formadas por indivíduos que interagem por curtas distâncias, formam estruturas que não se parecem em nada com pessoas... Estas estruturas coletivas podem até se propagar por toda arquibancada ou grande parte dela, carregando momento e energia. Uma ola é um exemplo típico nos estádios. Parece até com um soliton se propagando sem deformações por grandes distâncias.



Em sistemas de **Matéria Condensada**, encontramos inicialmente apenas **elétrons e íons** (na verdade, uma “multidão” deles). Uma coisa que realmente sabemos sobre o elétron é que ele é o responsável por carregar eletricidade nos fios e por formar os magnetos. Essas duas propriedades (carga elétrica e magnetismo ou spin) são transportadas pelo elétron que parece não ter forma ou tamanho e, portanto, parece ser indivisível.



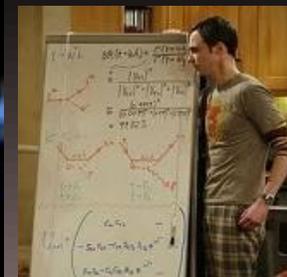
Mas o que parece ser verdade para um **único elétron**, pode não ser o caso quando muitos deles são colocados juntos. È isso que discutiremos aqui!

Começo com a “THEORY OF EVERYTHING”



Seria uma teoria científica hipotética que procuraria unificar, explicar e conectar em uma só estrutura teórica, todos os fenômenos físicos (juntando a mecânica quântica e a relatividade geral) num único tratamento teórico e matemático.

$$\frac{\partial}{\partial \theta} M T(\xi) = \frac{\partial}{\partial \theta} \int_{R_n} T(x) f(x, \theta) dx = \int_{R_n} \frac{\partial}{\partial \theta} T(x) f(x, \theta) dx$$
$$\frac{\partial}{\partial a} \ln f_{a, \sigma^2}(\xi_1) = \frac{(\xi_1 - a)}{\sigma^2} f_{a, \sigma^2}(\xi_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left\{-\frac{(\xi_1 - a)^2}{2\sigma^2}\right\} \frac{\partial}{\partial a} \ln f_{a, \sigma^2}(\xi_1)$$
$$\int_{R_n} T(x) \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} f(x, \theta) dx = M\left(T(\xi) \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \ln L(\xi, \theta)\right) = \int_{R_n} T(x) \cdot \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \ln L(x, \theta)\right) \cdot f(x, \theta) dx = \int_{R_n} T(x) \cdot \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \ln L(x, \theta)\right) \cdot f(x, \theta) dx$$
$$\frac{\partial}{\partial \theta} M T(\xi) = \frac{\partial}{\partial \theta} \int_{R_n} T(x) f(x, \theta) dx = \int_{R_n} \frac{\partial}{\partial \theta} T(x) f(x, \theta) dx = \int_{R_n} T(x) \cdot \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \ln L(x, \theta)\right) \cdot f(x, \theta) dx$$



Na corrente principal da física atual, a “Teoria do Tudo” poderia unificar todas as interações fundamentais da natureza, que são consideradas como quatro: gravitação, a força forte, a força fraca e a eletromagnética.

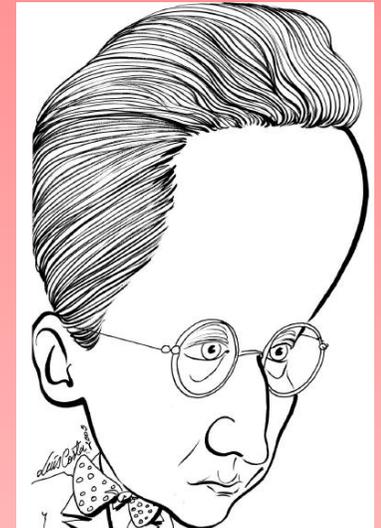
Extrapolo: “THEORY OF EVERYTHING” (TOE) ou (quasi-everything!!)

Na matéria condensada tradicional (é claro!)

Toda a matéria pode ser descrita pela equação de Schrödinger...



$$i\hbar\partial\Psi/\partial t = H\Psi$$



...envolvendo uma Hamiltoniana de muitos corpos (tipo elétrons, íons...)

$$H = \underbrace{\sum_i^N (\mathbf{p}_i^2 / 2m_e)}_{H_e} + \sum_{i < j} e^2 / |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j| + \underbrace{\sum_I^M (\mathbf{P}_I^2 / 2m_j)}_{H_i} + \sum_{i < j} (Ze)^2 / |\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j| - \sum_{i < j} (Ze)^2 / |\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_j|$$

H_e

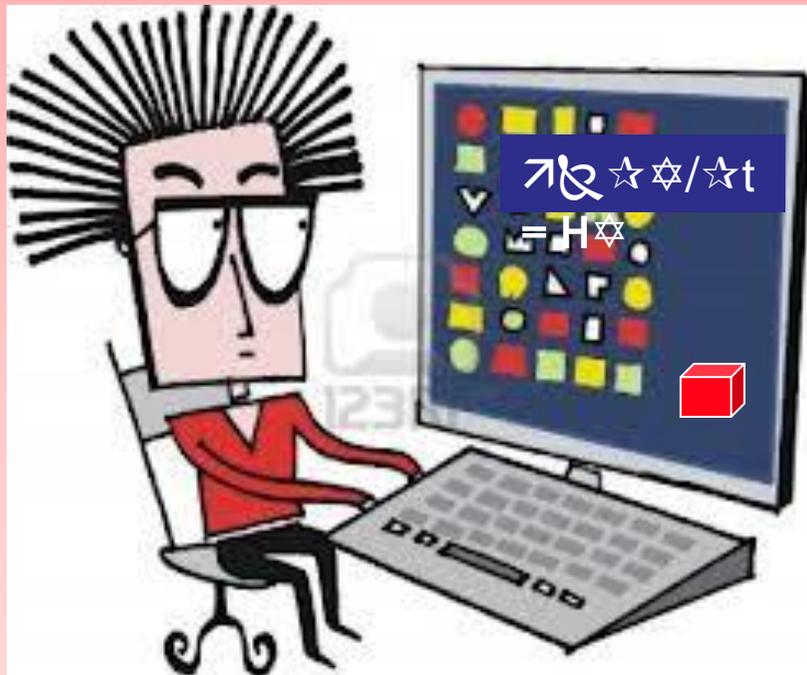
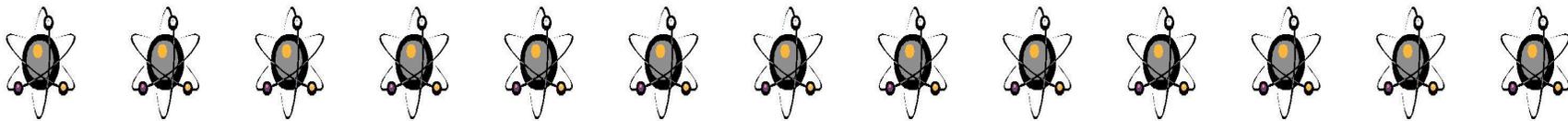
H_i

(ainda faltando termos...)

A equação de Schrödinger é matematicamente completa. Em princípio, podemos extrair dela todas as propriedades de qualquer sistema de muitos corpos (isolantes, metais, semicondutores entre outros!) Entretanto, essa discussão é completamente **inútil!!!!**

Inútil !?

De fato, a exigência computacional seria imensa. Na década de 80, uma estação de trabalho com 32 Mbyte de RAM poderia resolver um sistema de **11 elétrons** interagindo. Mais de 20 anos depois, o “poder” computacional aumentou umas 100 vezes, possibilitando-nos resolver problemas de apenas **13 elétrons**. Para se tratar o problema real de **10^{23} elétrons** interagindo, precisaríamos de um poder de computação além de nossa imaginação. Um computador clássico feito de todos os átomos do universo não seria suficiente para tratar tal “coisa”! Mas mesmo se pudéssemos resolver essa parada...



Impossível!
Perigo! Perigo!
Perigo! Perigo!



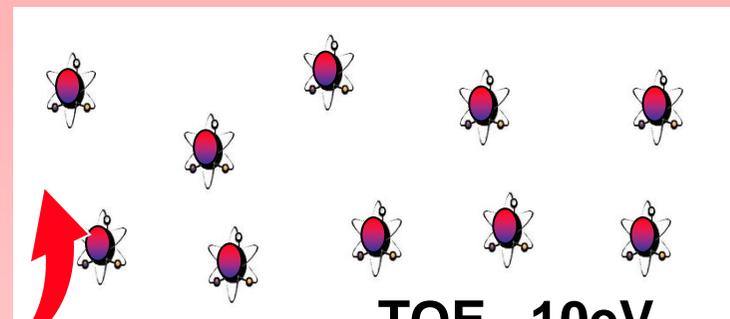
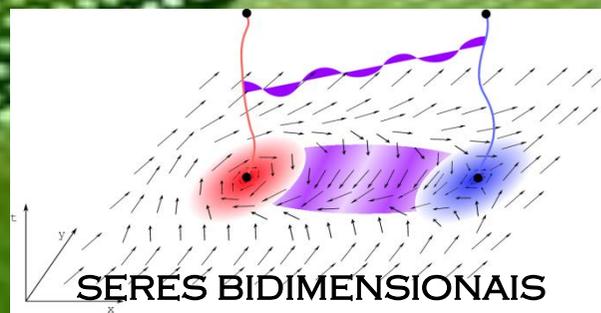
Mas mesmo se pudéssemos resolver essa parada.... Ainda resta uma pergunta: consideremos o exemplo de um superfluido. Em baixas energias, ($\sim 1\text{eV}$) a dinâmica de um superfluido (filme He) é descrita pela **Eletrodinâmica Quântica** em (2+1)D (teoria emergente), com **fônons** fazendo o papel de **fótons** e **vórtices** o papel das **cargas**.

ENTÃO, “IMAGINE” UMA CIVILIZAÇÃO VIVENDO SOBRE UM FILME DE HÉLIO (UM TIPO DE FLATLAND COM “SERES BIDIMENSIONAIS”)... PODEMOS CONJECTURAR QUE SEUS HABITANTES DESCOBRIRIAM PRIMEIRO AS EQUAÇÕES DE MAXWELL COM FÔNONS E VÓRTICES (UMA TEORIA EFETIVA PARA ENERGIAS DA ORDEM DE 1eV)! TALVEZ, SOMENTE MUITO MAIS TARDE, ELES DESCOBRIRIAM AS EXCITAÇÕES ORIGINAIS (ÁTOMOS DE HÉLIO E ELÉTRONS; ALTAS ENERGIAS E CURTAS DISTANCIAS) E A CONSEQÜENTE “EVERYTHING THEORY” (TOE, 10eV) DADA POR

$$H = \frac{1}{2m} \sum_k \vec{P}_k^2 + \sum_{k<l} V(x_k - x_l)$$

CIVILIZAÇÃO 2D

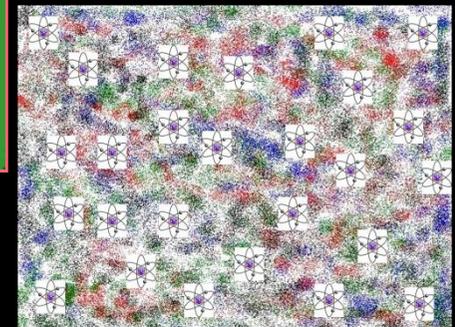
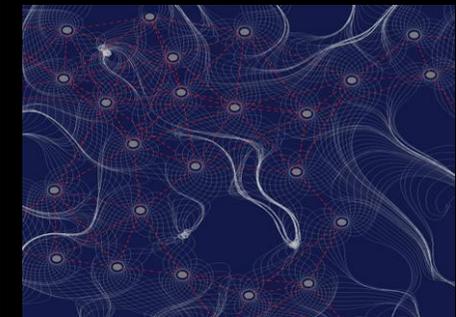
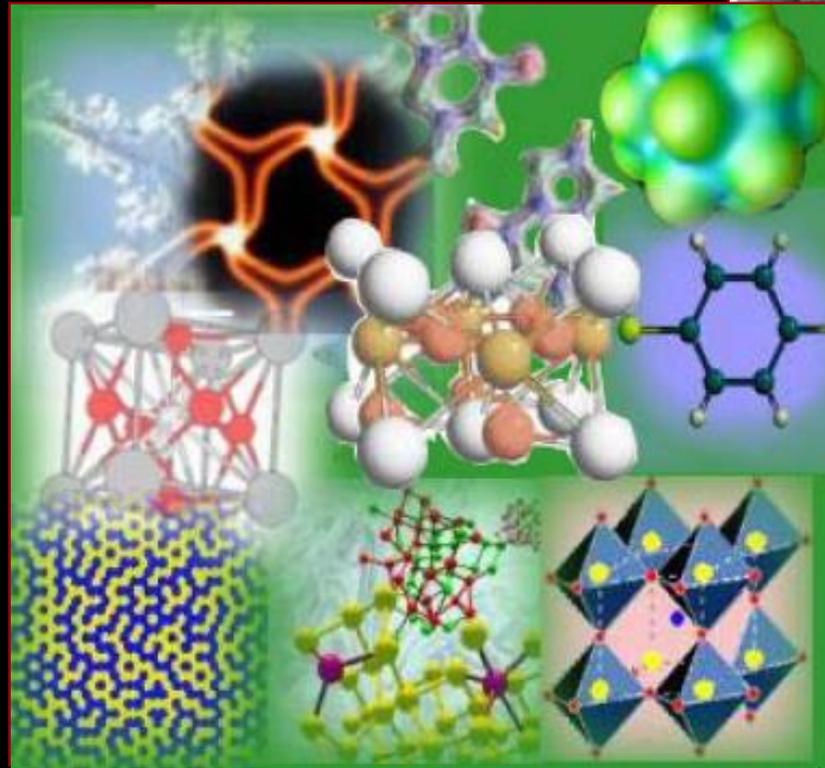
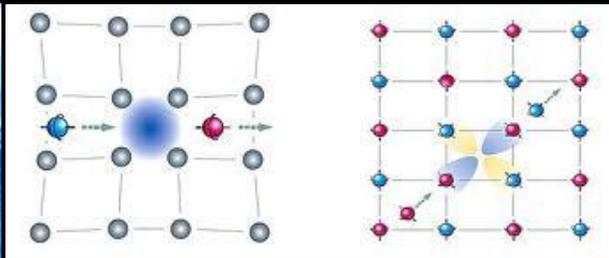
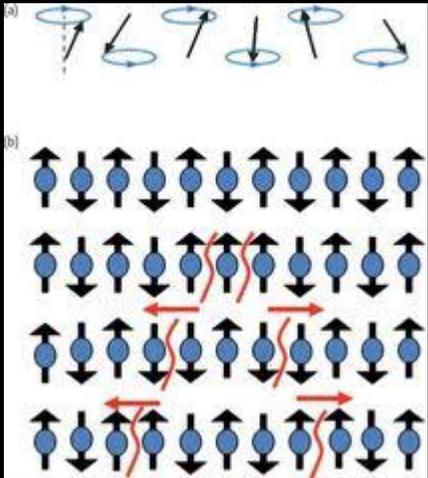
QED, 1eV



TOE, 10eV

...Mas a questão é: eles poderiam obter o **estado superfluido** da TOE (i.e., por resolver a equação de Schrödinger para todos os átomos e elétrons do He)?? More is different??

P.W. Anderson (Science 177, 393 (1972)) "More Is Different"



Supercondutividade, magnetismo, QHE, Superfluidez...

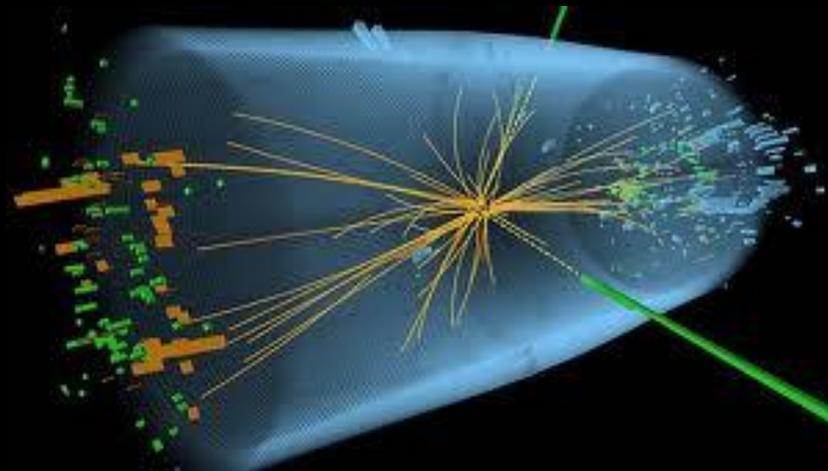
Nosso propósito começa pela idéia de Emergência

Idéia relacionada ao fato de que uma coleção de muitos objetos similares interagindo mutuamente exhibe novas propriedades que são características da coleção. "More is different."

Tal idéia pode ser resumida nas palavras de Sir Arthur Stanley Eddington:

"We used to think that if we knew one, we knew two, because one and one are two. We are finding we must learn a great deal more about 'and'."

O que é fundamental? Os **reducionistas** sempre alegam que fundamental é o que ocorre nas escalas de comprimento mais curtas e envolve as partículas constituintes do sistema, isto é, o **microscópico é mais fundamental que o macroscópico**. Com outra visão, temos os "emergentistas"...



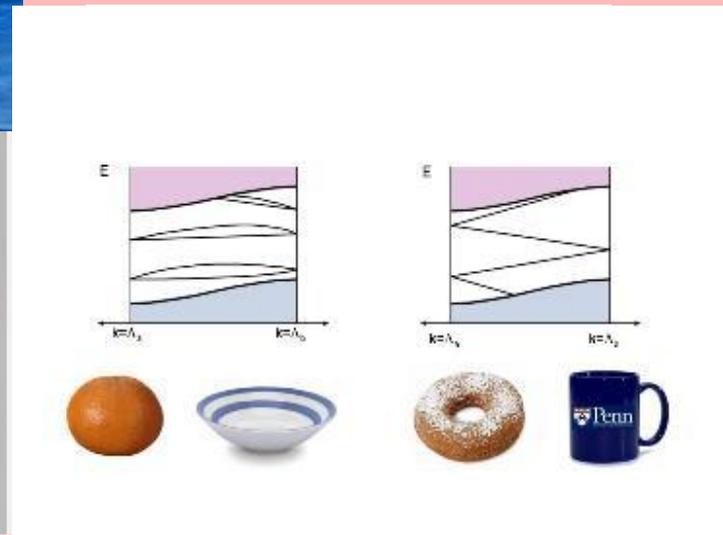
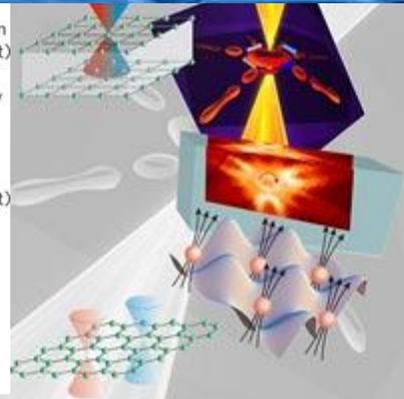
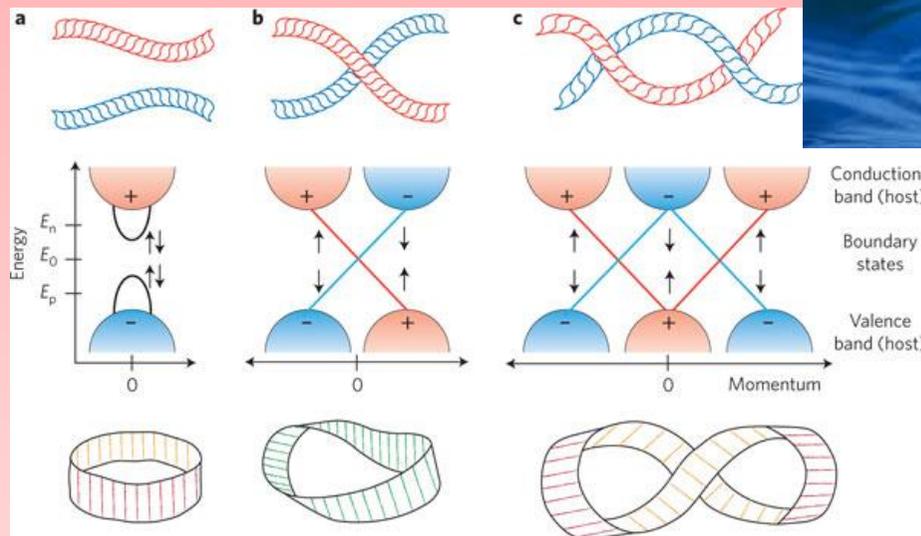
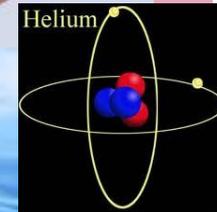
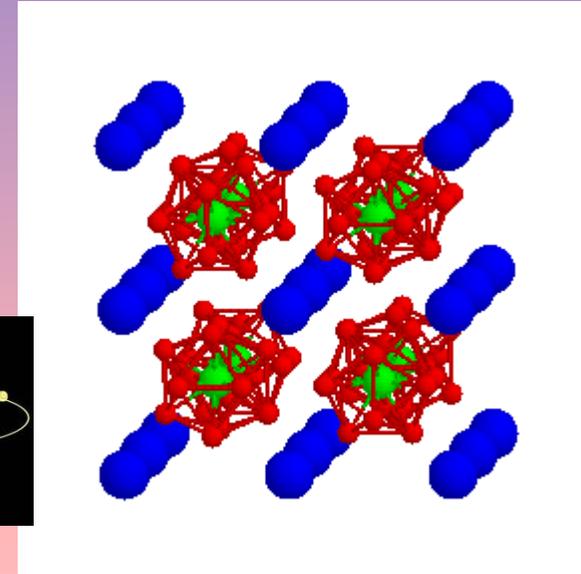
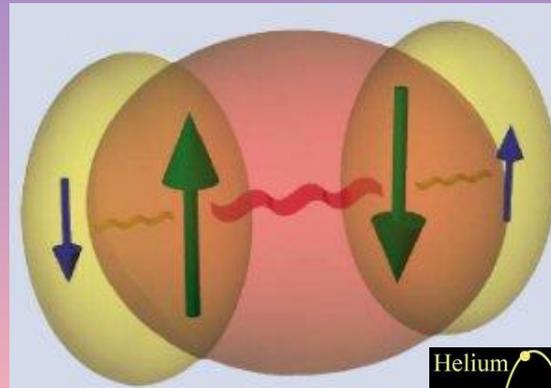
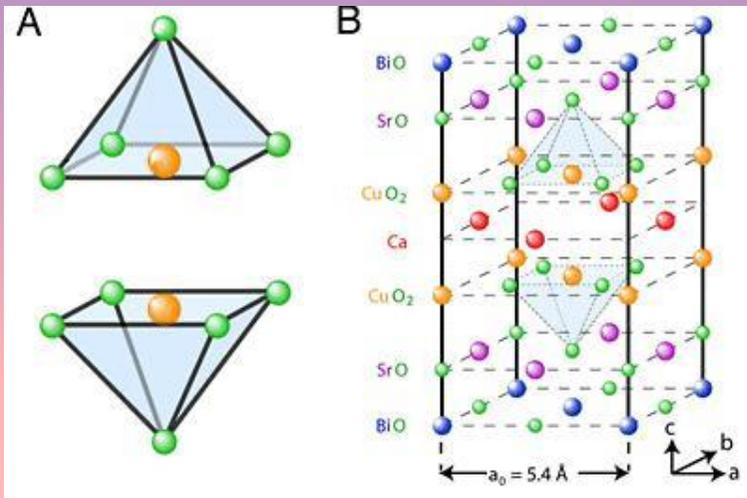
Fisicamente, dizemos que fenômenos emergentes são aqueles em que novas **partículas e campos** emergem em **baixas escalas de energia** mas tais campos e partículas estão totalmente ausentes na Hamiltoniana que descreve o sistema inicial.

“More” is really different !? Ok, a resposta é difícil! Alguns dizem que sim, outros dizem que não (os reducionistas têm convicção que NÃO). A Física da Matéria Condensada (FMC) pode ser inspiradora em rumo à resposta razoável. Vejamos!

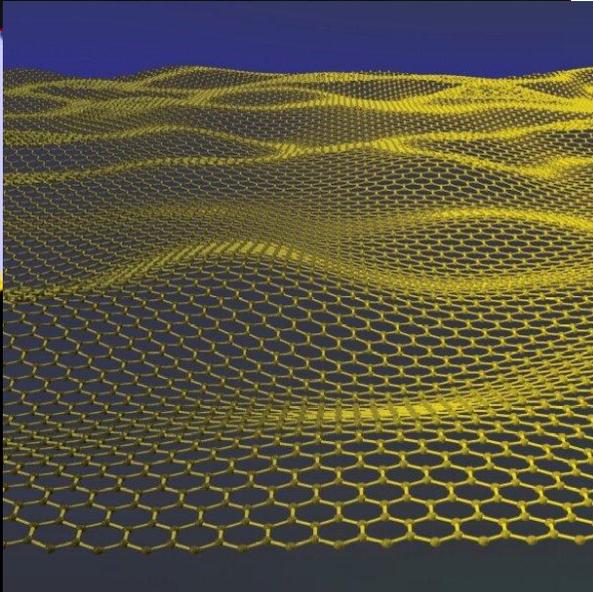
No mundo quântico, os aglomerados de átomos e seus elétrons podem formar diferentes estados da matéria tais como cristais, magnetos, supercondutores etc. Cada sistema tem seu próprio vácuo e suas próprias excitações...Portanto, em FMC temos muitos “universos” diferentes!



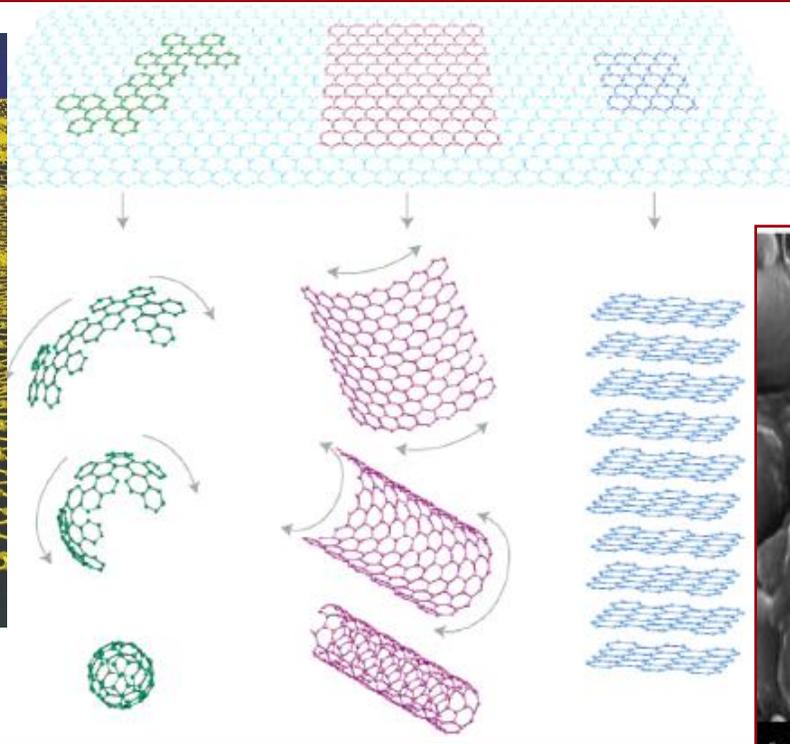
Os sistemas em MC vão dos tradicionais metais (condutores, com seus “elétrons gordos”) e isolantes usuais... aos Supercondutores, superfluidos, Isolantes Topológicos, gás de elétrons em duas dimensões (QHE) ... Um material que vem chamando atenção ultimamente é o **velho lápis!**



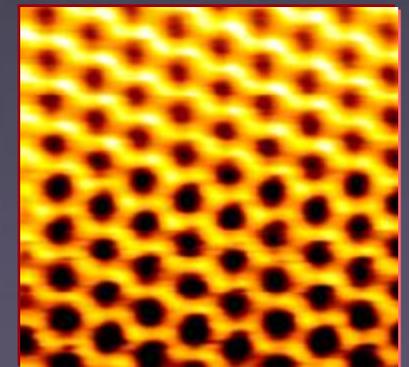
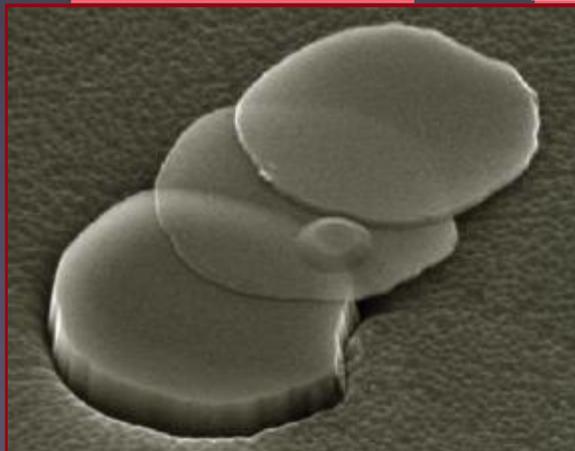
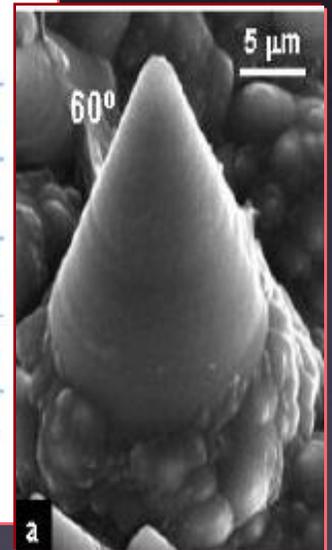
Grafeno: plano ou camada de grafite; em “flatland” (planolândia), você poderia ver: fermions de Dirac sem massa (elétron magro ou neutrino com carga), polarização do vácuo, “eletrodinâmica quântica na ponta do lápis”, teste do paradoxo de Klein, relatividade geral em (2+1) dimensões ... Outro material recente que vem chamando a atenção é o isolante topológico...No entanto, daremos atenção ao velho mas sempre surpreendente magnetismo (spin).



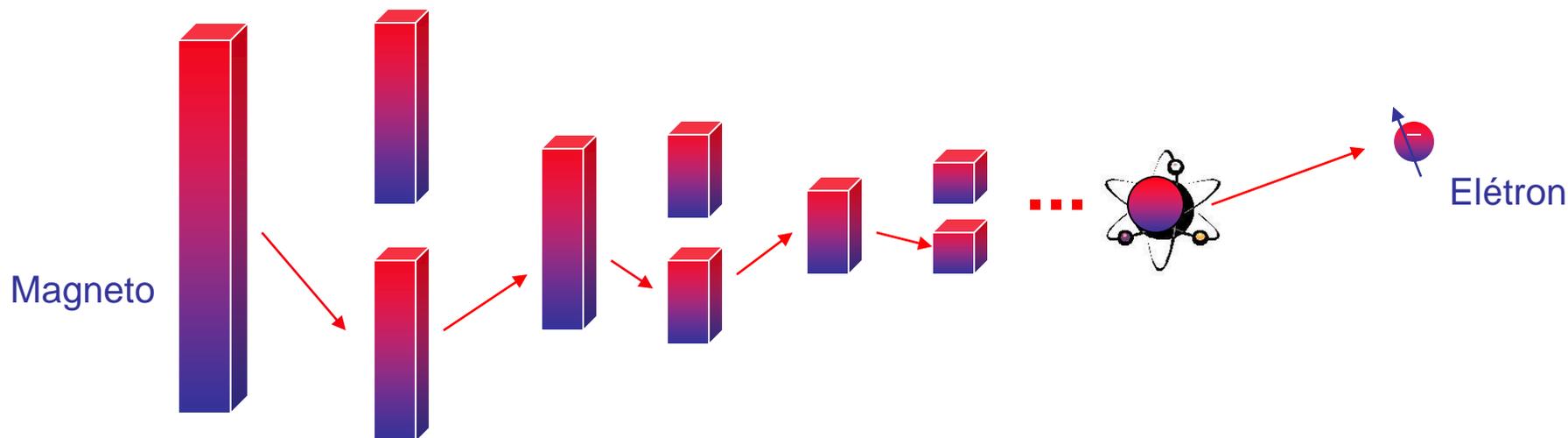
$$\alpha \propto \frac{e^2}{\hbar} v_F$$



$$v_F \approx c/300$$

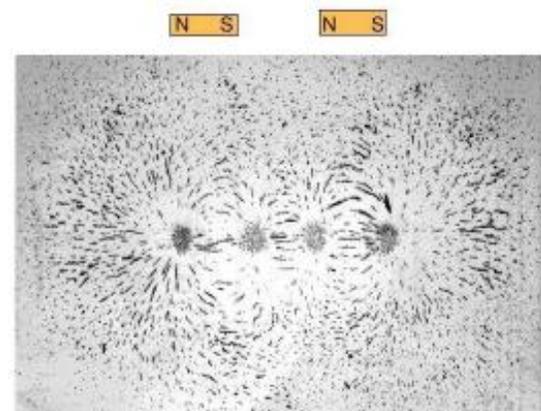
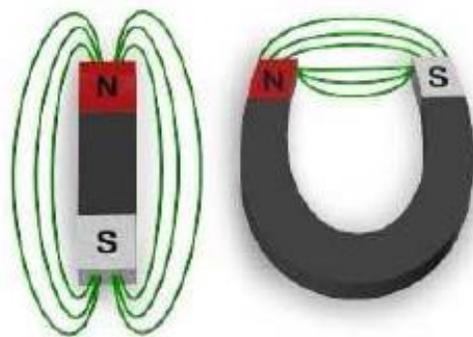


Sistemas de spin estão associados ao fenômeno chamado **MAGNETISMO**: a capacidade de materiais tais como o Ferro de formar magnetos permanentes surge do alinhamento espontâneo dos “spins” atômicos, quando os átomos interagem entre si.

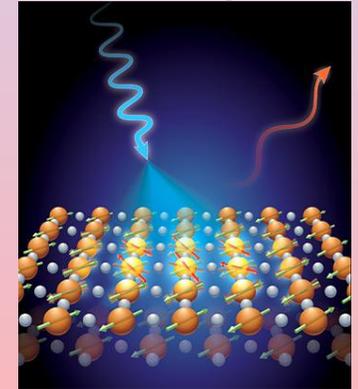
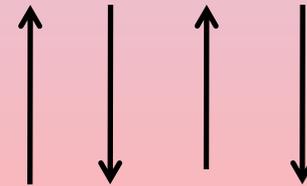
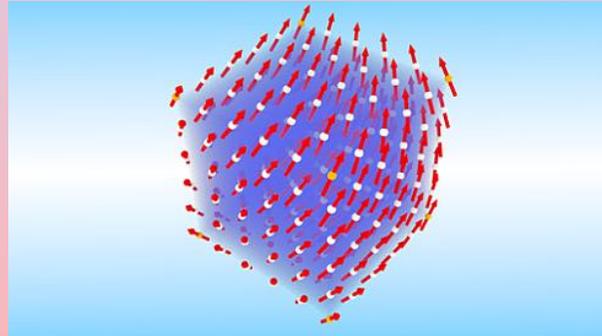
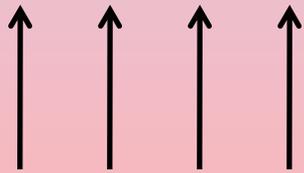


O corte de um imã em duas partes (e a repetição do processo até quando pudermos) levará inevitavelmente ao elétron, que também é um pequeno imã. O elétron seria o menor imã livre na Natureza. Um imã ou todos os magnetos observados tem sempre os dois pólos: Norte e Sul. Eles são, portanto, denominados dipolos magnéticos. **Os físicos nunca “quebraram” tais dipolos, ou melhor, nunca observaram um monopolo magnético.**

Dipolos magnéticos

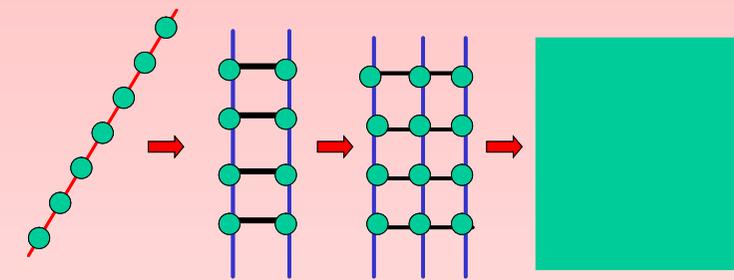
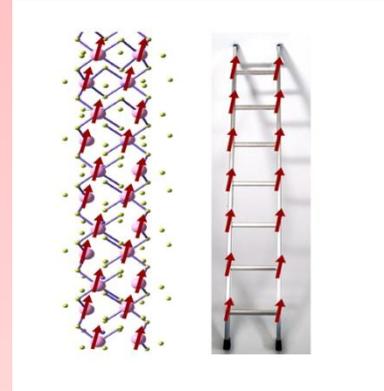
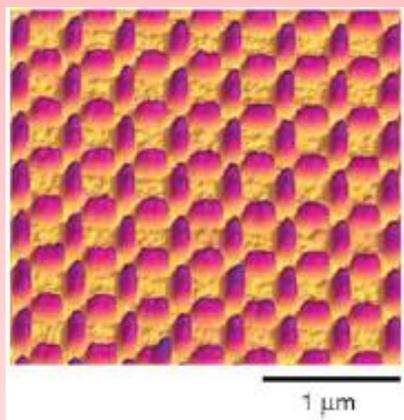
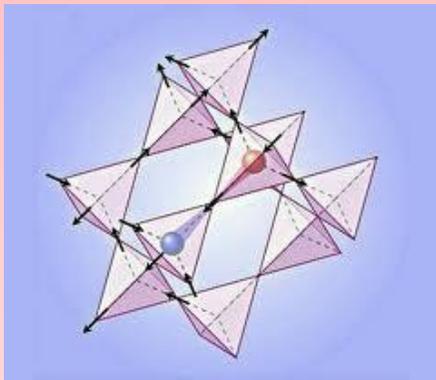
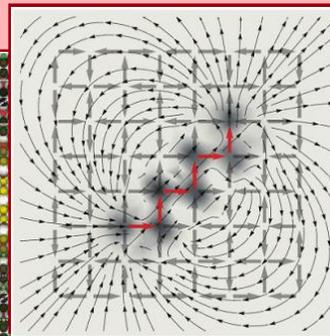
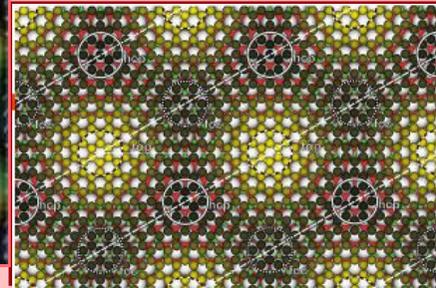
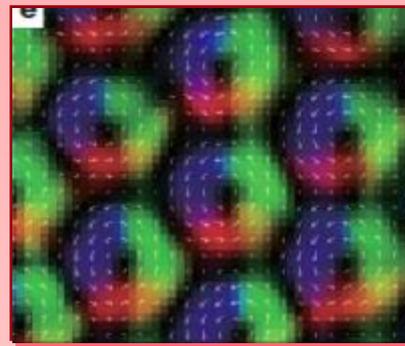
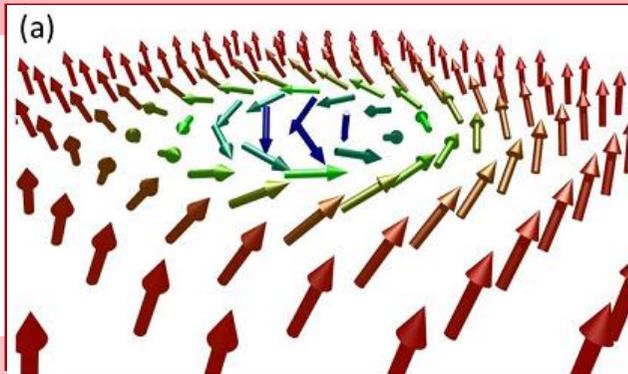
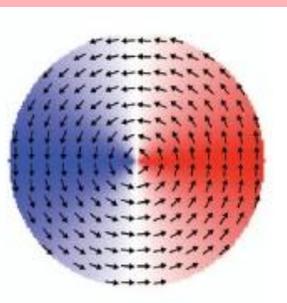


Sistemas de Spin: materiais magnéticos de zero-D (pontolândia), 1D (linhalândia), entre 1D e 2D (escadolândia), 2D (planolândia), 3D (espaçolândia); excitações topológicas (skyrmions, solitons, vórtices...); novos estados da matéria (spin glass, spin liquid, spin ice...); novas excitações (Skyrmions, spinons, monopolos magnéticos...); novos materiais, incluindo materiais artificiais em escalas nanométricas...



Sistemas Ferromagnéticos: spins paralelos

Sistemas Antiferromagnéticos: spins antiparalelos

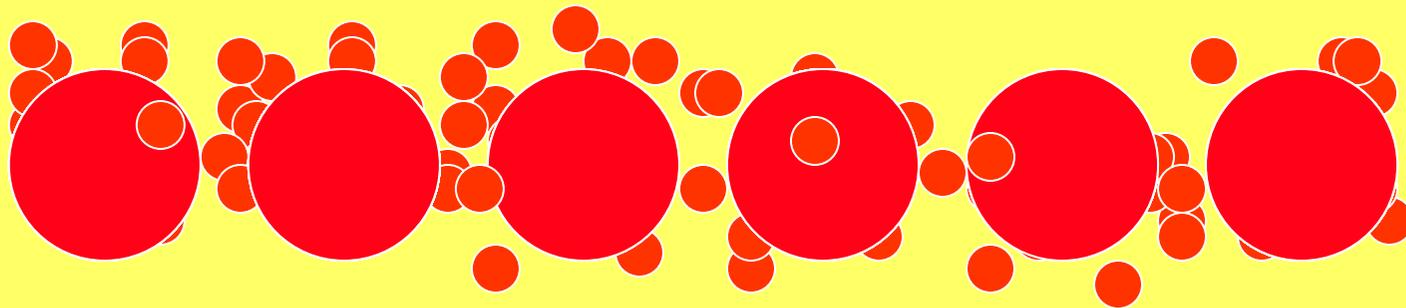


Existem 2 paradigmas na Física da Matéria Condensada Tradicional devido a Landau:

1. P1: Teoria de Landau dos Líquidos de Fermi

2. P2: Teoria de Landau das Transições de Fases (quebra de simetria).

Falemos do **P1**. É uma surpresa que possamos freqüentemente pensar sobre os elétrons em um metal como formando um simples gás de cargas livres. A razão dessa idéia funcionar foi primeiramente formulada por Landau em **1956** na sua teoria dos **líquidos de Fermi**. Ele mostrou que, “o que esse quadro está realmente descrevendo é um gás de quase-partículas (tipo-elétron pois possuem muitas das propriedades dos elétrons)”, mas que são de fato, aproximações complexas (de muitos corpos) para os auto-estados do sistema. Tais aproximações ficam melhores à medida que a temperatura (ou outra escala de energia relevante) é reduzida. **Teoria dos líquidos de Fermi diz que um sistema de férmions interagindo pode ser tratado de maneira similar a um sistema de férmions independentes (sem interação).**



Quase-partículas essencialmente livres!

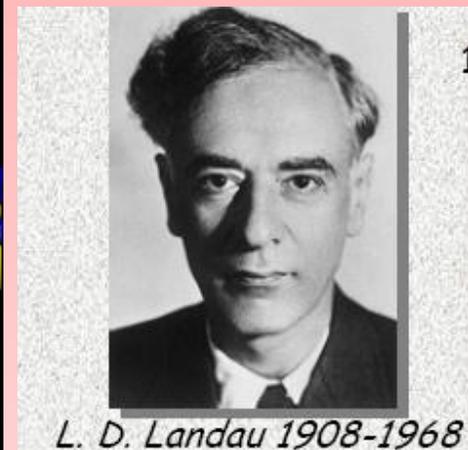
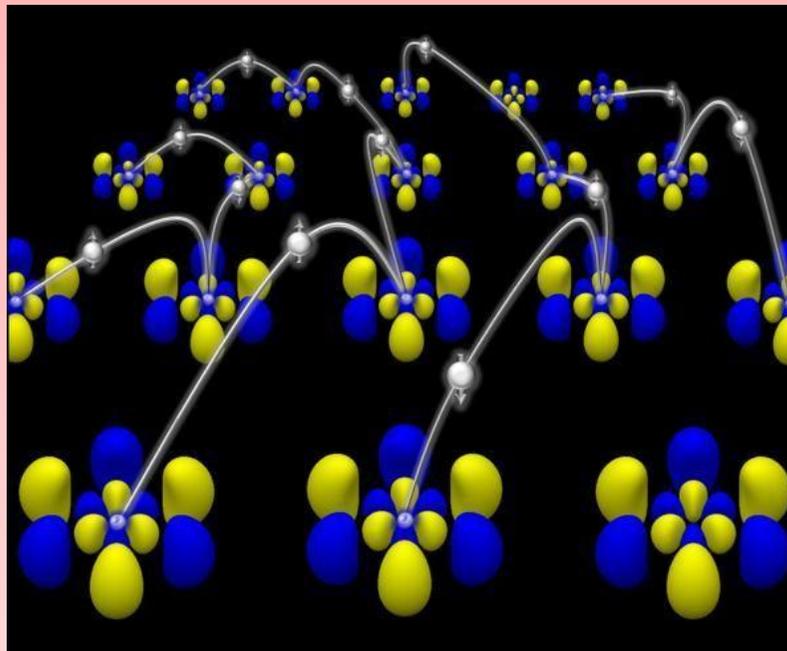


Mar de quase-elétrons ("elétrons gordos") em um líquido de Fermi
"Quadro do elétron independente"

Existem 2 paradigmas na Física da Matéria Condensada Tradicional devido a Landau:

1. P1: Teoria de Landau dos Líquidos de Fermi
2. P2: Teoria de Landau das Transições de Fases (quebra de simetria).

Esse comportamento pode ser denominado “representação do elétron independente” (já que “não” há interação). O sucesso desse pensamento foi um dos triunfos da Física do Século XX. O transistor e a revolução dos semicondutores são algumas das conseqüências dessa representação. A teoria funciona porque ela inclui alguns dos efeitos das interações dos elétrons, mesmo tratando um sistema de elétrons livres. O uso de uma massa modificada para o elétron é uma maneira pela qual a “representação do elétron independente” consegue fazer uma mímica dos efeitos dos outros elétrons.

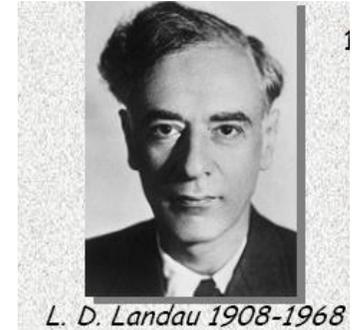
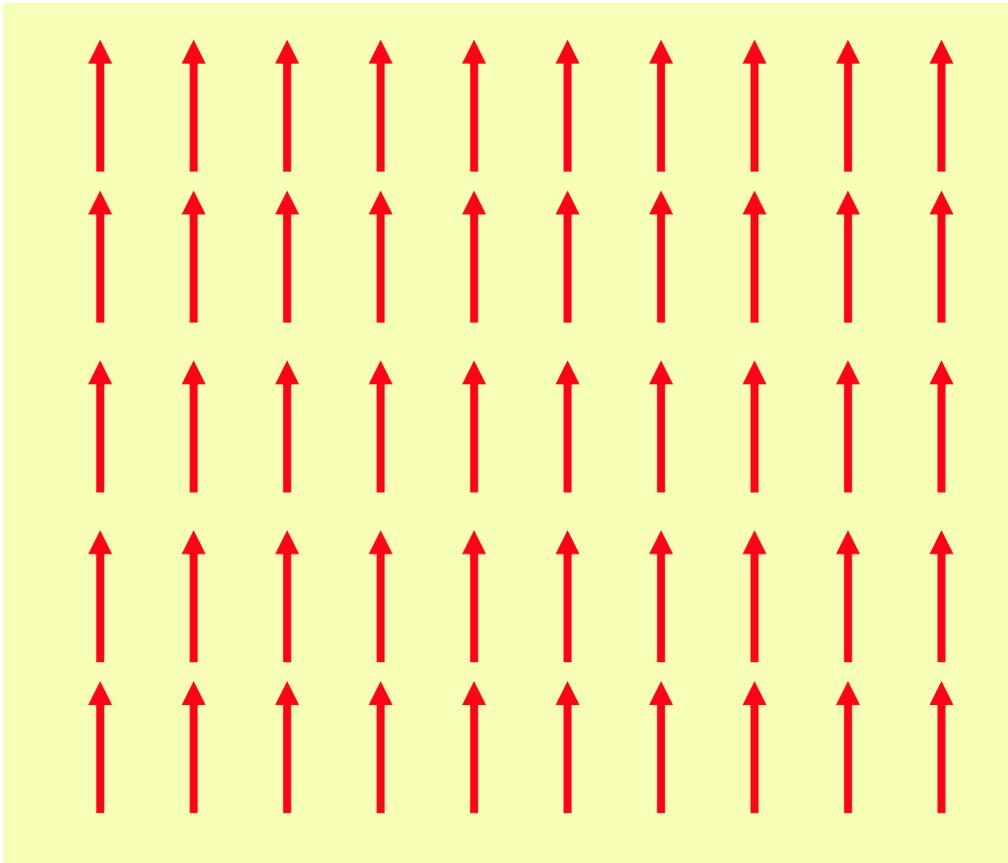


L. D. Landau 1908-1968

Existem 2 paradigmas na Física da Matéria Condensada Tradicional devido a Landau:

1. P1: Teoria de Landau dos Líquidos de Fermi
2. P2: Teoria de Landau das Transições de Fases (quebra de simetria)

Agora, o P2 e outras quase-partículas!



Transição e quebra de simetria:

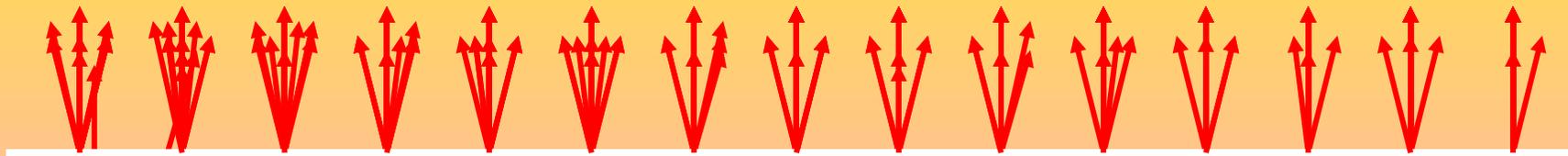
As transições de fases estão relacionadas com quebras espontâneas de simetrias. Diferentes fases implicam em diferentes simetrias. Assim, entendemos as origens de, digamos, fônons sem massa (em super-fluidos). Estão relacionados aos **bósons de Nambu-Goldstone**.

Quebra de simetria: por exemplo, a Hamiltoniana é globalmente invariante sob rotação mas o estado fundamental não exibe essa propriedade... Em magnetismo, **magnons** (de spin-1) surgem para restaurar a simetria perdida...

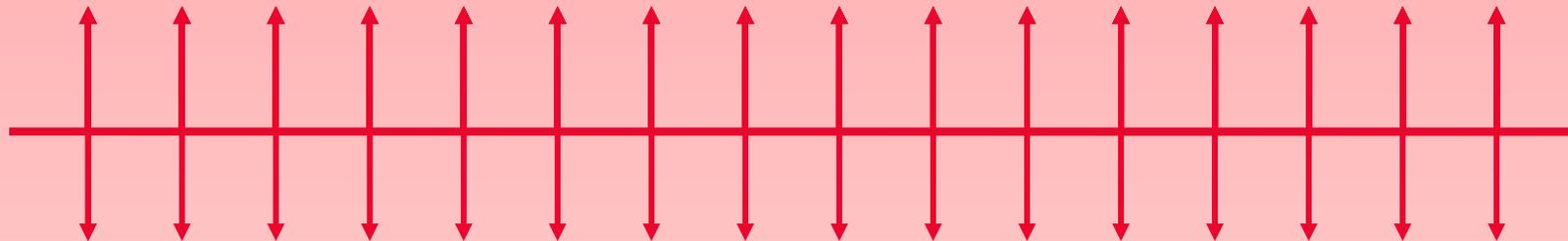
Existem 2 paradigmas na Física da Matéria Condensada Tradicional devido a Landau:

1. P1: Teoria de Landau dos Líquidos de Fermi
2. P2: Teoria de Landau das Transições de Fases.

Quebra da simetria rotacional



1D Ferromagneto clássico, cadeia com $S \gg 1$

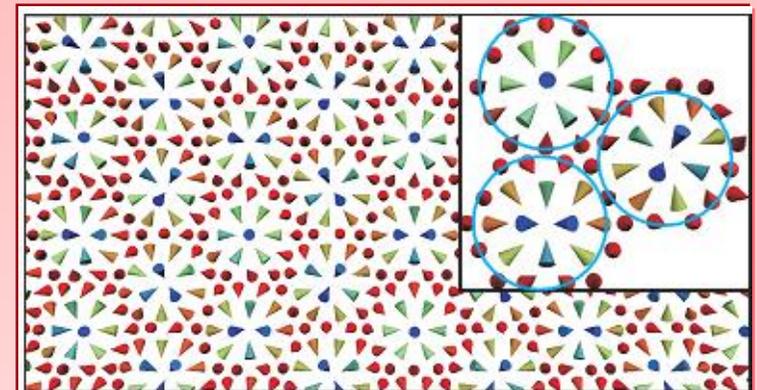
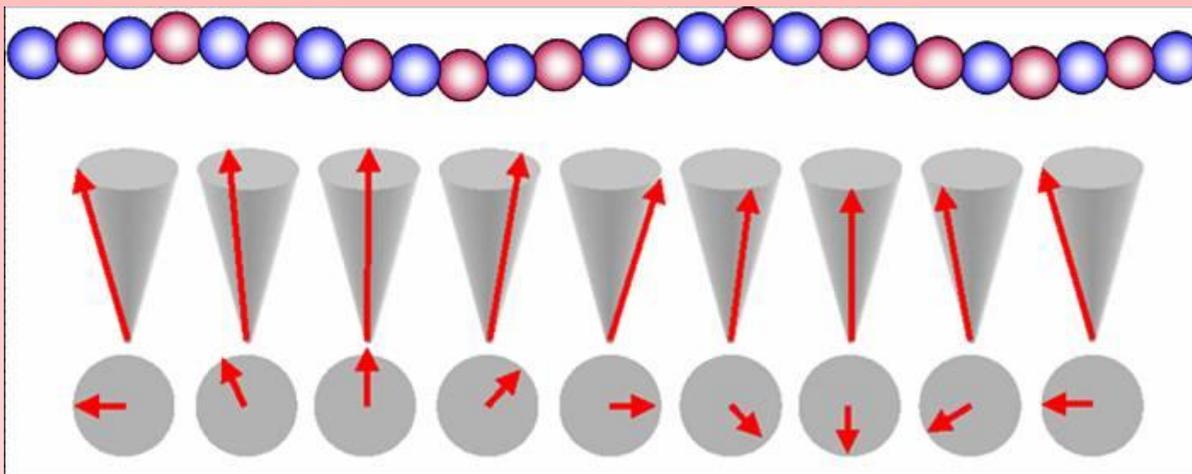
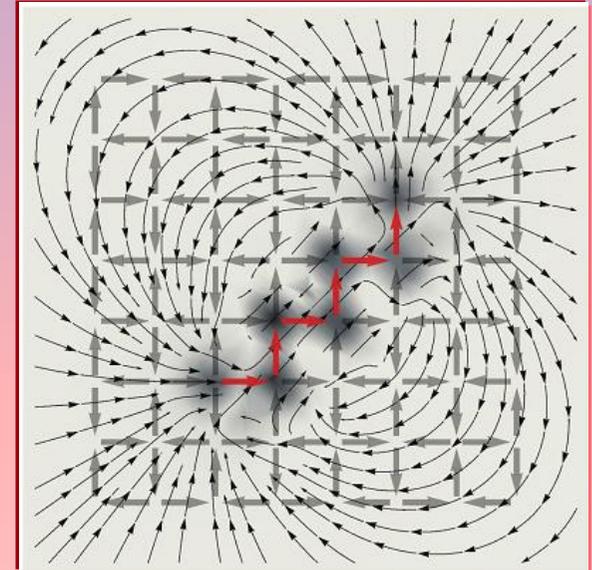
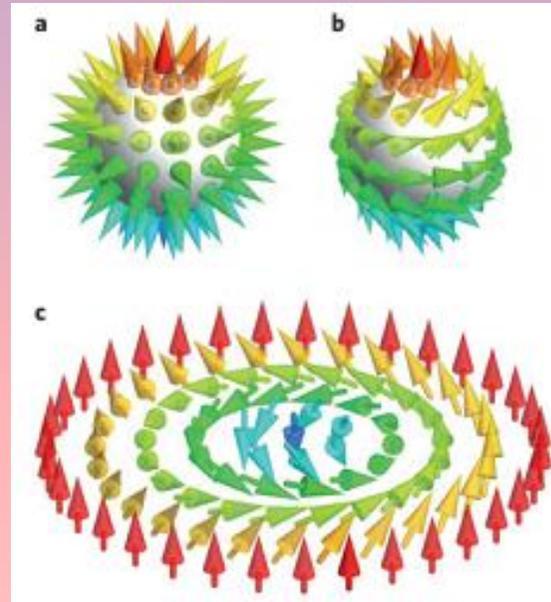
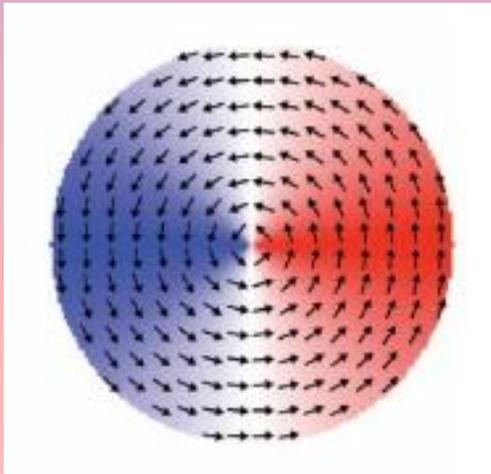


1D Ferromagneto quântico, cadeia com $S=1/2$

Quebra de simetria: em magnetismo, quasi-partículas (magnons) surgem acima do estado fundamental. Eles (magnons) são as “verdadeiras excitações” (de materiais magnéticos). Magnons carregam energia, momentum e spin-1 mas não possuem carga (em geral, pseudo-partículas podem carregar além de energia e momentum, carga e spin).

Algumas quasi-partículas emergentes em Matéria Condensada

**Quebra da simetria translacional e fônons ;
quebra da simetria rotacional e magnons ... Além disso, excitações
topológicas tipo solitons, vórtices... Frustração geométrica: spinons e
monopolos magnéticos...**



Um exemplo simples : quebra da simetria translacional. o mundo dos fônons é simples (agradável e belo...)

As interações entre átomos em um sólido (ou superfluido) são **complicadas e específicas**. Por outro lado, as propriedades dos fônons emergentes (em baixas energias) são **simples e universais**. Por que? **1.** Todos os fônons possuem velocidades independentes de suas energias (o tipo de interação entre os átomos originais não importa) . **2.** Fônons comportam-se como partículas livres (enquanto os átomos/moléculas originais interagem fortemente) .

O que se vê nos experimentos com cristais: em experimentos a baixas temperaturas, fônons são as excitações que observamos (calor específico...)

$$C_v = 9R \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x^4 \exp(x)}{(\exp(x) - 1)^2} dx$$



$T \approx 0$

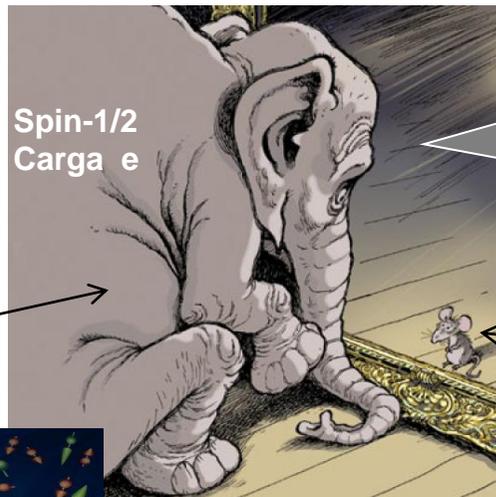
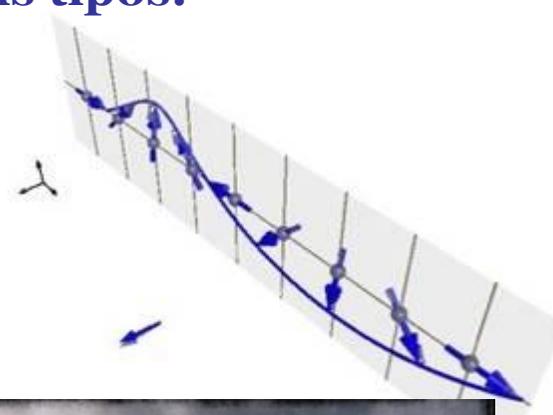
$$C_v = \frac{12\pi^4}{5} R (T / \theta_D)^3$$

O modelo de Debye e o comportamento experimental correto do calor específico em baixas temperaturas (T^3) para sólidos.

E o que dizer sobre as excitações dos sistemas magnéticos (meio que) “tradicionais”!?

Na maioria das fases da matéria, todas as excitações podem ser construídas a partir de excitações elementares que são basicamente de dois tipos:

- 1) P1: Tipo-elétron (carregando spin-1/2 e carga $\pm e$);
- 2) P2: Tipo-magnon (carregando spin-1 e carga zero).

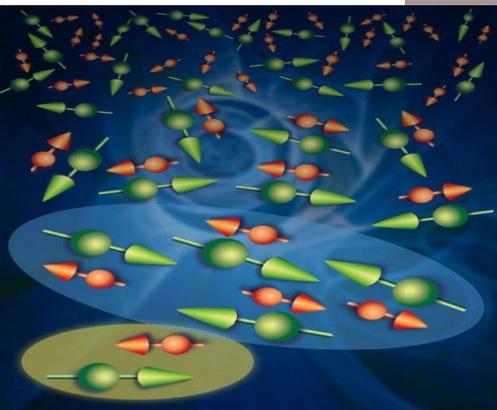


Spin-1/2
Carga e

Tipo-elétron

Elétron

Eu sou a sua
Imagem? Mas
sou mais
gordinho!



VEJAMOS
ALGUNS
EXEMPLOS:

Tipo-magnon

Magnon

Isolantes de Mott como exemplo

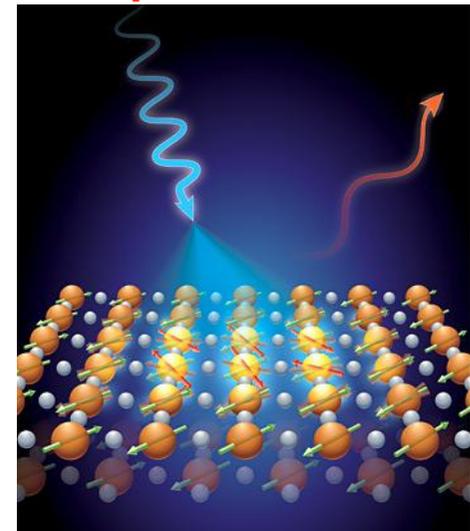
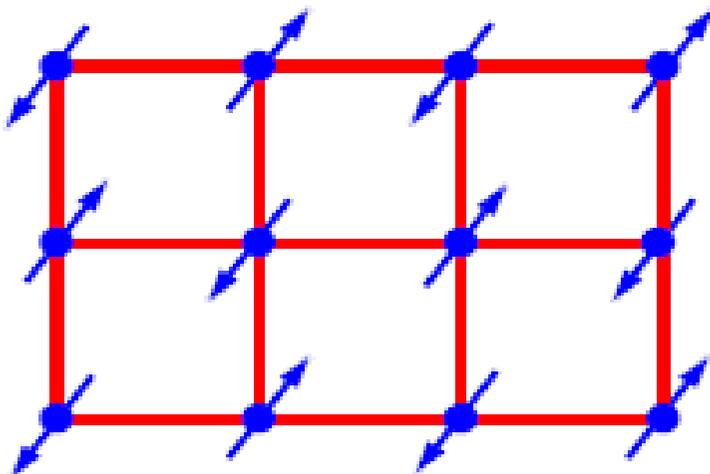
Foco sobre o comportamento dos **isolantes de Mott** (**materiais com spins localizados**)

1. Podem ser descritos pela Hamiltoniana de Heisenberg (e suas variantes)

$$H = J \sum_j [(1 + \delta(-1)^j) \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{S}_{j+1} + \alpha \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{S}_{j+2}]$$

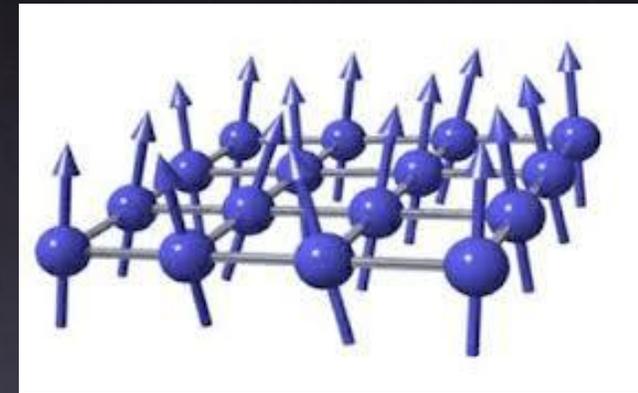
2. Em $T=0$, eles usualmente **quebram simetrias** e desenvolvem **ordem (OLA)**.

Exemplo: Heisenberg 2D em uma rede quadrada apresenta uma **ordem** de longo alcance antiferromagnética (Néel) associada com a **quebra de simetria de rotação de spin**.

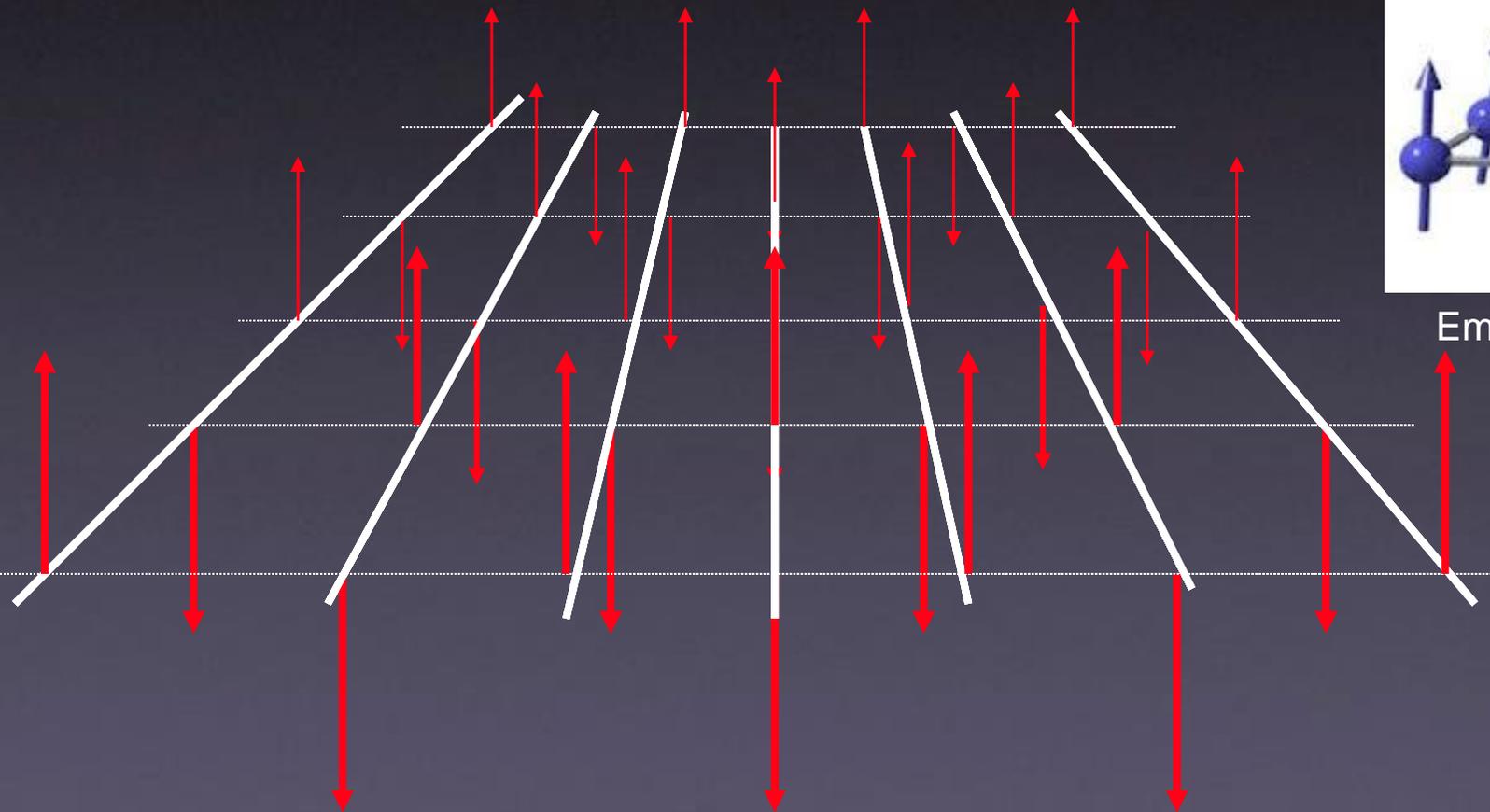


Antiferromagneto 2D (spin-1/2)

Em uma rede quadrada antiferromagnética com interação apenas entre primeiros vizinhos, a tendência geral é que o estado fundamental seja ordenado. Essa é **ordem de Néel**; quebra da simetria rotacional dos spins. O **parâmetro de ordem é o vetor de Néel \mathbf{n}** . Excitações são exatamente os magnons”.



Em termos do vetor de Néel



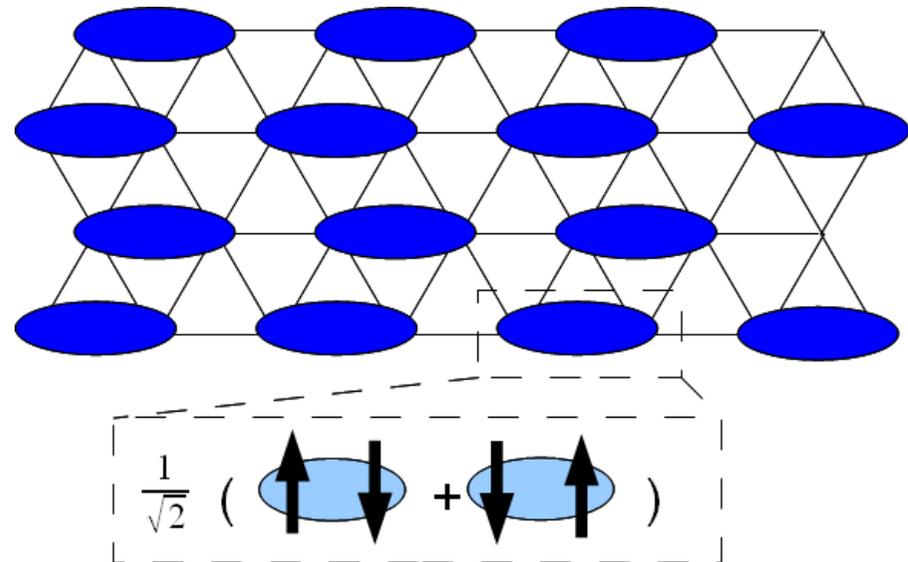
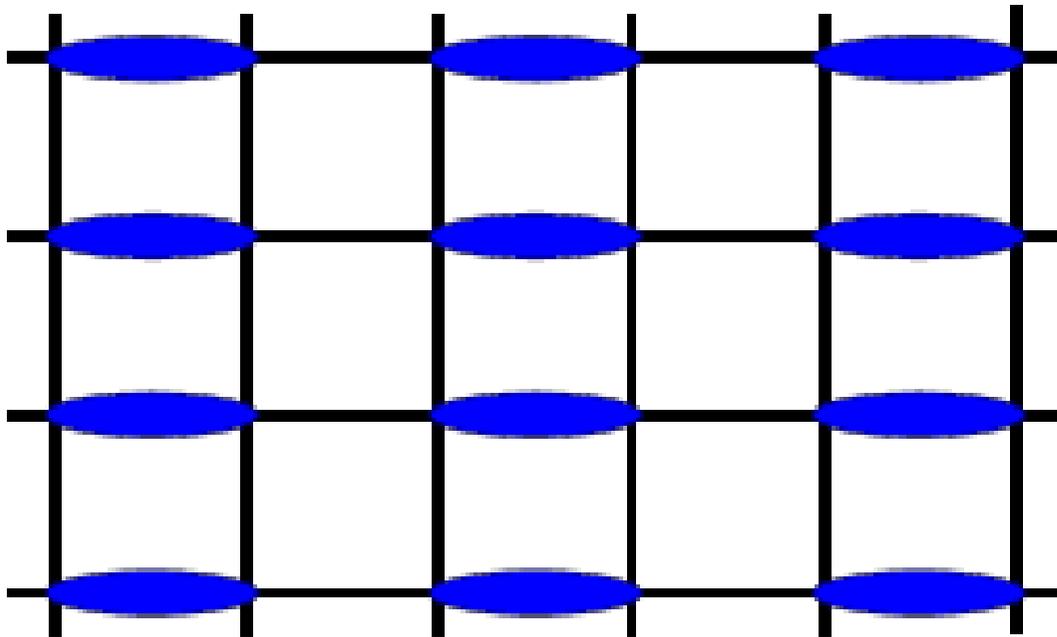
Outro exemplo de ordem com Mott

Dois spins vizinhos preferem ficar emparelhados em um **par** "up" e "down" na forma de **singlete**, formando um **"valence bond"** VB (dimer).

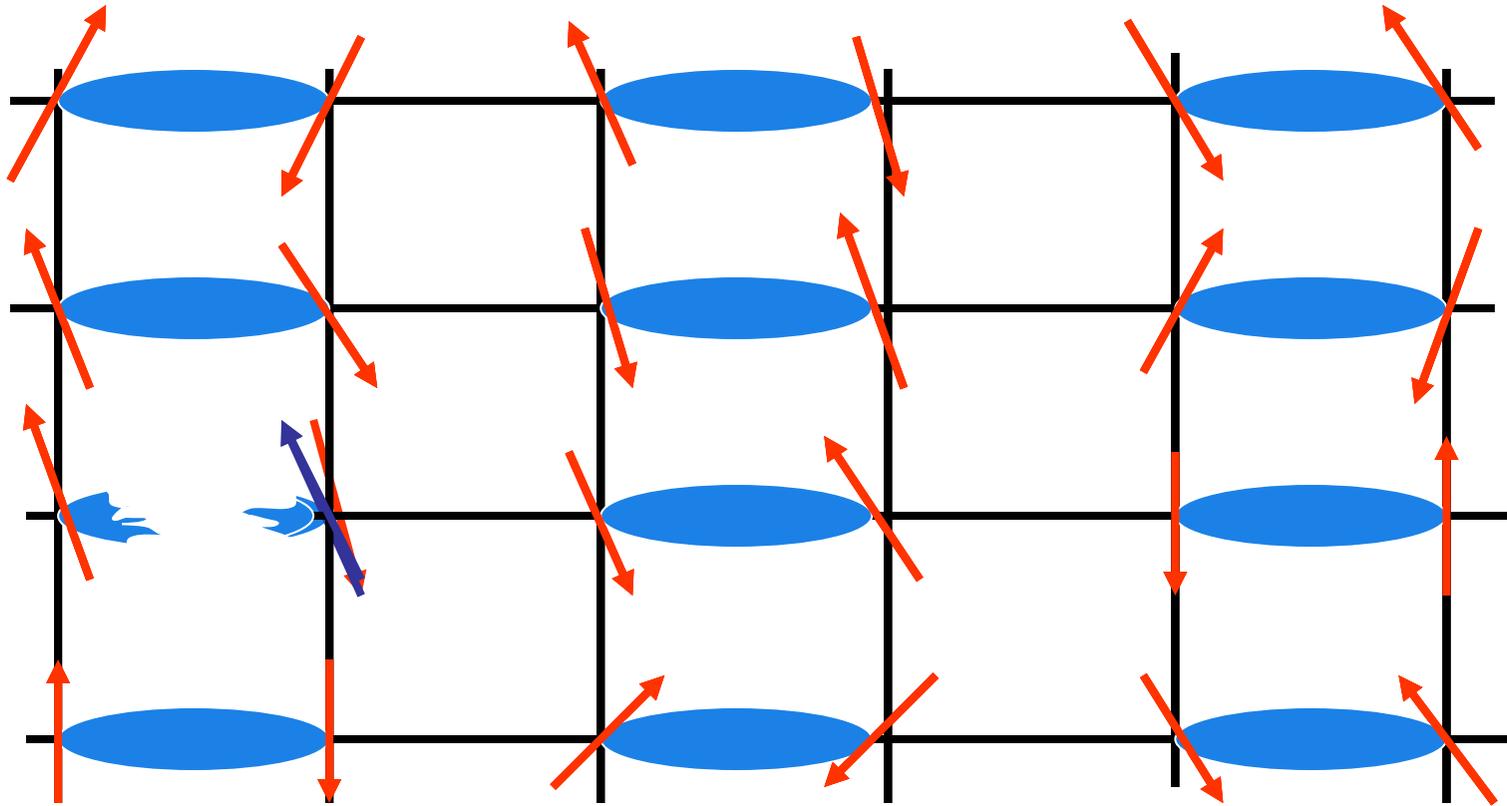
$$\text{VB} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$$

VB é um objeto "extremamente quântico", com 2 spins maximamente emaranhados!

Os VB's, por sua vez, podem se ordenar, formando um **"valence bound solid"** (VBS), que **quebra a simetria translacional** do sistema.

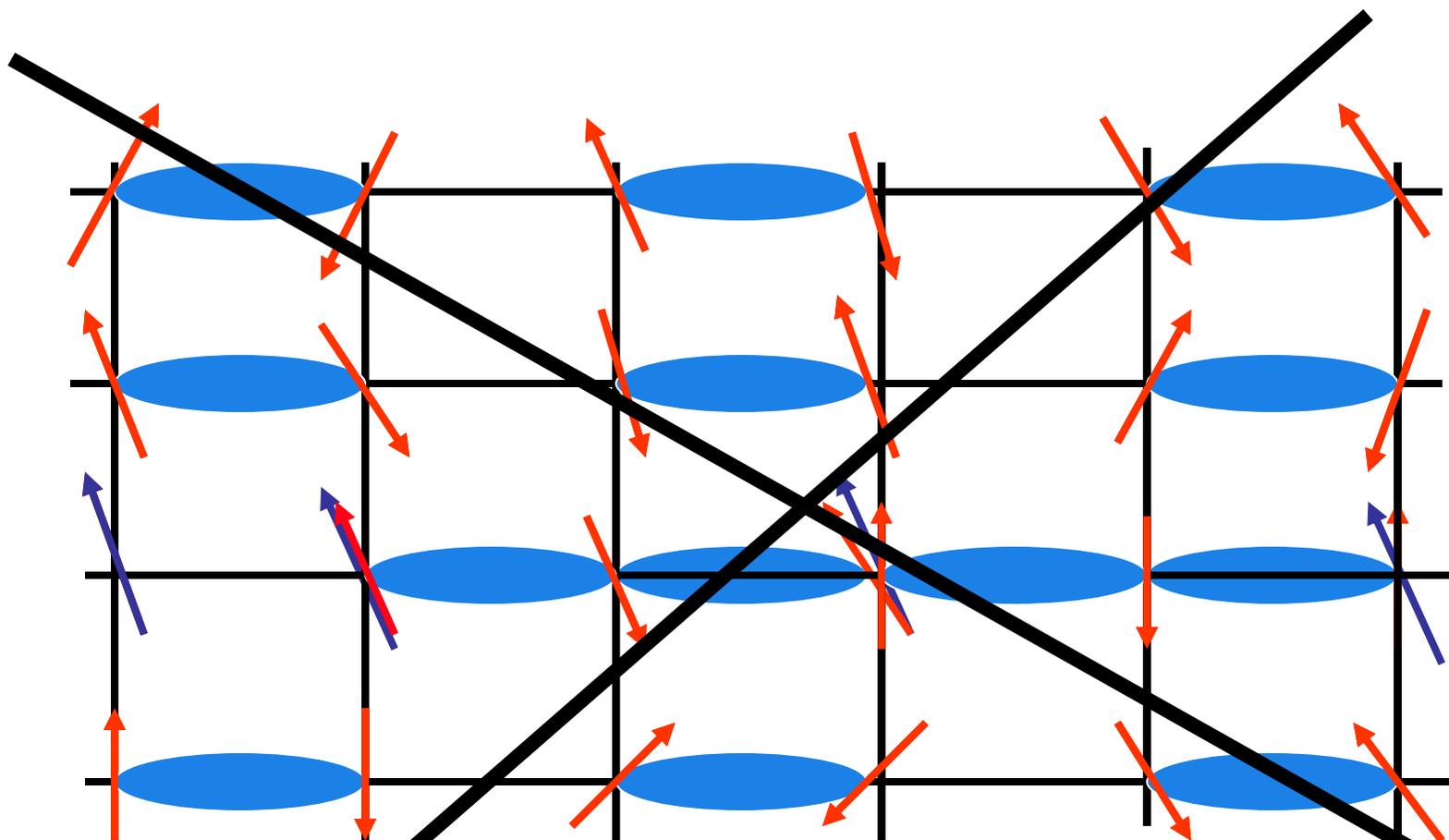


Assim, nesses sistemas ordenados, as excitações, em geral, não se “fracionalizam” e são do tipo tradicional. Vejamos o que acontece em um Valence Bond Solid (VBS).



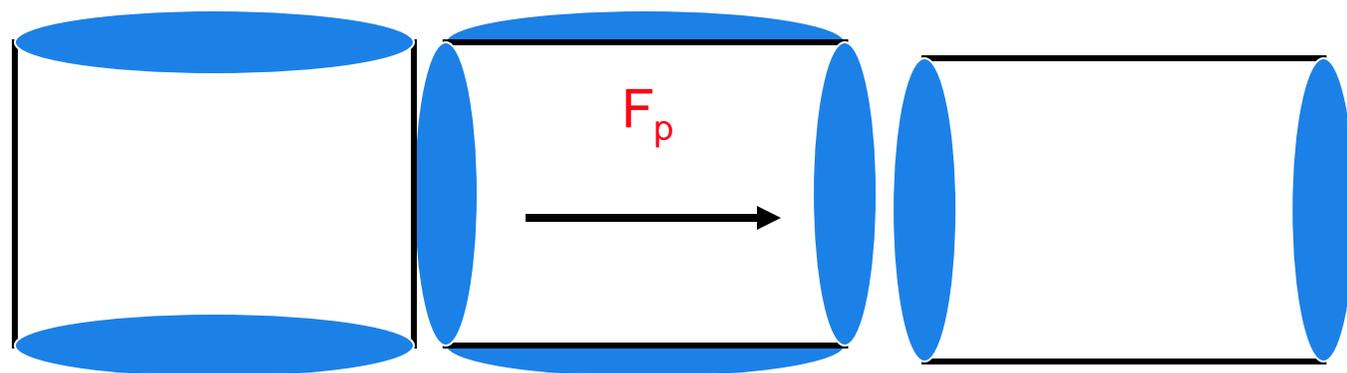
Um VB (dimer) pode ser quebrado (custo de energia da ordem de J) criando uma excitação neutra (com gap) com spin-1 (portanto, tipo magnon) na qual dois spins ficam alinhados.

Ao tentar quebrar essa pseudo-partícula tipo magnon (spin-1 e neutra) em duas outras de spin-1/2 (e neutras; portanto diferente do tipo-elétron), enfrentamos um problema. Vejamos: **Elas não conseguem se afastar, pois no VBS a energia cresceria com a distancia**



Defeito linha: disparidade nos VB's e energia crescendo com a distância ($E \propto r$). Iguais aos quarks da Quantum Chromodynamics, teríamos confinamento dessas "coisas" neutras com spin-1/2 !

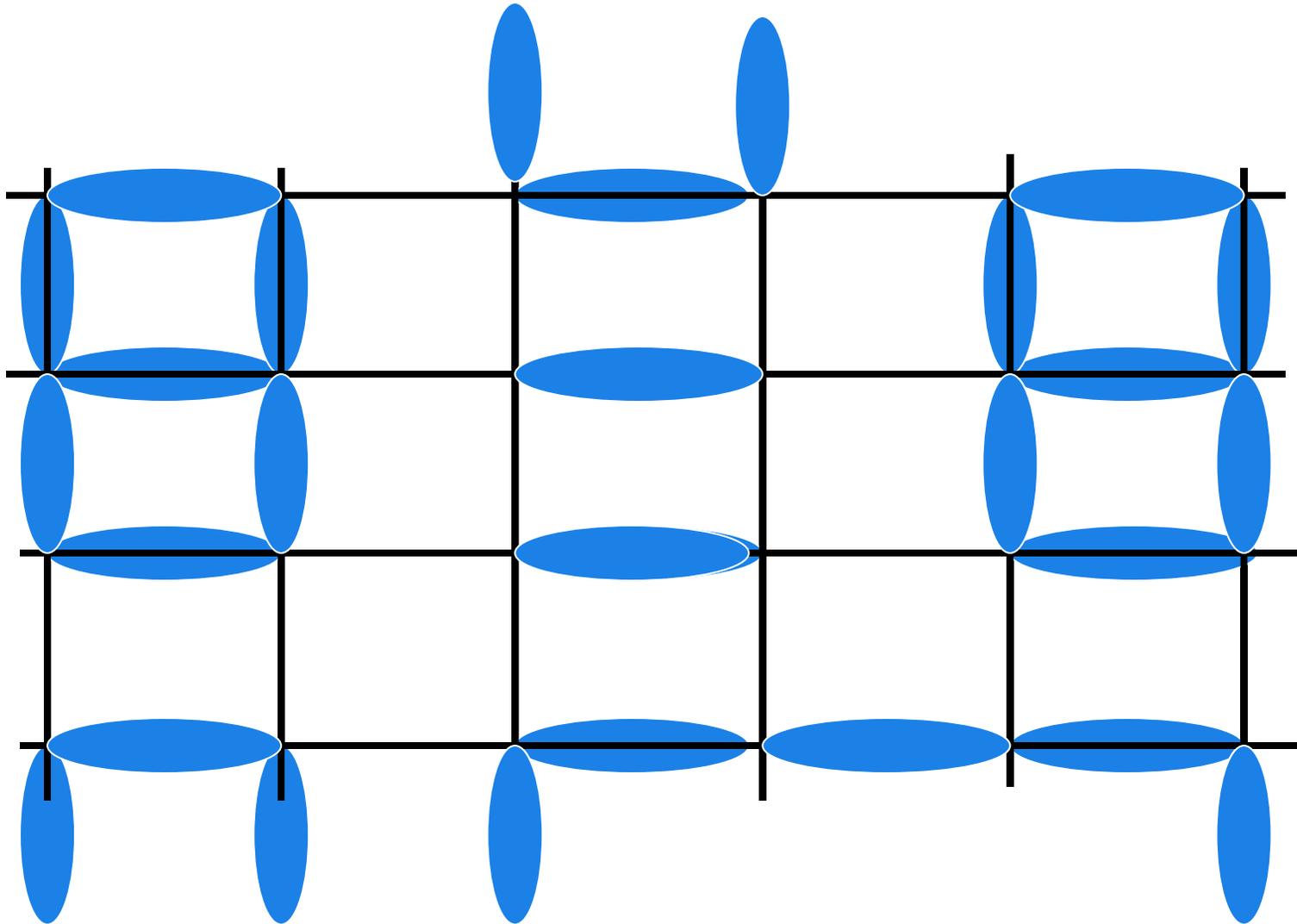
Essas “coisas” neutras possuindo spin-1/2 seriam partículas (mais precisamente, quasi-partículas) exóticas, pois seriam apenas parte do elétron (carregariam apenas parte dele, uma de suas “pernas”, isto é, seu spin; portanto, um **Saci Pererê**). “Coisas” exóticas assim (fração do elétron) poderiam se manifestar no mundo físico? Vejamos...



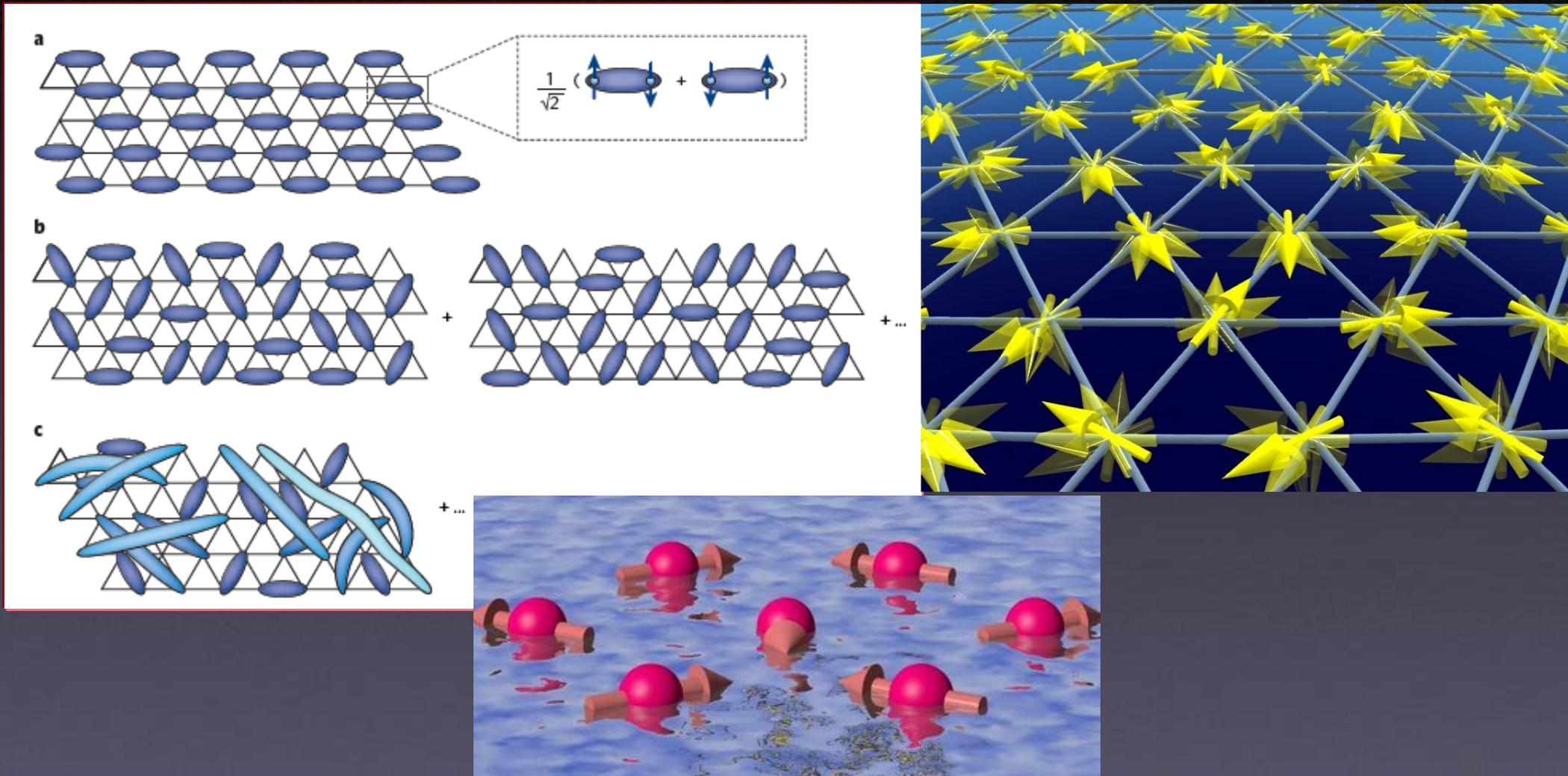
$$H = J \sum_j [(1 + \delta(-1)^j) S_j \cdot S_{j+1} + \alpha S_j \cdot S_{j+2}]$$

Efeitos quânticos podem induzir uma ressonância nos VB' s de uma plaqueta onde um operador “FLUXO” F_p “flipa” as ligações entre os dois estados ressonantes.

Neste caso, efeitos quânticos poderiam produzir um **Resonance Valence Bond** (RVB liquid), que é um estado desordenado do VBS.

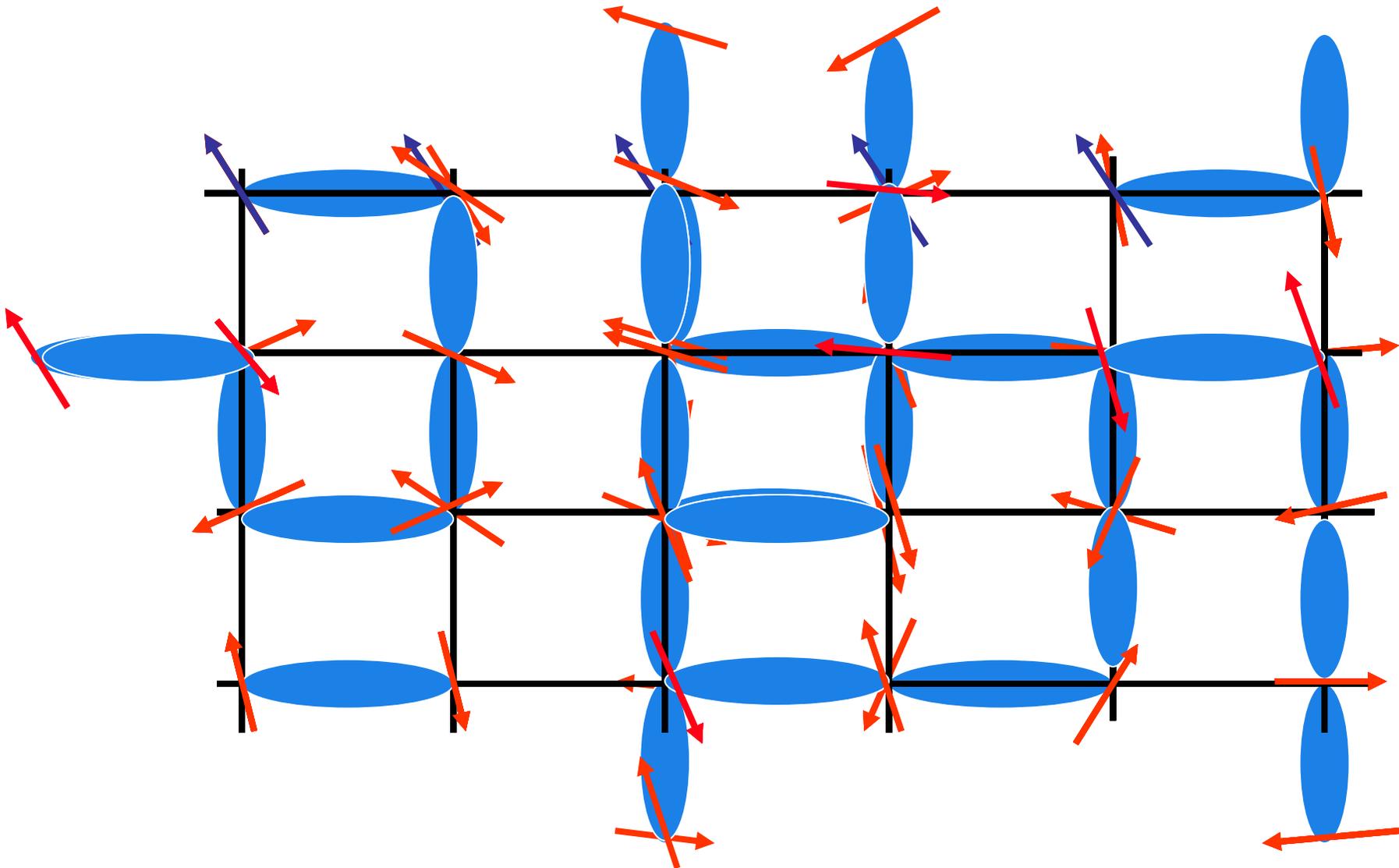


Abaixo, uma ilustração de tais sistemas em redes triangulares; começando do VBS, passamos a um **líquido RVB** com VB de **curto alcance** e finalmente, podemos ainda ter um **líquido RVB** com VB de **longo alcance**.



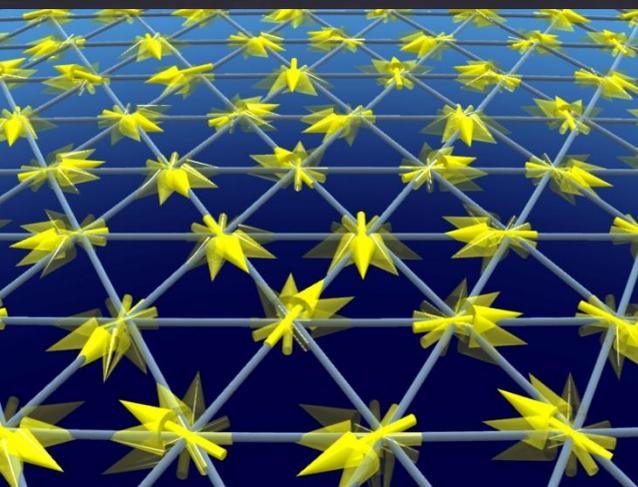
No RVB, a função de onda é uma superposição de muitos diferentes emparelhamentos dos spins.

Agora veja o que pode acontecer em um estado líquido RVB. Não temos defeito tipo linha e a região entre 2 “coisas” com spin-1/2 e neutra possui um custo de energia finito com a separação. Essas “coisas” se movem simplesmente pelo ajuste local dos Valence Bonds.

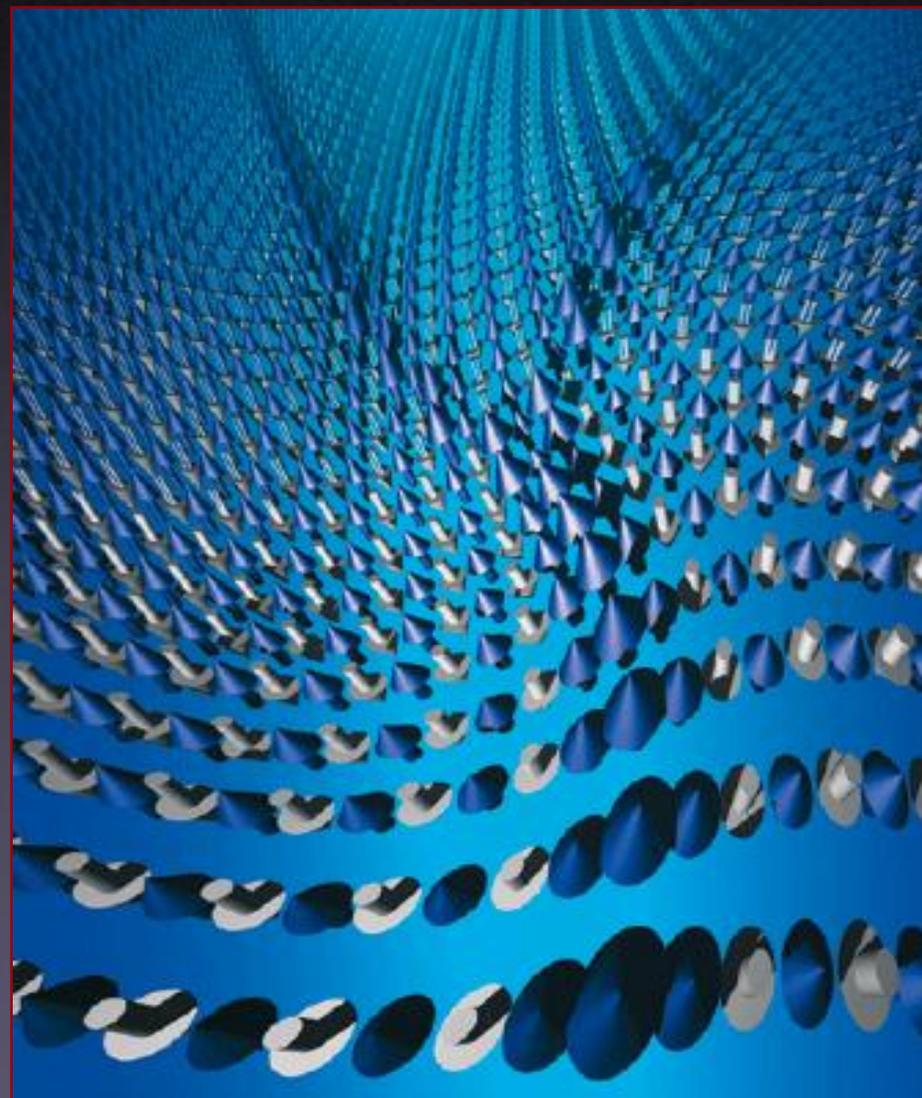


Portanto, em princípio, poderíamos encontrar essas “**coisas**”, ou melhor, essas **quasi-partículas exóticas (Saci)** em sistemas antiferromagnéticos no “**estado líquido**”. Devemos então procurar por materiais magnéticos naturais (ou artificiais) que exibam este estado da matéria. **Uma das características** desses materiais seria a presença dessas quasi-partículas **exóticas**, denominadas **spinons**.

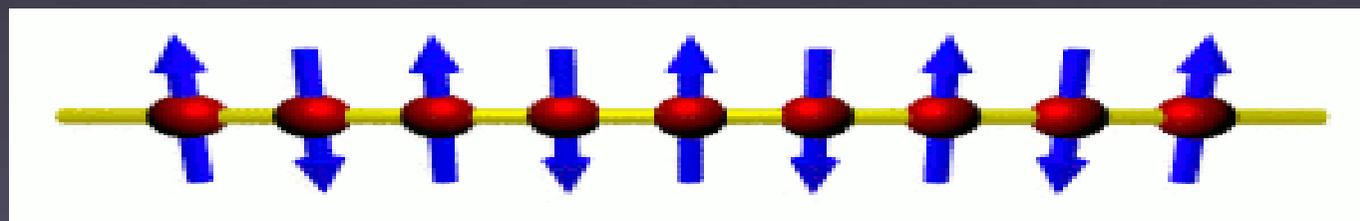
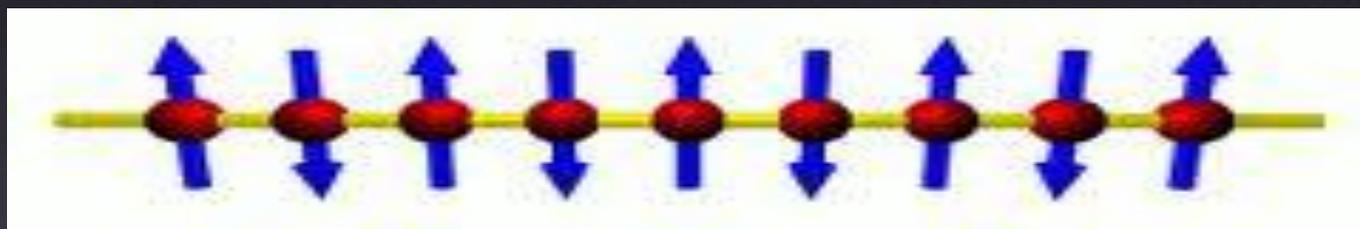
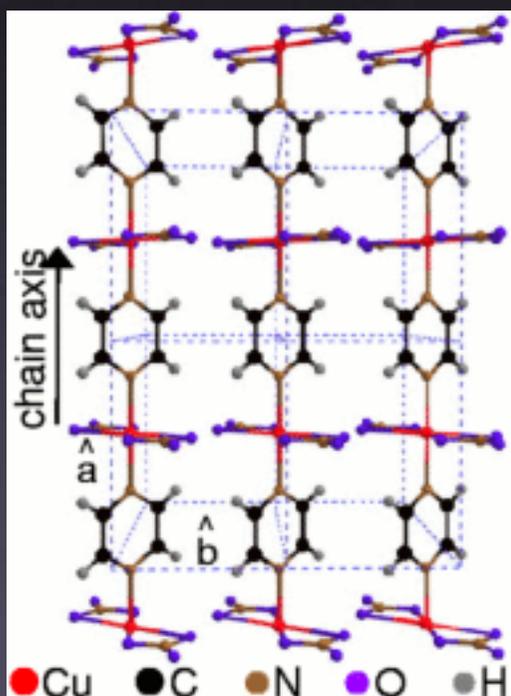
Oba, tenho
Possibilidade de
Existir!!!



Partícula quebrada sem carga mas com spin

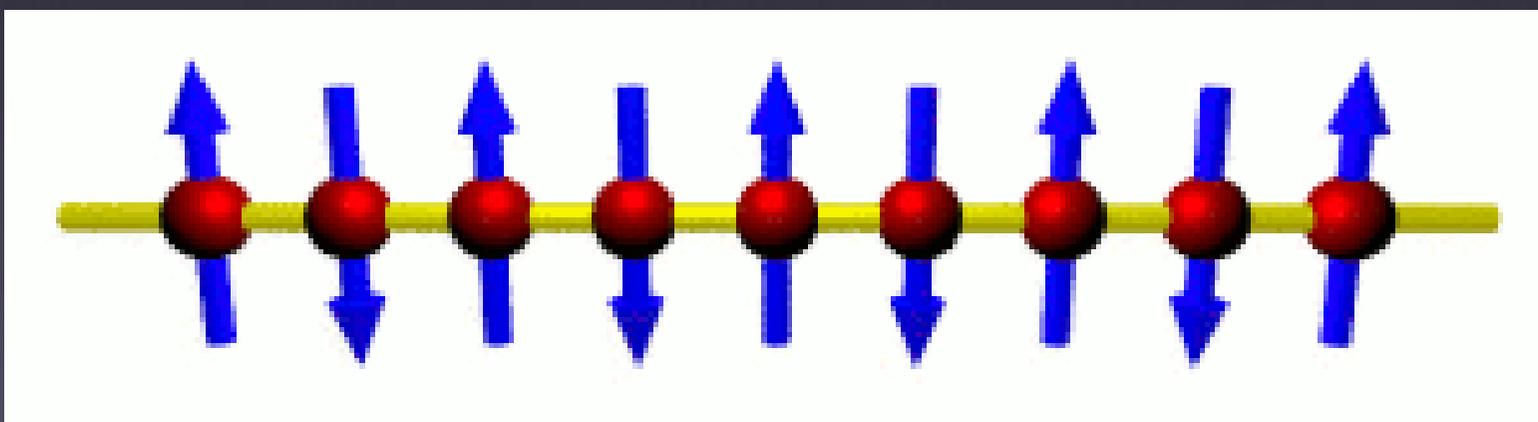
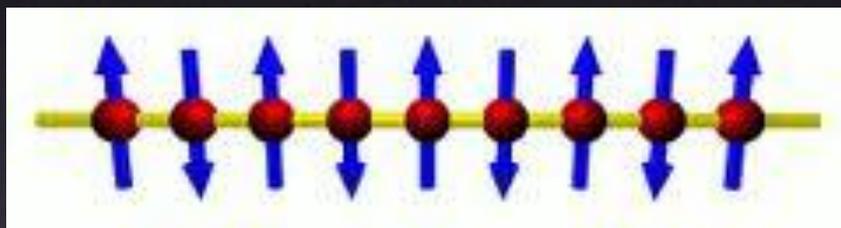


Tal procura parece ser mais fácil em 1D... De fato, para elétrons se movimentarem em 1D, eles se confrontam com um problema óbvio! Em $D > 1$, um elétron pode circular em torno de outro de maneira a obedecer o Princípio de Pauli. Mas em 1D, partículas ficam comprimidas e podemos pensar que férmions e bósons são inesperadamente (mais ou menos) semelhantes; assim, os paradigmas da MC (tipo o conceito de líquido de Fermi de quasi-partículas (vital para a compreensão dos estados de muitos elétrons interagindo em um metal) cai por terra.



Isso possibilita o surgimento de novas formas da matéria (tipo líquido de Tomonaga-Luttinger). Cadeias antiferromagnéticas de spin-1/2 podem apresentar tal comportamento...

Vejamos: a propagação de um simples “spin-flip” (**tipo-magnon**, spin-1 e neutro) através de uma cadeia antiferromagnética se “fracionaliza” em duas paredes de domínios (**spinons**). Agora, temos **Emergência de “Frações”** de partículas. Surge a **Fracionalização!** Fractionalização é o fenômeno em que quasipartículas de um sistema não podem ser construídas como combinações de seus constituintes elementares. Em resumo, não podem ser nem tipo elétron e nem tipo magnon.



Só para constar... Em uma dimensão espacial, **spinons** foram observados experimentalmente em 2006. Pegaram o Saci! Mas não é só isso, encontraram também a Mula sem cabeça...Dedicarei mais 2 slides para essa história!

Em 1981, Haldane conjecturou teoricamente que se um fio excepcionalmente fino fosse colocado em temperaturas extremamente baixas, então as condições de limitação de espaço fariam com que os elétrons se comportassem de maneira que seus **campos elétrico** e **magnético** assumissem a forma de duas partículas distintas que ele chamou de spinons (de "spin") e holons (de "hole", carregando portanto a carga elétrica). O "pequeno" ficaria ainda menor! **"Fracionalização"...**



+

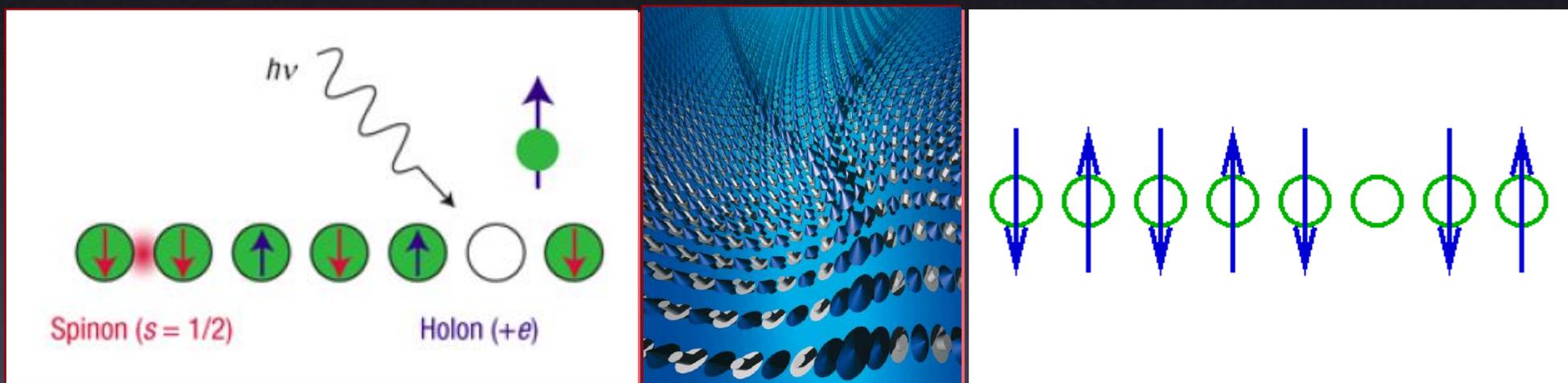


=



Teoricamente, o elétron pode ser então considerado como um estado ligado desses dois, com o **spinon** carregando o spin $\frac{1}{2}$ e o **chargon (anti-holon)** carregando a carga $-e$, mas em certas condições eles podem ficar não-confinados, comportando-se como partículas independentes.

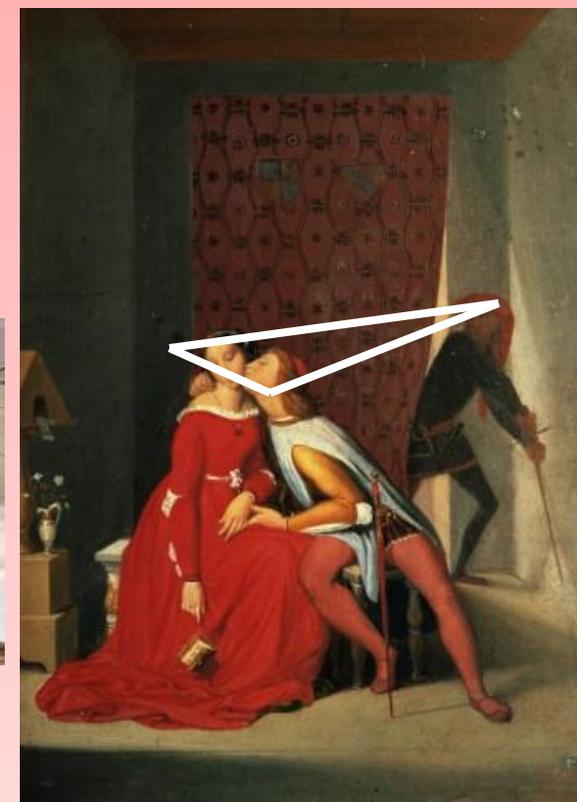
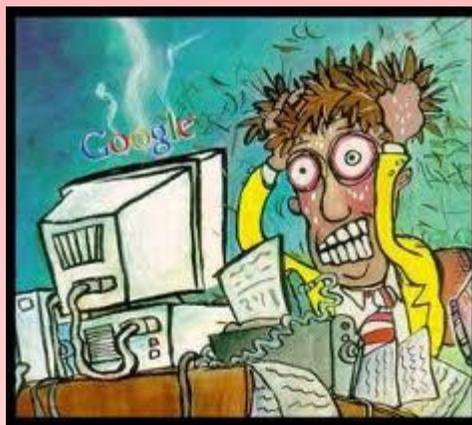
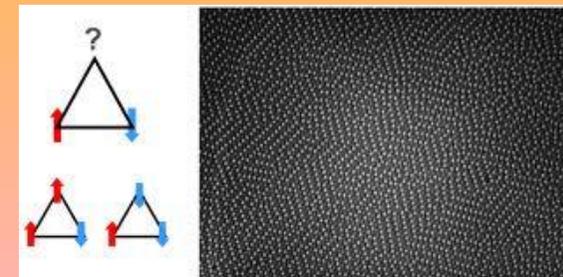
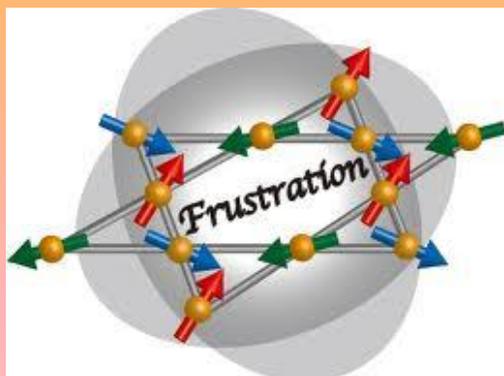
O desafio consistia então em criar um "fio quântico" que confinasse os elétrons, e trazer esse fio próximo o suficiente de um metal comum, de forma que os elétrons do metal pudessem realizar um "salto quântico" (tunelamento) para dentro do fio. Observando como o ritmo de saltos varia em função de um campo magnético aplicado, a experiência poderia revelar como o elétron, ao entrar no fio quântico, se "separa" em spinons e chargons. **"Fracionalização"...**



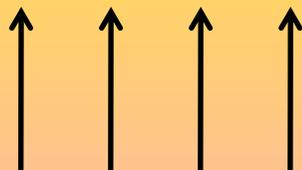
Isso foi feito experimentalmente mediante a colocação de um pente de fios acima de uma nuvem plana de elétrons em um metal ([Nature-Physics 2, 397 \(2006\)](#)). A divisão do elétron em spinons (Saci) e holons (Mula sem cabeça) foi comprovada.

A existência de spínons e de hólons foi comprovada utilizando amostras unidimensionais de óxido de cobre ($SrCuO_2$), aplicando-se uma técnica chamada ARPES ("Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy").

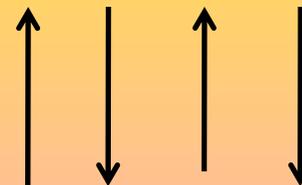
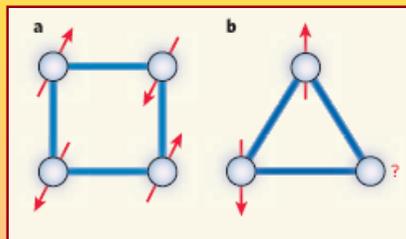
Aumentemos a dimensão! Vamos tentar outros fenômenos emergentes. As coisas são ainda mais complicadas em Matéria Condensada... Os **Paradigmas de Landau** não funcionam para os “**novos materiais e sistemas**”... **O século XX viu um notável sucesso do “quadro do elétron independente”**. Mas desde a década de 1980, seus fundamentos foram sendo desafiados pela descobertas de materiais que não se encaixam nesse padrão... É uma **FRUSTRAÇÃO?**



...É uma **FRUSTRAÇÃO**? Sim, também existe FRUSTRAÇÃO...E ela pode nos ajudar a entender algumas coisas... **Vejamos! Frustração geométrica** pode ser facilmente visualizada em materiais **antiferromagnéticos** (um exemplo trivial é a rede triangular com spins do tipo Ising). **O triangulo eterno!!**



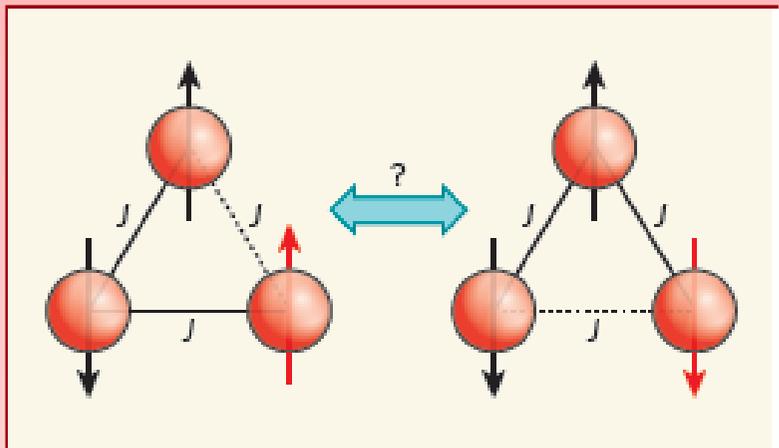
Sistemas Ferromagnéticos: spins paralelos



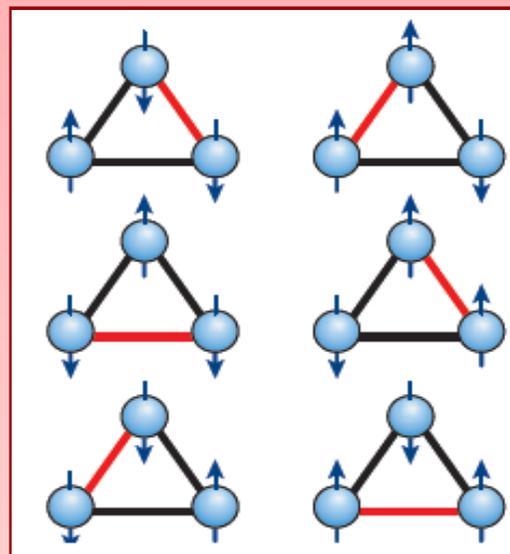
Sistemas Antiferromagnéticos: spins antiparalelos



$$H = - \frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j$$

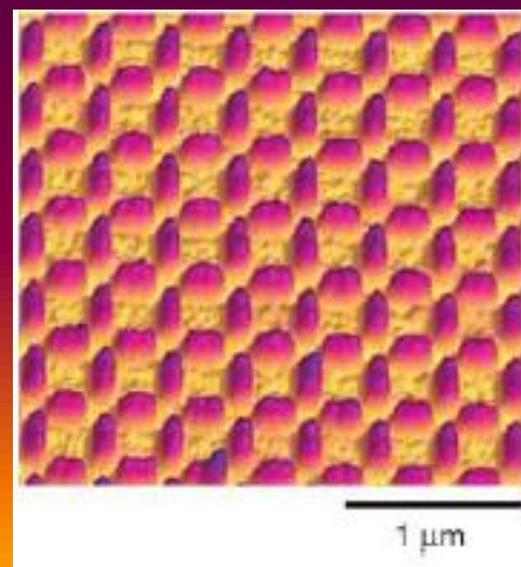
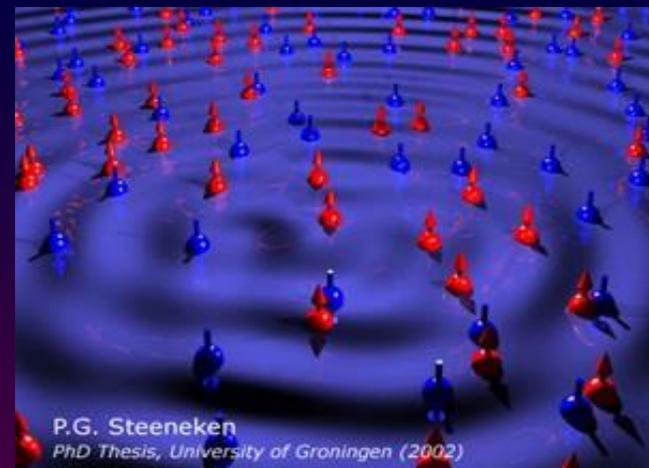
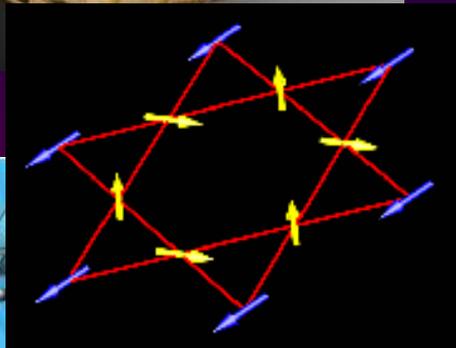
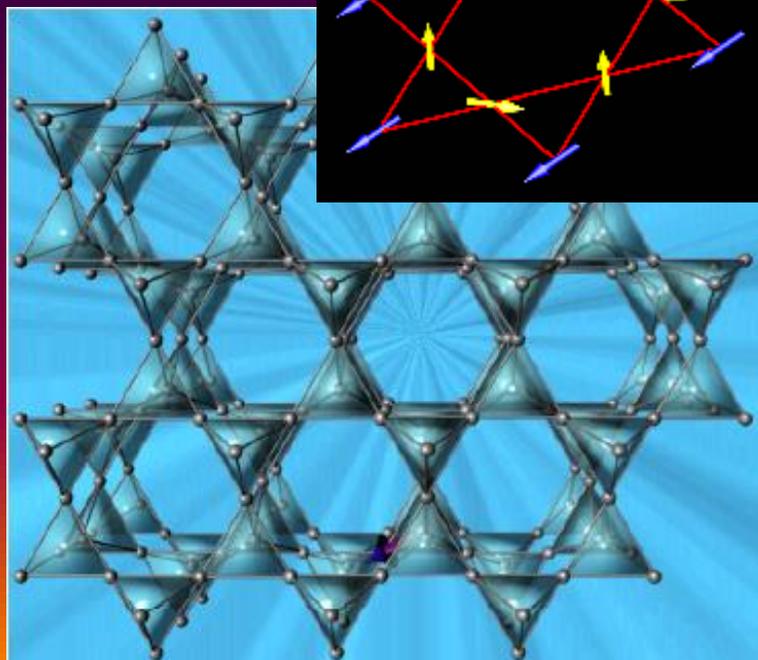
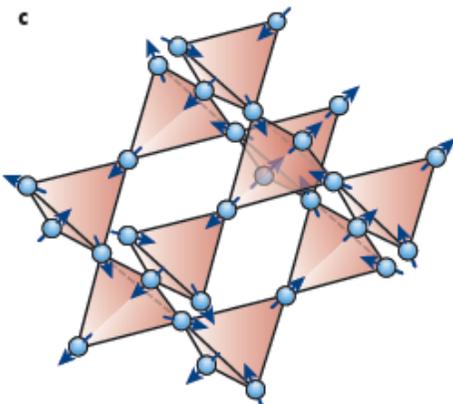
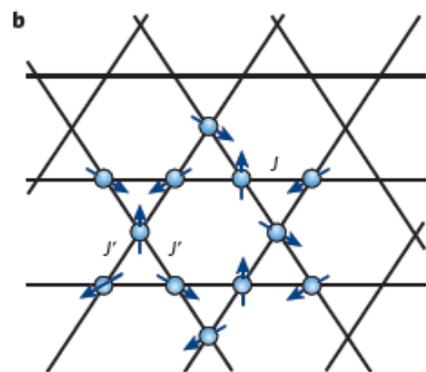
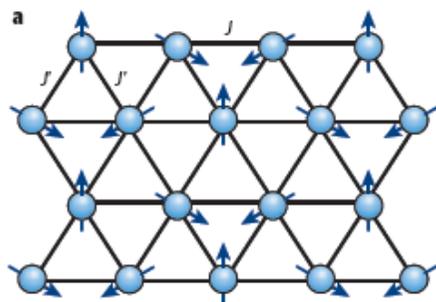


Network de um sistema frustrado

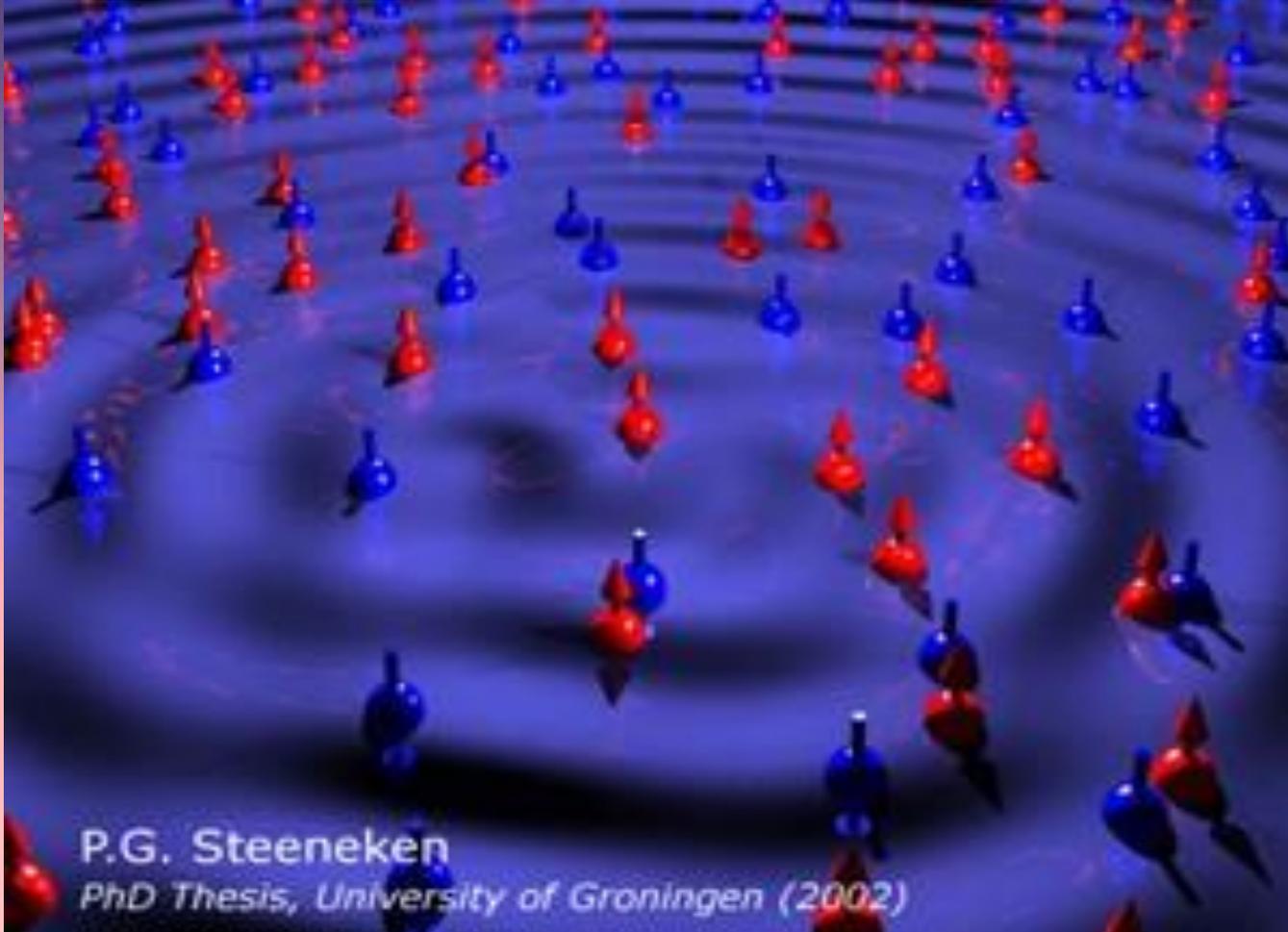


Frustração gera estados fundamentais degenerados

FRUSTRAÇÃO pode gerar novos estados da matéria tais como “spin glass” (vidro de spin), “spin liquid” (liquido de spin) e “spin ice” (gelo de spin).

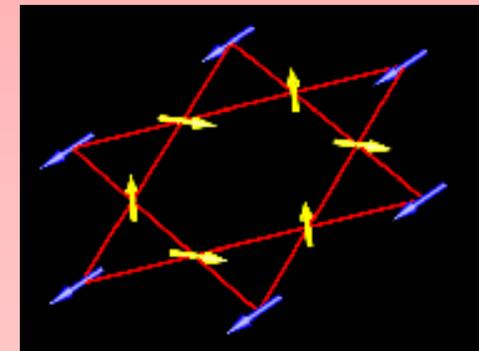


Líquidos de spin em magnetos bidimensionais frustrados



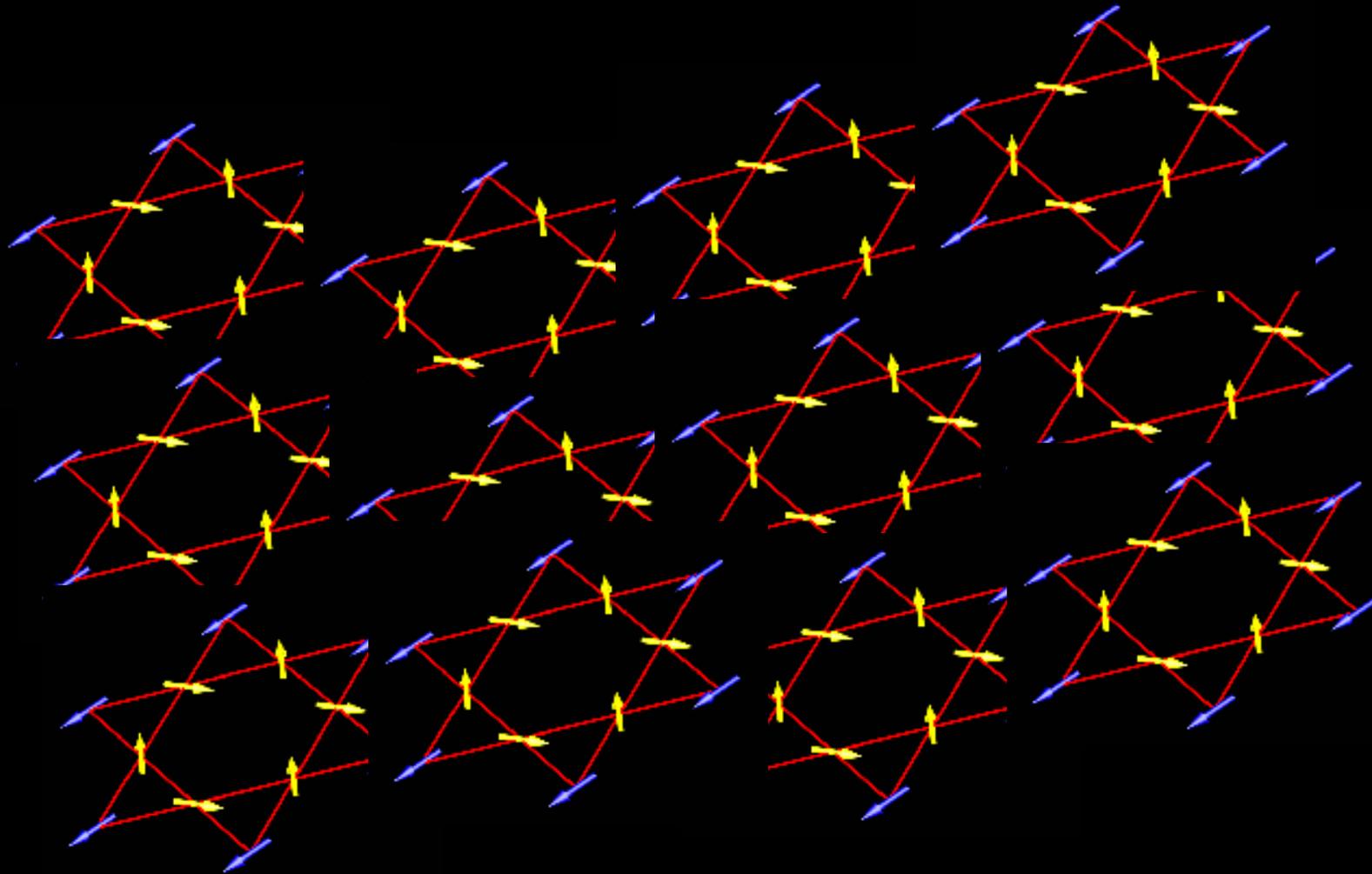
Sistemas magnéticos imitando o estado líquido.

Por uma analogia com o estado líquido usual, no qual as moléculas formam um sistema denso e altamente correlacionado sem nenhuma ordem estática, os spins em um líquido de spin estão altamente correlacionados, mas ainda flutuam fortemente, mesmo em $T=0K$.



Líquidos de spin quânticos (LSQ) são estranhos porque não possuem ordem mesmo quando a temperatura é zero (em $T=0K$ não há quebra da simetria rotacional): eles possuem estados fundamentais não-magnéticos que são construídos de momentos magnéticos locais bem definidos.

Líquidos de spin em magnetos bidimensionais frustrados



A animação mostra as flutuações do ponto zero, fazendo os spins “dançarem”, levando o sistema para um estado fundamental desordenado.

Em resumo, podemos dizer que um líquido de spin quântico é um isolante de Mott não-magnético estabilizado puramente por efeitos quânticos no zero absoluto. Ele resiste a qualquer tendência a uma ordem.

“Está no ar” uma grande procura experimental por sistemas que sejam Líquidos de Spin (LS) em dimensão maior que 1. Abaixo, uma tabela de alguns materiais estudados experimentalmente na procura pelos LS. Além da rede triangular, sistemas com uma rede kagomé são bons candidatos.

Table 1 | Some experimental materials studied in the search for QSLs

Material	Lattice	S	Θ_{CW} (K)	R^*	Status or explanation
κ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu $_2$ (CN) $_3$	Triangular†	$\frac{1}{2}$	-375‡	1.8	Possible QSL
EtMe $_3$ Sb[Pd(dmit) $_2$] $_2$	Triangular†	$\frac{1}{2}$	-(375-325)‡	?	Possible QSL
Cu $_3$ V $_2$ O $_7$ (OH) $_2$ •2H $_2$ O (volborthite)	Kagomé†	$\frac{1}{2}$	-115	6	Magnetic
ZnCu $_3$ (OH) $_6$ Cl $_2$ (herbertsmithite)	Kagomé	$\frac{1}{2}$	-241	?	Possible QSL
BaCu $_3$ V $_2$ O $_8$ (OH) $_2$ (vesignieite)	Kagomé†	$\frac{1}{2}$	-77	4	Possible QSL
Na $_4$ Ir $_3$ O $_8$	Hyperkagomé	$\frac{1}{2}$	-650	70	Possible QSL
Cs $_2$ CuCl $_4$	Triangular†	$\frac{1}{2}$	-4	0	Dimensional reduction
FeSc $_2$ S $_4$	Diamond	2	-45	230	Quantum criticality

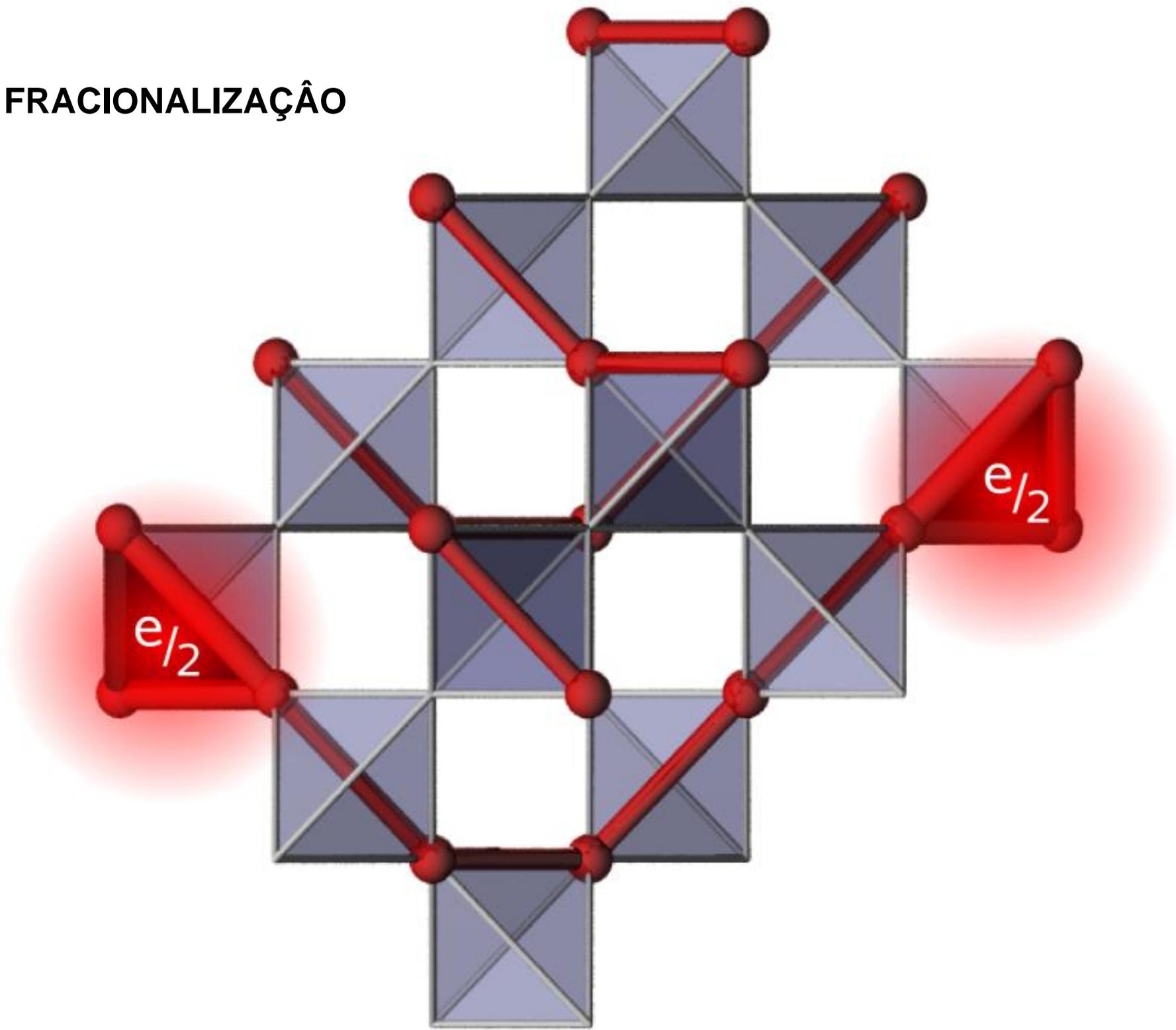
BEDT-TTF, bis(ethylenedithio)-tetrathiafulvalene; dmit, 1,3-dithiole-2-thione-4,5-dithiolate; Et, ethyl; Me, methyl. * R is the Wilson ratio, which is defined in equation (1) in the main text. For EtMe $_3$ Sb[Pd(dmit) $_2$] $_2$ and ZnCu $_3$ (OH) $_6$ Cl $_2$, experimental data for the intrinsic low-temperature specific heat are not available, hence R is not determined. †Some degree of spatial anisotropy is present, implying that $J' \neq J$ in Fig. 1a. ‡A theoretical Curie-Weiss temperature (Θ_{CW}) calculated from the high-temperature expansion for an $S = \frac{1}{2}$ triangular lattice; $\Theta_{CW} = 3J/2k_B$, using the J fitted to experiment.



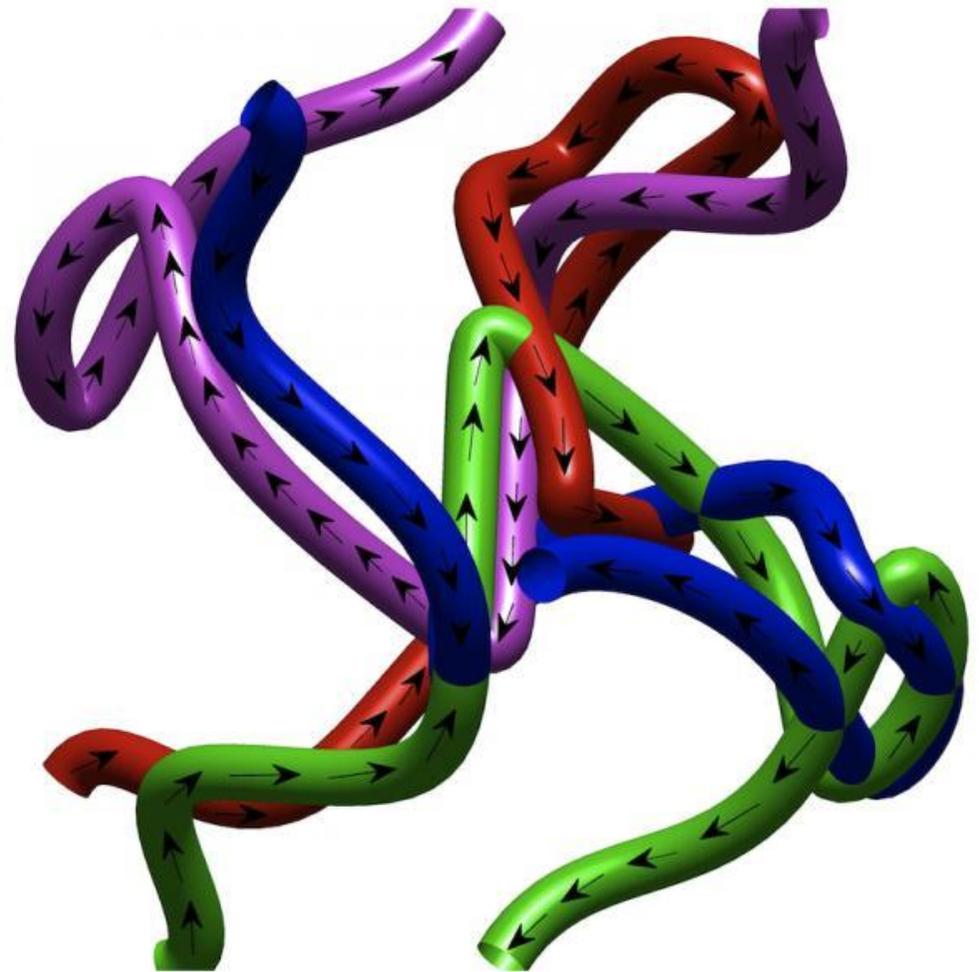
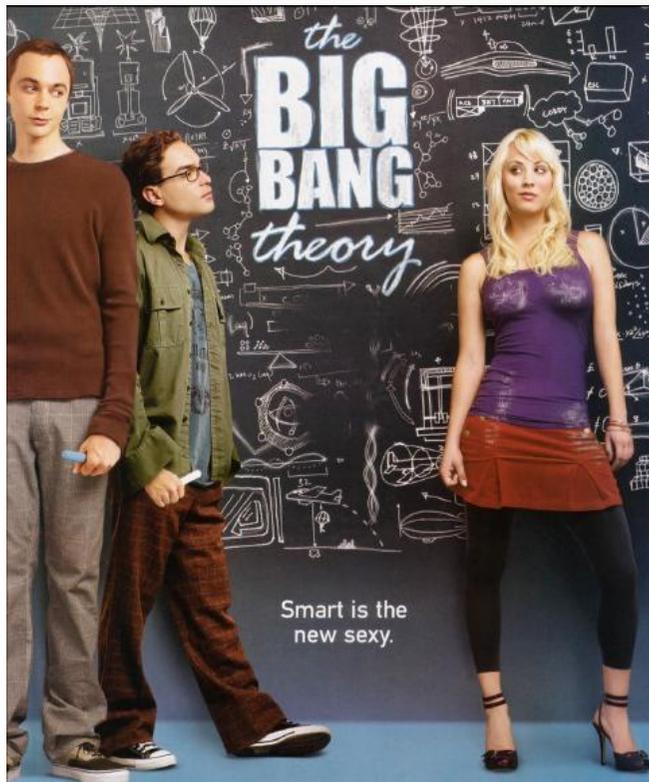
Só mais um comentário! Para sermos mais justo neste conto do spinon, lembro que Monteiro Lobato já havia predito como pegar o Saci. Ele deu a receita: Arranje uma peneira (acrescento que um balaio japonês pode servir) e espere um vento bem forte em que haja redemoinhos (em todos os rodamosinhos há saci dentro, porque fazer rodamosinhos, [spin] é justamente a principal ocupação dos sacis neste mundo) . Jogue a peneira ou balaio em cima do redemoinho... Tudo haver com a história de que no balaio japonês (kagome) temos grande chance de pegar os spinons!



FRACIONALIZAÇÃO

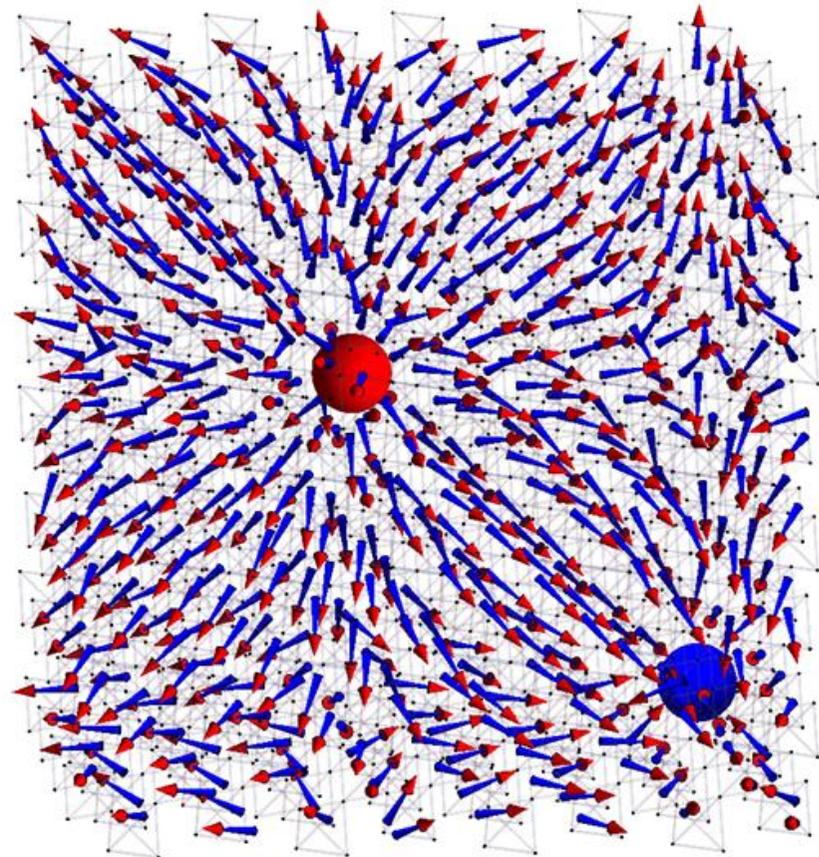
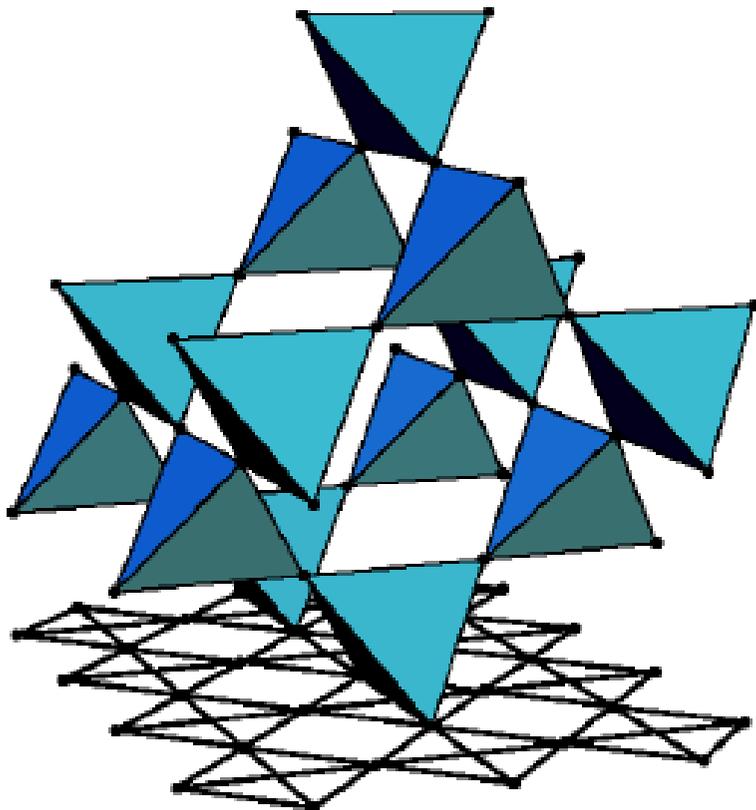


Um ferromagneto frustrado!? Vimos que um **antiferromagneto** frustrado pode “quebrar o elétron”! O que um **ferromagneto frustrado** é capaz de fazer? Agora é a vez dos gelos de spin...

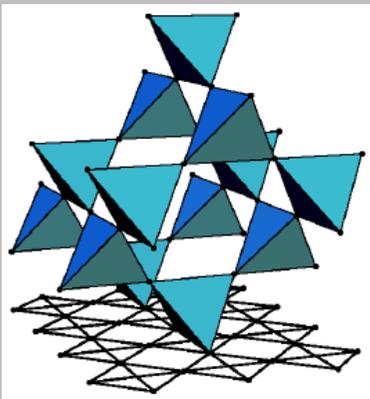


O materiais denominados Spin Ice ($\text{Dy}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$, $\text{Ho}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$) foram descobertos 1997. Basicamente, eles nos fornecem um novo estado magnético que é distinto dos paramagnetos, magnetos ordenados e vidros de spin. Esses materiais são descritos pela Hamiltoniana.

$$H = \frac{J}{3} \sum_{(ij)} S_i S_j + Da^3 \sum_{(ij)} \left[\frac{\hat{e}_i \cdot \hat{e}_j}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} - \frac{3(\hat{e}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\hat{e}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{|\mathbf{r}_{ij}|^5} \right] S_i S_j$$



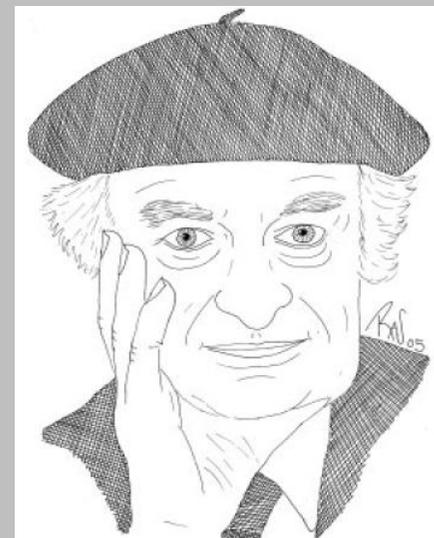
O nome é adequado, pois eles possuem a mesma estrutura do gelo da água. São formados por tetraedros (ver figura azul) que possuem um spin em cada vértice (figura vermelha). O estado fundamental contém **2 spins apontando para o centro e 2 para fora de cada tetraedro**. Isso é semelhante ao gelo, que tem 2 hidrogênios próximo e 2 mais distantes de cada oxigênio (figura amarela). Essa é a **regra do gelo** e ela causa **frustração...**



$$H = \frac{J}{3} \sum_{\langle ij \rangle} S_i S_j + Da^3 \sum_{\langle ij \rangle} \left[\frac{\hat{e}_i \cdot \hat{e}_j}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} - \frac{3(\hat{e}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\hat{e}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{|\mathbf{r}_{ij}|^5} \right] S_i S_j$$

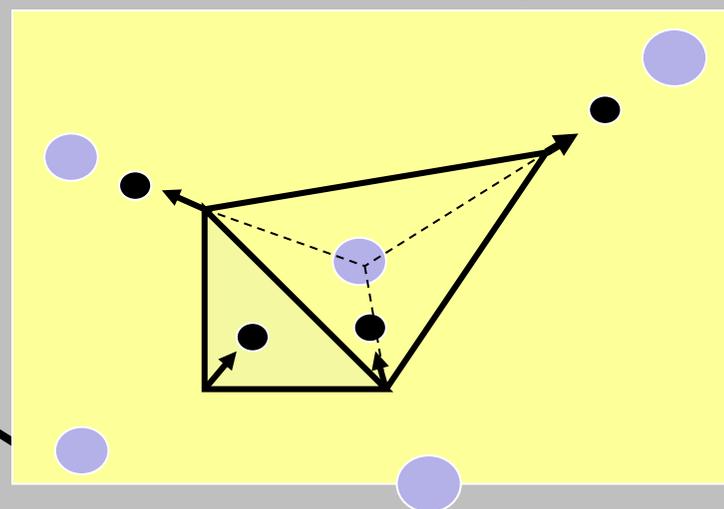
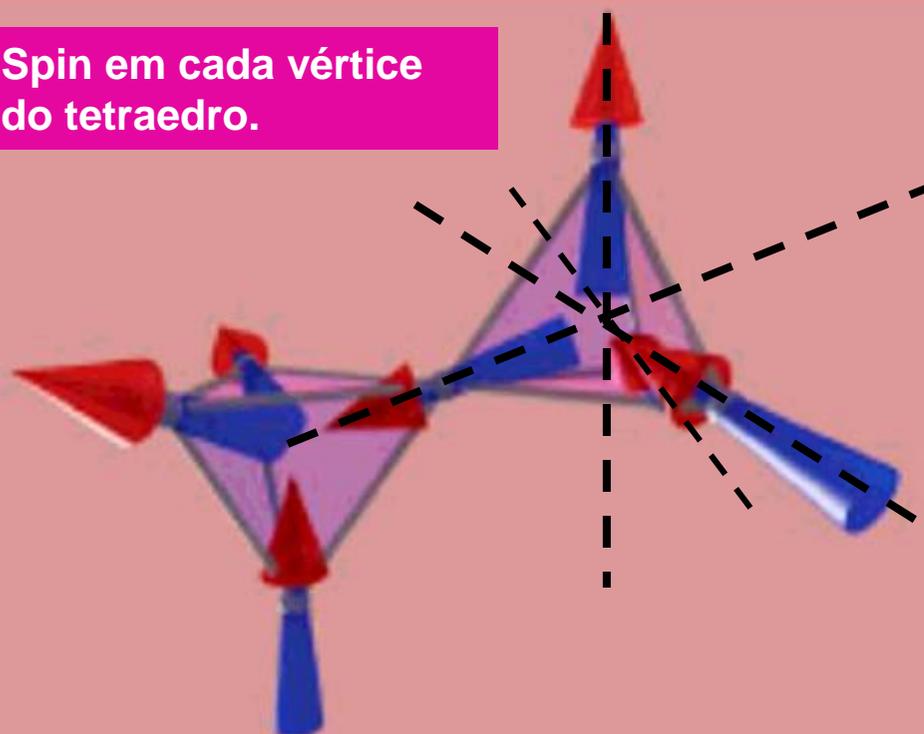
↑
Termo Ising

↑
Termo dipolar

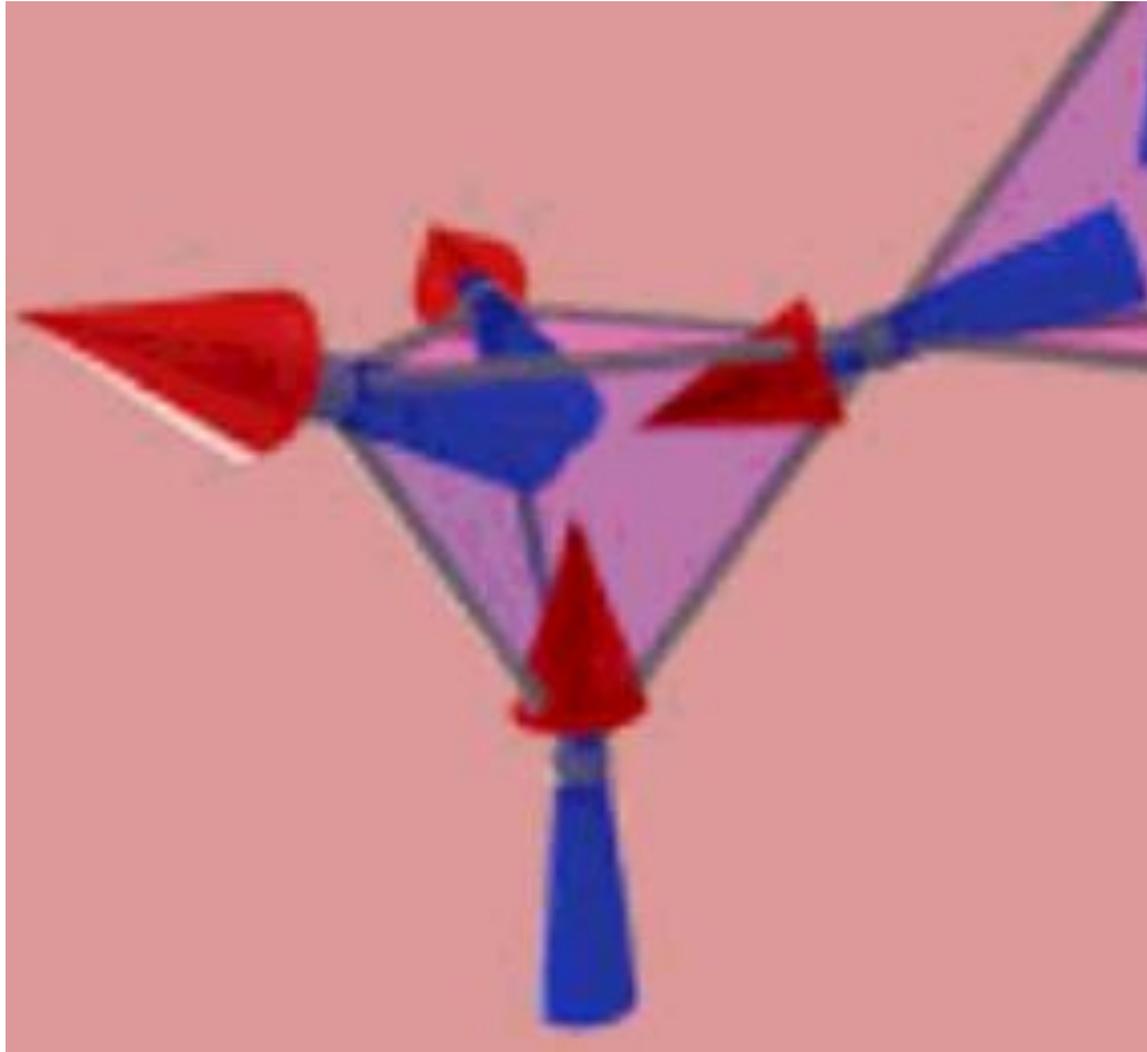


Pauling

Spin em cada vértice do tetraedro.

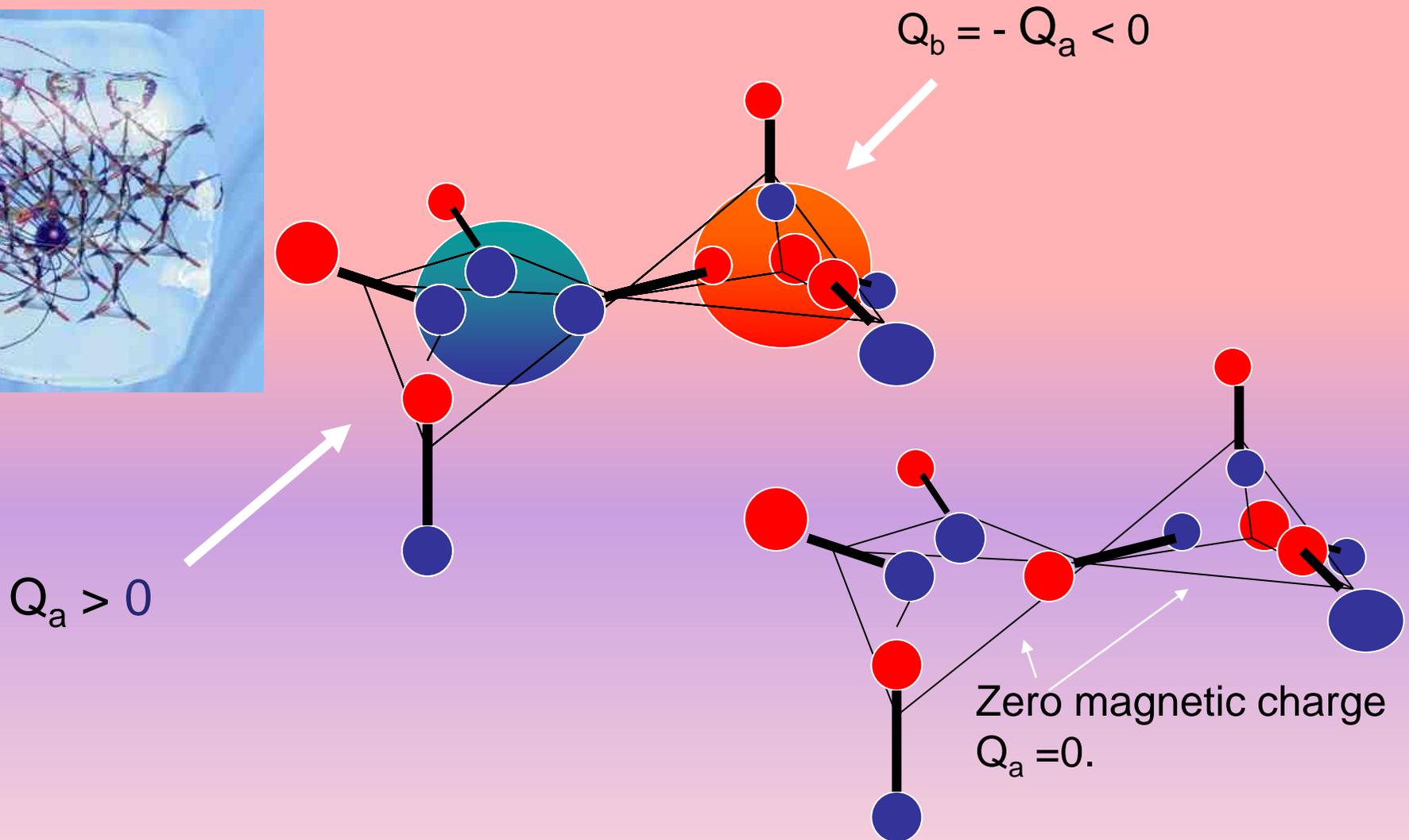
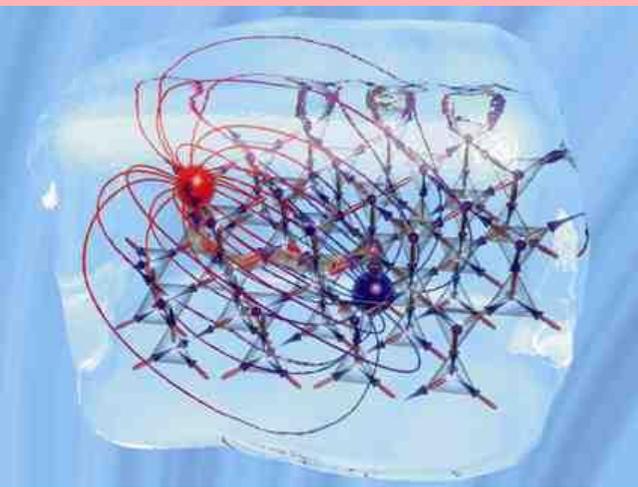


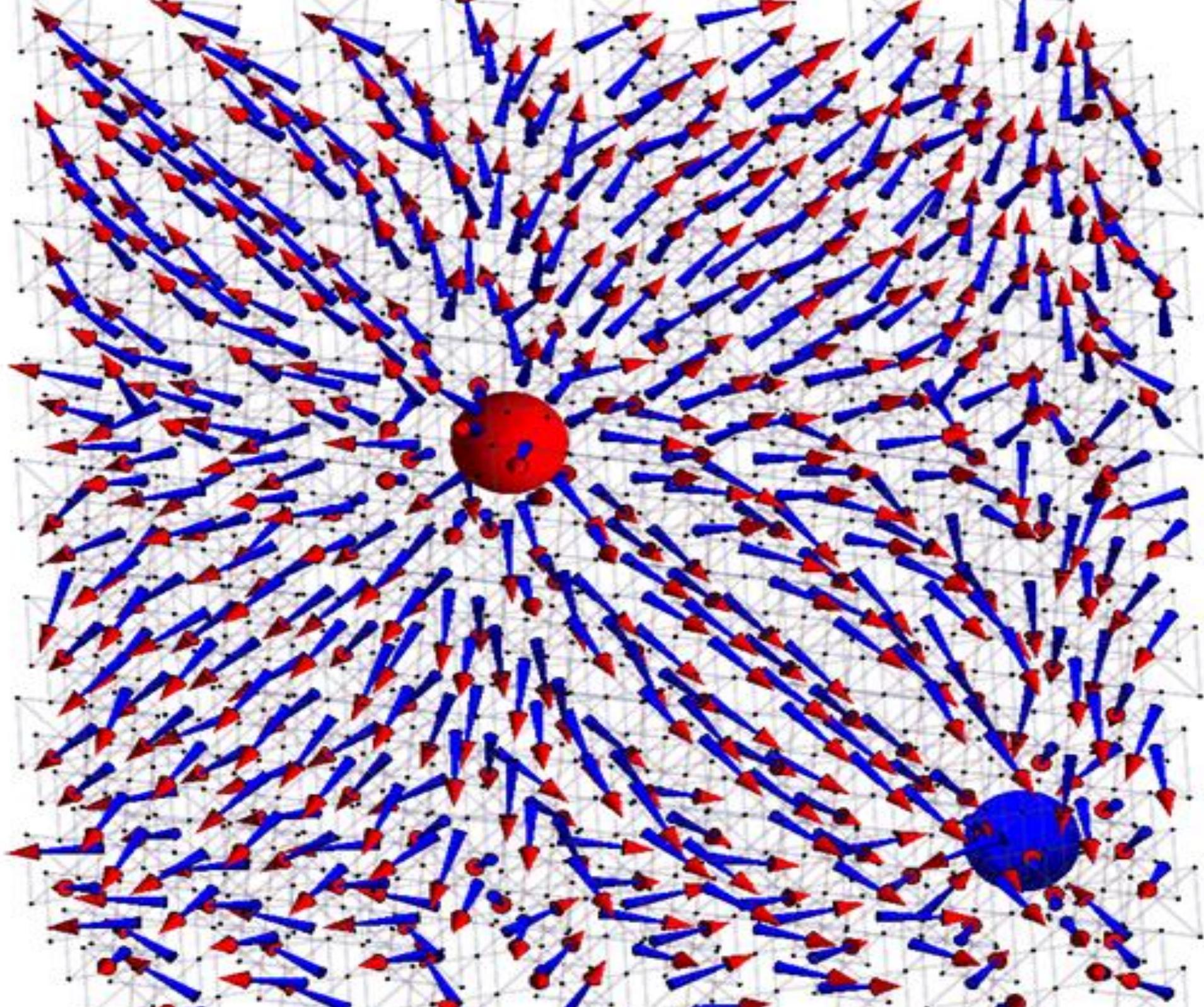
Regra do gelo (two in/two out). O sistema é frustrado porque nem todos os pares de vizinhos estão “alinhados (quase) ferromagneticamente” (com um entrando e o outro saído) em um tetraedro. Dos 6 pares, no máximo 4 podem ficar nessa situação.



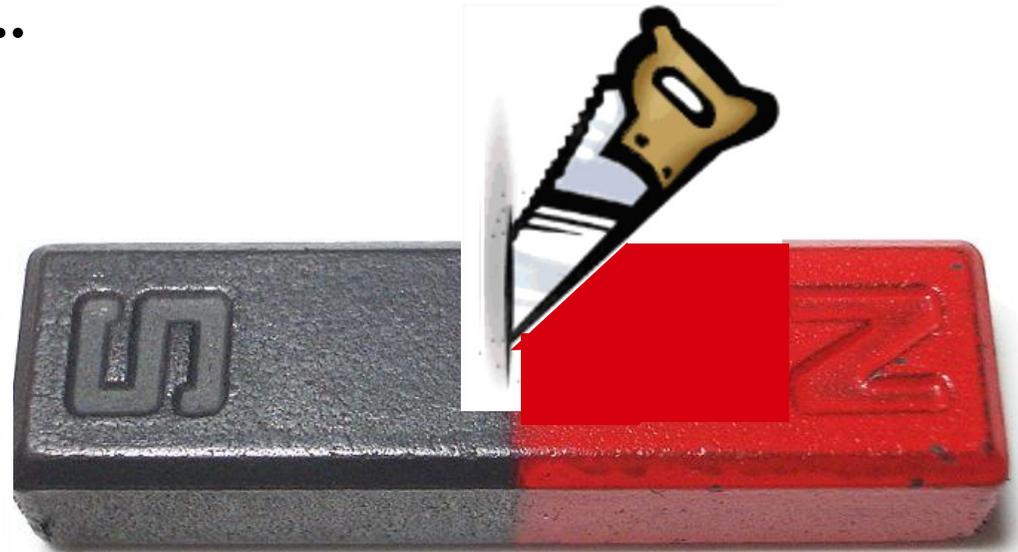
Temos então frustração; como consequência, o estado fundamental é degenerado e possui uma entropia residual igual a $s_p = (1/2) \log (3/2)$ por spin (como no gelo da água!)

Em **2008**, Castelnovo, Moessner and Sondhi propuseram que as excitações elementares nos spin ices se comportam como monopolos magnéticos (*Nature* **451**, 42 (2008)). Eles surgem quando a regra do gelo é violada :3-in, 1-out e vice-versa.





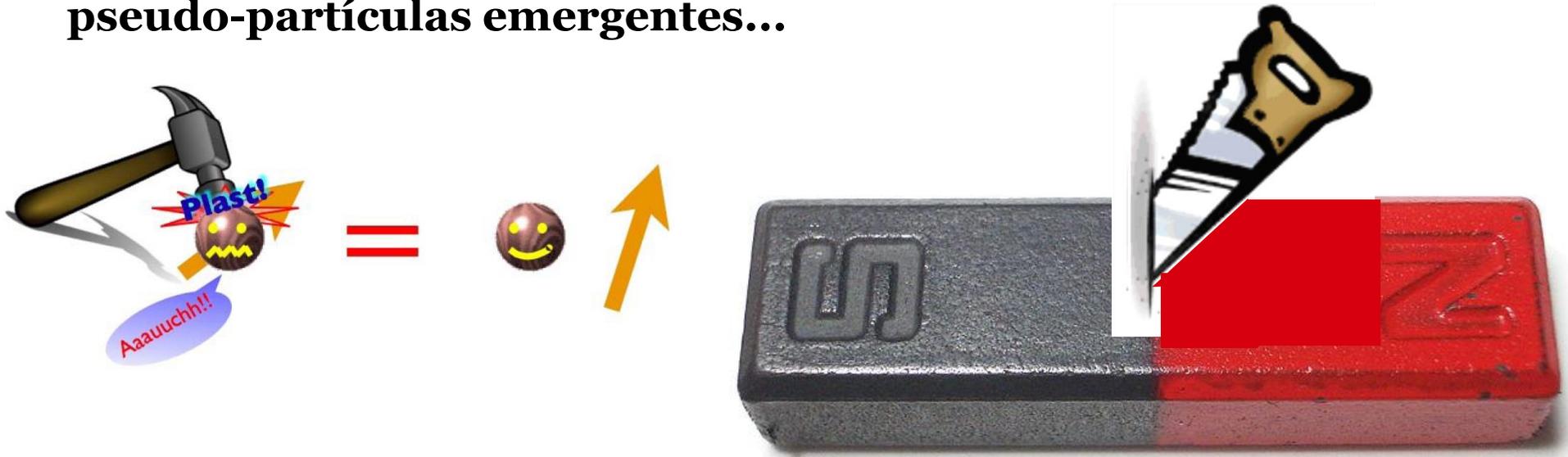
Ah! Então um ferromagneto, quando frustrado, é capaz de “quebrar” o ímã em 2 pólos separados? Parece que a frustração faz o antiferro quebrar o elétron e o ferro quebrar o ímã... Só que em ambos os casos de fracionalização, o que temos realmente são quase-partículas emergentes...



É claro que muita gente boa pode não gostar da terminologia usada, tal como monopolos ou string de Dirac. De fato, esse não é o tipo de monopolo magnético que os físicos andavam procurando (incluindo Blas Cabrera), nos anos 70 e 80 do século passado...



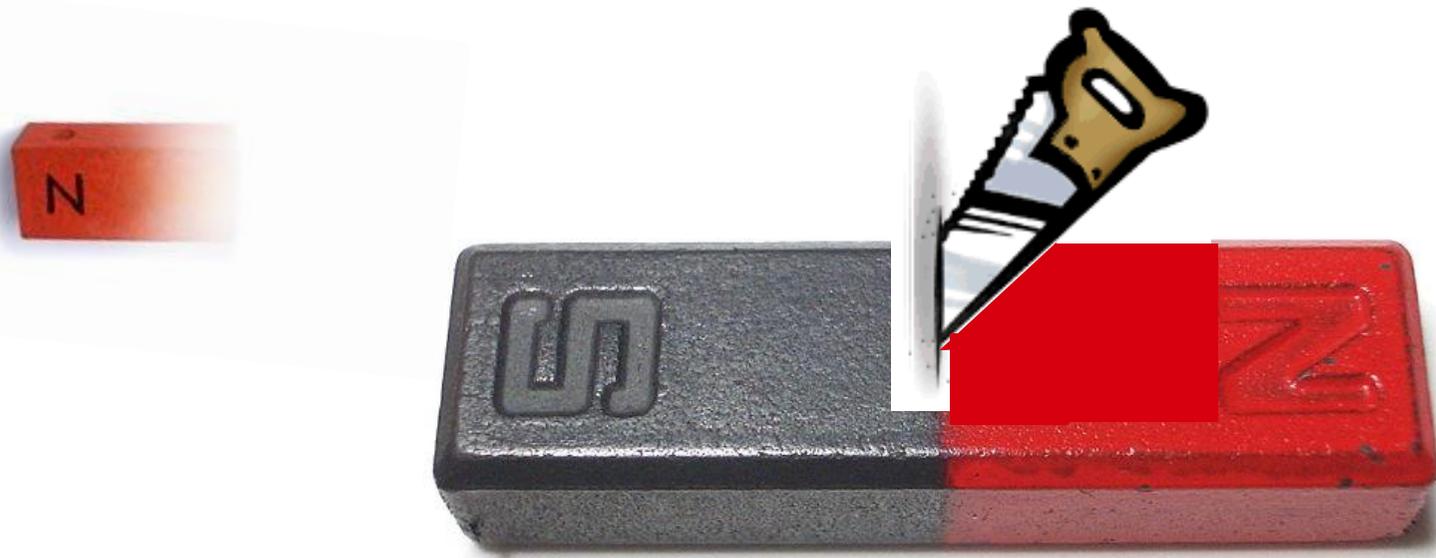
Ah! Então um ferromagneto, quando frustrado, é capaz de “quebrar” o ímã em 2 pólos separados? Parece que a frustração faz o antiferro quebrar o elétron e o ferro quebrar o ímã... Só que em ambos os casos de fracionalização, o que temos realmente são pseudo-partículas emergentes...



É claro que muita gente boa pode não gostar da terminologia usada tal como monopolos ou string de Dirac. De fato, esse não é o tipo de monopolo magnético que os físicos andavam procurando (incluindo Blas Cabrera), nos anos 70 e 80 do século passado...



Em geral os físicos de partículas pensam usando uma filosofia reducionista: quebrar, quebrar e quebrar...para ver o que tem dentro das coisas. Tivemos e deveremos ter muitos frutos com tal modo de realizar. Se a “partícula” elétron é realmente indivisível, não dá para saber ao certo pois, provavelmente, não temos energia para quebrá-lo (ainda)... Também não sabemos se teremos...



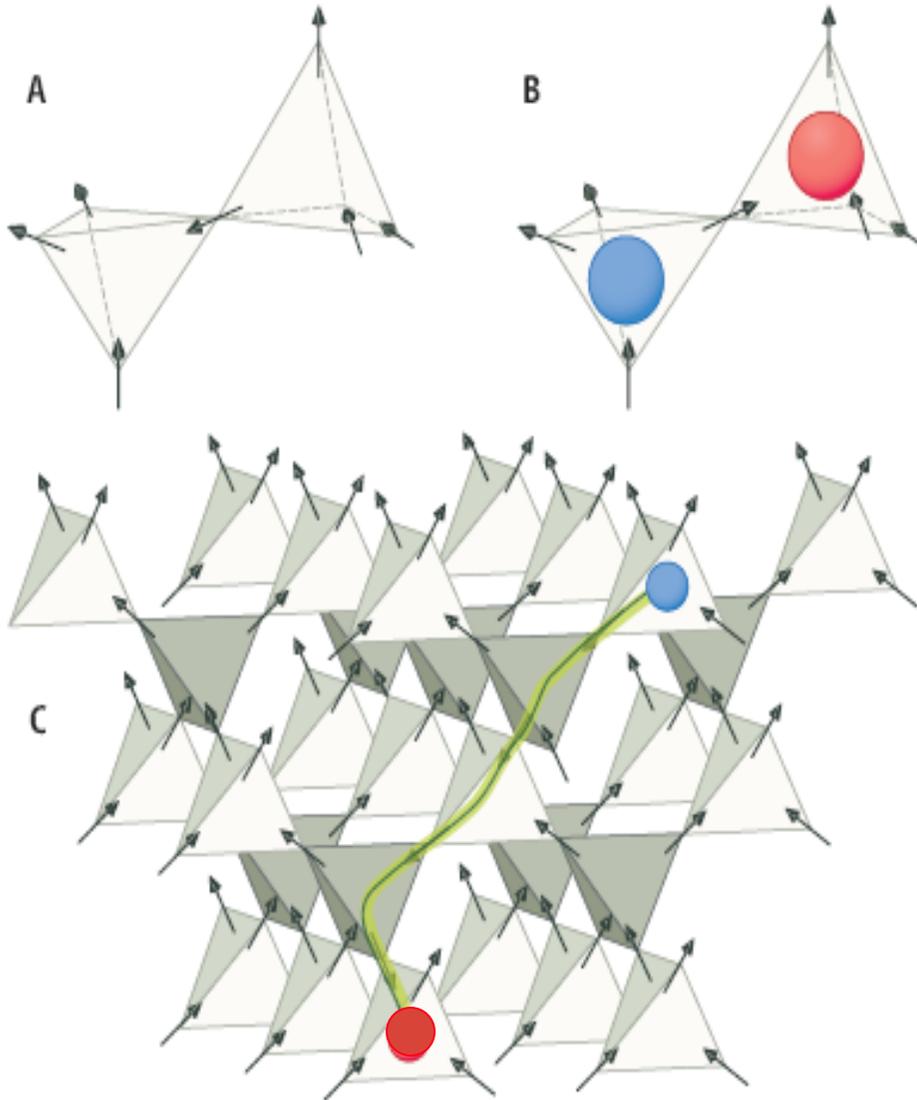
No caso dos monopolos, o que os físicos pensavam (e ainda pensam) é num tipo de partícula que carregasse uma carga magnética isolada e que estivesse passeando pelo Universo como todas as outras...Nessa linha, em 1982, Cabrera reportou ter detectado um monopolo, mas a despeito de extensas pesquisas experimentais posteriores, outro monopolo nunca mais foi visto; exatamente um ano após a “experiência” de Cabrera, Stephen Weinberg escreveu o seguinte “poema” para ele:

**Roses are red,
Violets are blue,
It's time for monopole
Number TWO!**



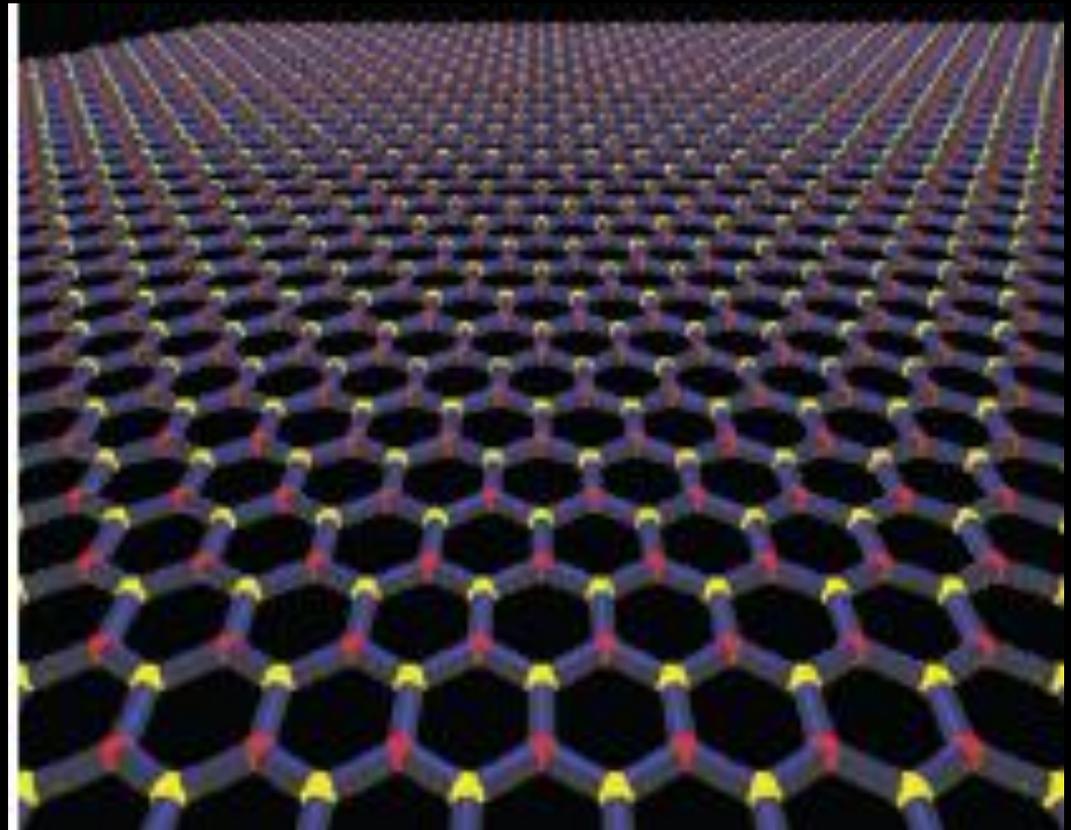
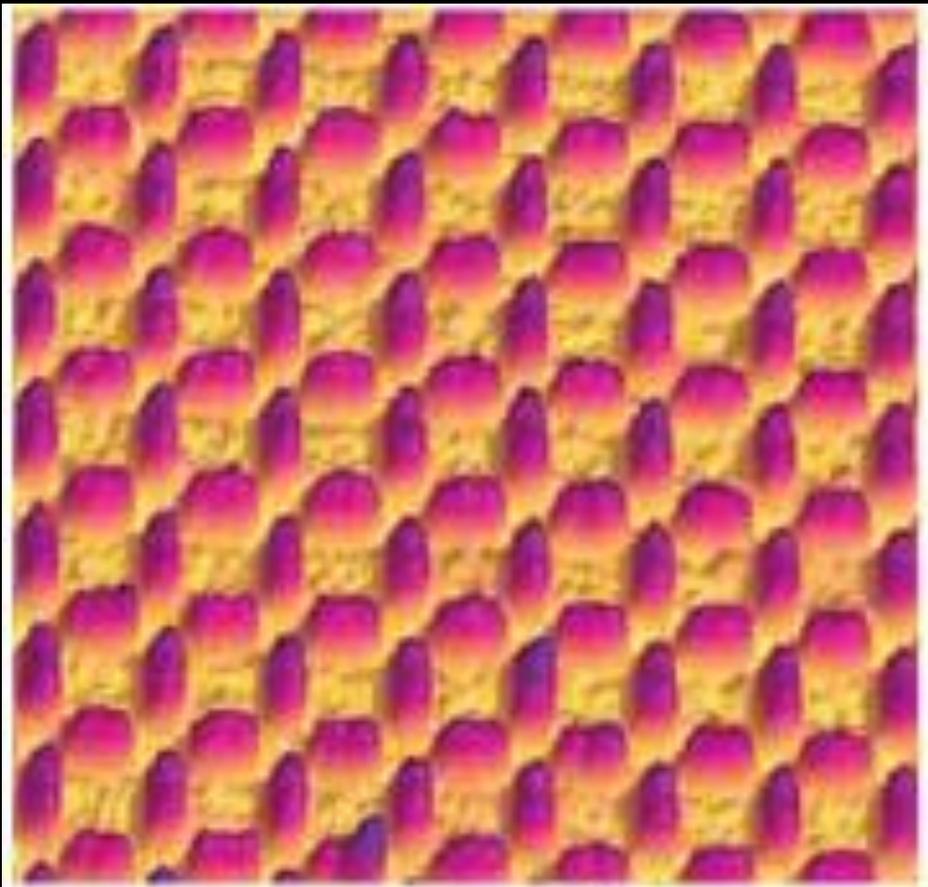
A separação dos pólos em um spin ice é pequena, da ordem de alguns nano-metros. Sendo a carga também pequena, espera-se que eles sejam extremamente difíceis de ser detectados individualmente. No entanto, já existe uma série de experimentos (em baixas temperaturas) que mostram indiretamente a presença desses objetos exóticos nos gelos de spin.

Morris *et al.* *Science* 326, 411 (2009); Frennell *et al.* *Science* 326, 415 (2009); Bramwell *et al.*, *Nature* 461, 956 (2009).

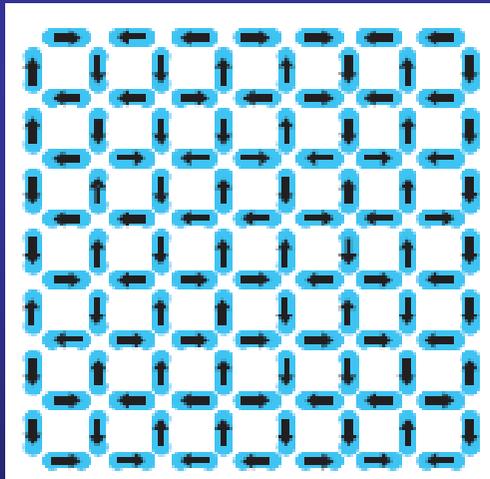
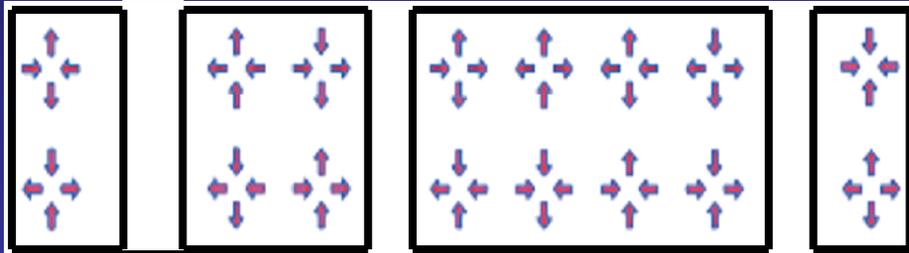


Mas também podemos procurar alternativas, que levam a maiores separações e mesmo maiores cargas magnéticas. Também com melhores formas de manipulação e uso na temperatura ambiente. Seria possível?

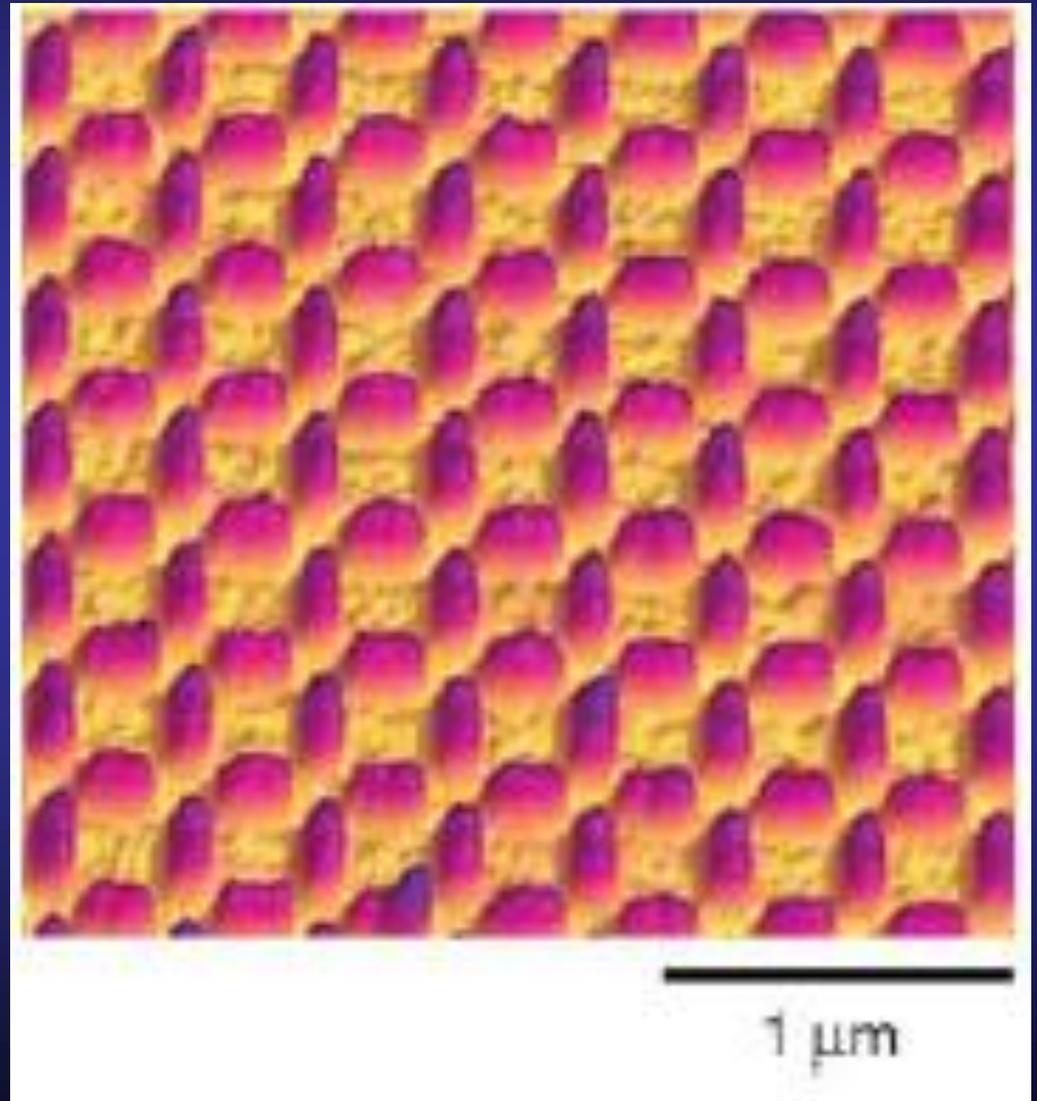
A nanotecnologia tem nos brindado com possibilidades excepcionais. Recentes avanços nessa área possibilitam a construção de sistemas frustrados artificiais e que podem servir de base até mesmo para testar modelos teóricos. Olhemos o caso de sistemas frustrados: o estudo ficava restrito ao conjunto dos limitados sistemas naturais disponíveis; por outro lado, os feitos da nanotecnologia possibilitam a construção de sistemas modelos onde a **natureza dos elementos e suas interações podem ser controladas de acordo com nossos desejos...**



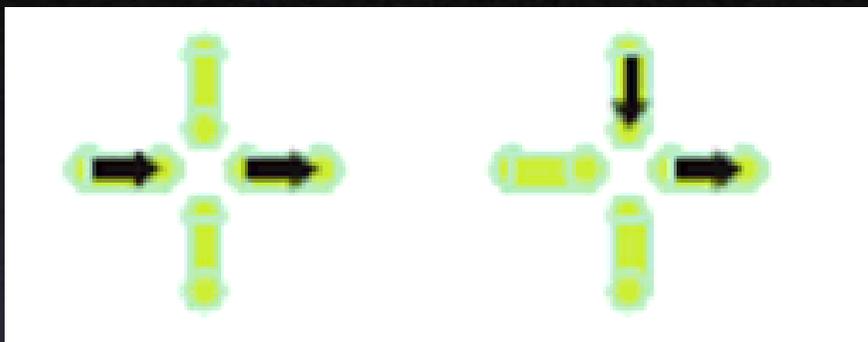
Em **2006**, um grupo da Penn State University construiu um sistema bidimensional que é capaz de imitar um gelo de spin; eles construíram um **gelo de spin artificial** (*Nature* 439, 303 (2006)).



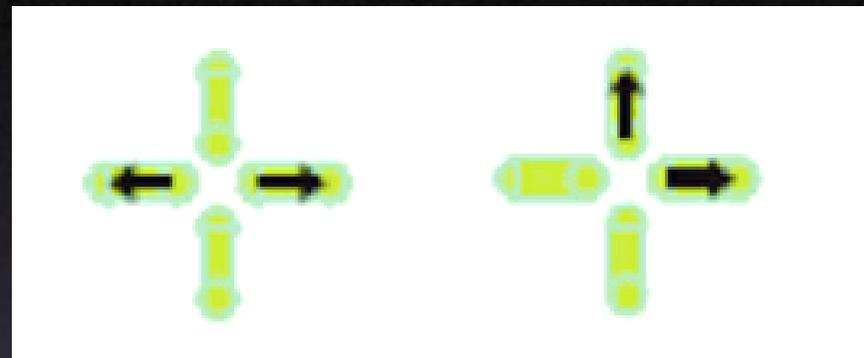
Ilhas magnéticas alongadas ($80\text{ nm} \times 220\text{ nm}$ e espessura de 25 nm) contendo dipolos magnéticos do tipo Ising.



Nesse arranjo, fica energeticamente favorável que, em **cada vértice**, **2** spins apontem para dentro e **2** apontem para fora. Para cada par de spins em um vértice, **1** deve apontar para dentro e **1** para fora.

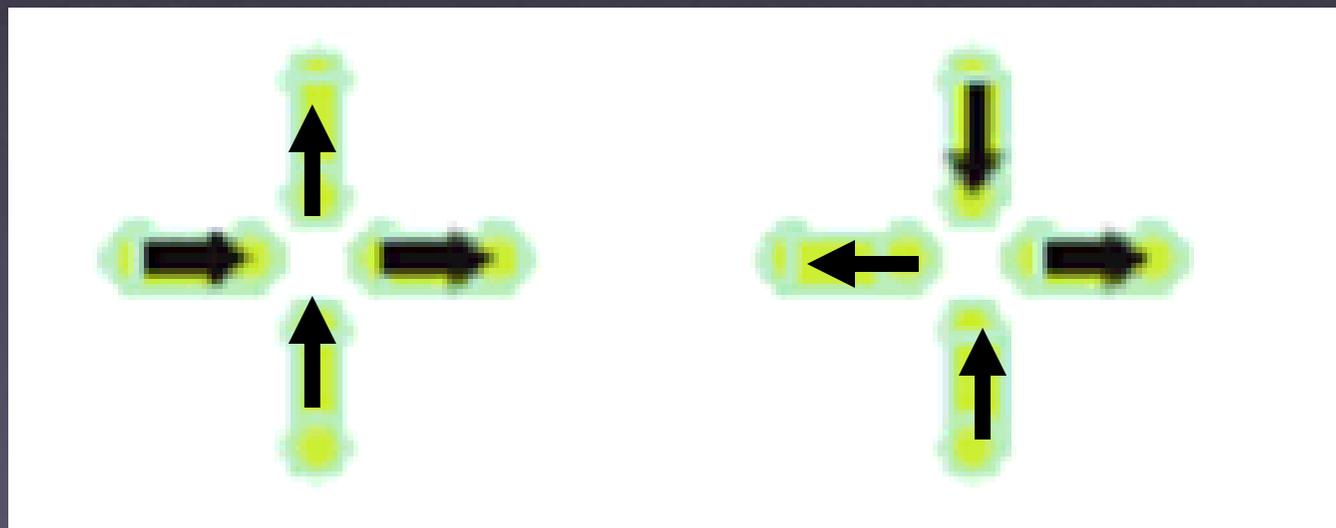


Favorável

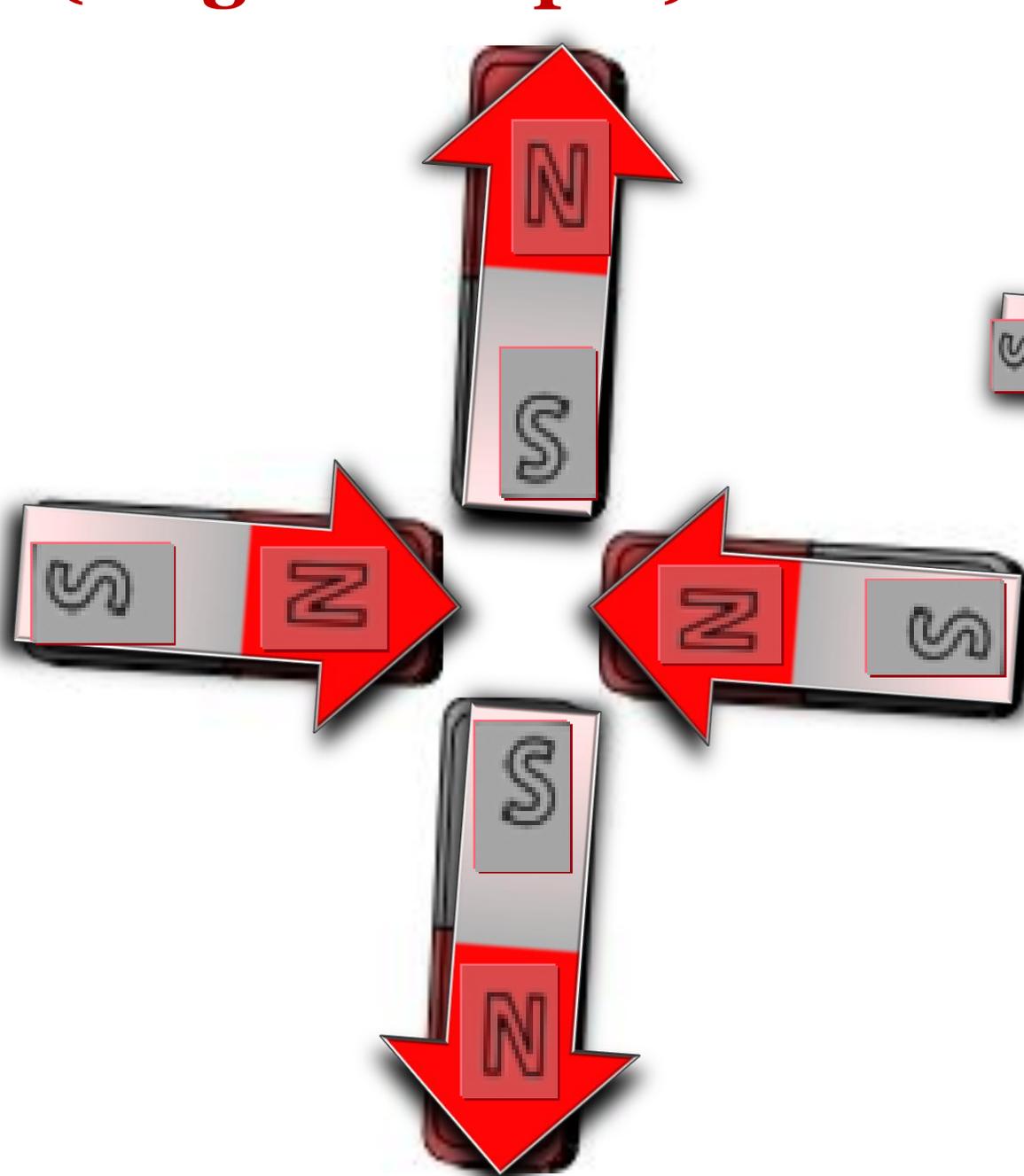


Não favorável

Frustração!!!!
De 6, somente
4 satisfazem.



Lembrando a regra do gelo no gelo de imãs (ou gelo de spin): 2 entrando e 2 saindo.

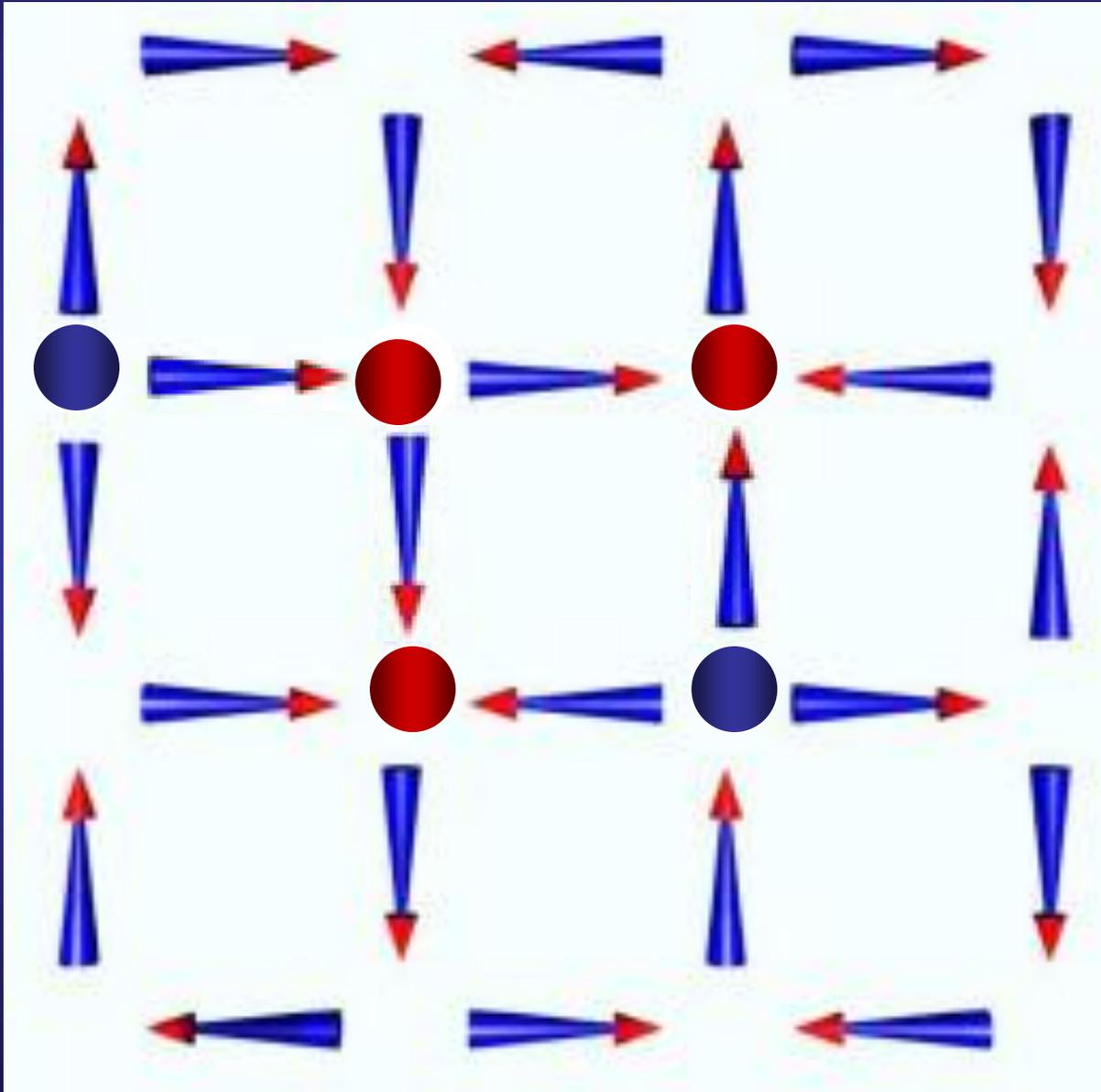


Frustração



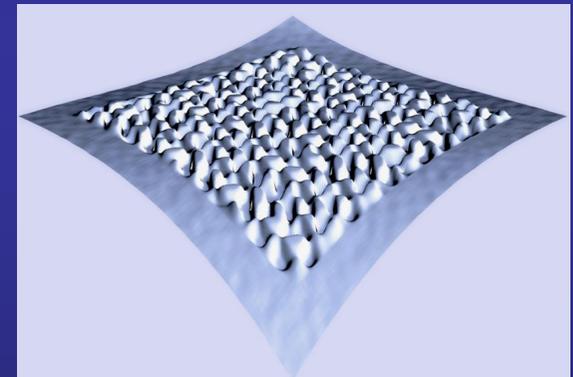
Dos seis pares de imãs contidos no arranjo ao lado, os dois pares acima (seqüência NN e SS), são frustrados.

Desta forma, a questão interessante seria: defeitos do tipo monopolos magnéticos poderiam surgir nestes gelos de spin artificiais bidimensionais? Em **2008**, começamos a estudar esta possibilidade.

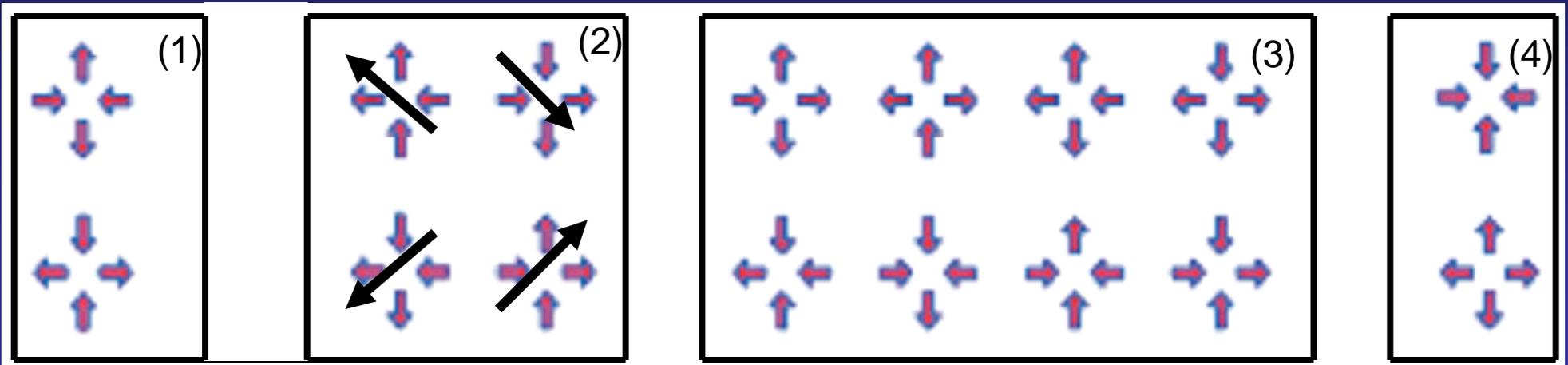


arXiv:0809.2105 (2008);

1. *J. Appl. Phys.* **106**, 063913 (2009);
2. *Phys. Rev. B* **82**, 054434 (2010);
3. *New J. Physics* **14**, 015008 (2012);
4. *Phys. Rev. B* **85**, 184410 (2012);
5. *New J. Phys.* **14**, 115019 (2012).
6. *Phys. Rev. B* **87**, 014414 (2013);
7. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 092403 (2013).

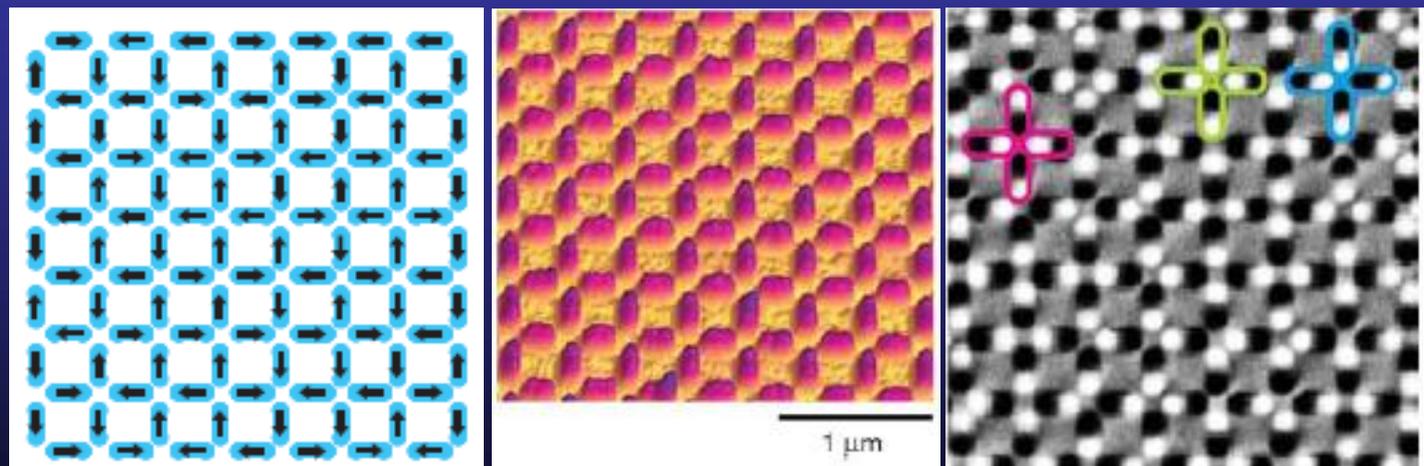


A geometria do sistema bidimensional (planolândia) faz com que nos sistemas artificiais, as coisas sejam um tanto mais complicadas... Isso porque nem todas as configurações que obedecem a regra do gelo tem a mesma energia. Elas não são completamente degeneradas...



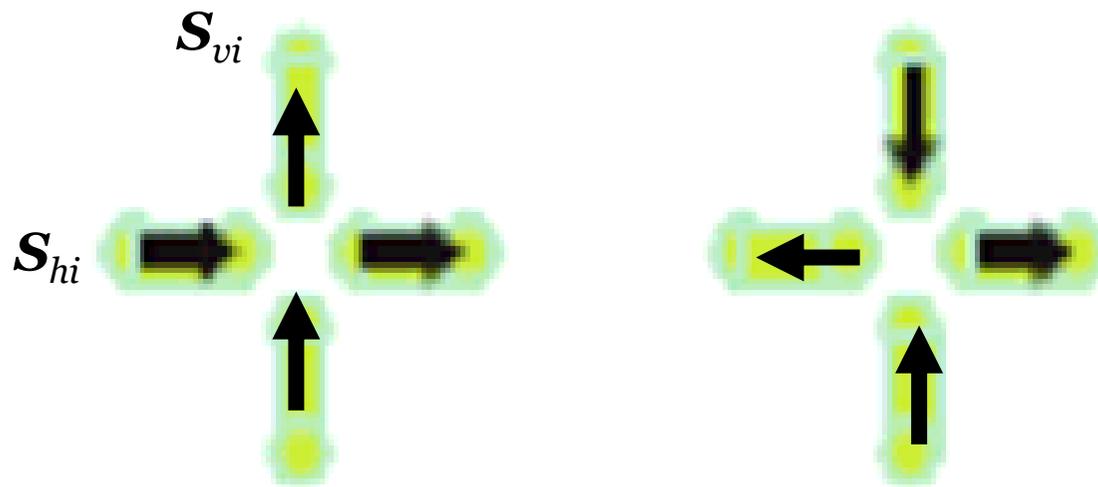
Energia (1) < (2) < (3) < (4)

Topologias (1) e (2) obedecem a regra do gelo. Entretanto a topologia (2) é mais energética que a (1).



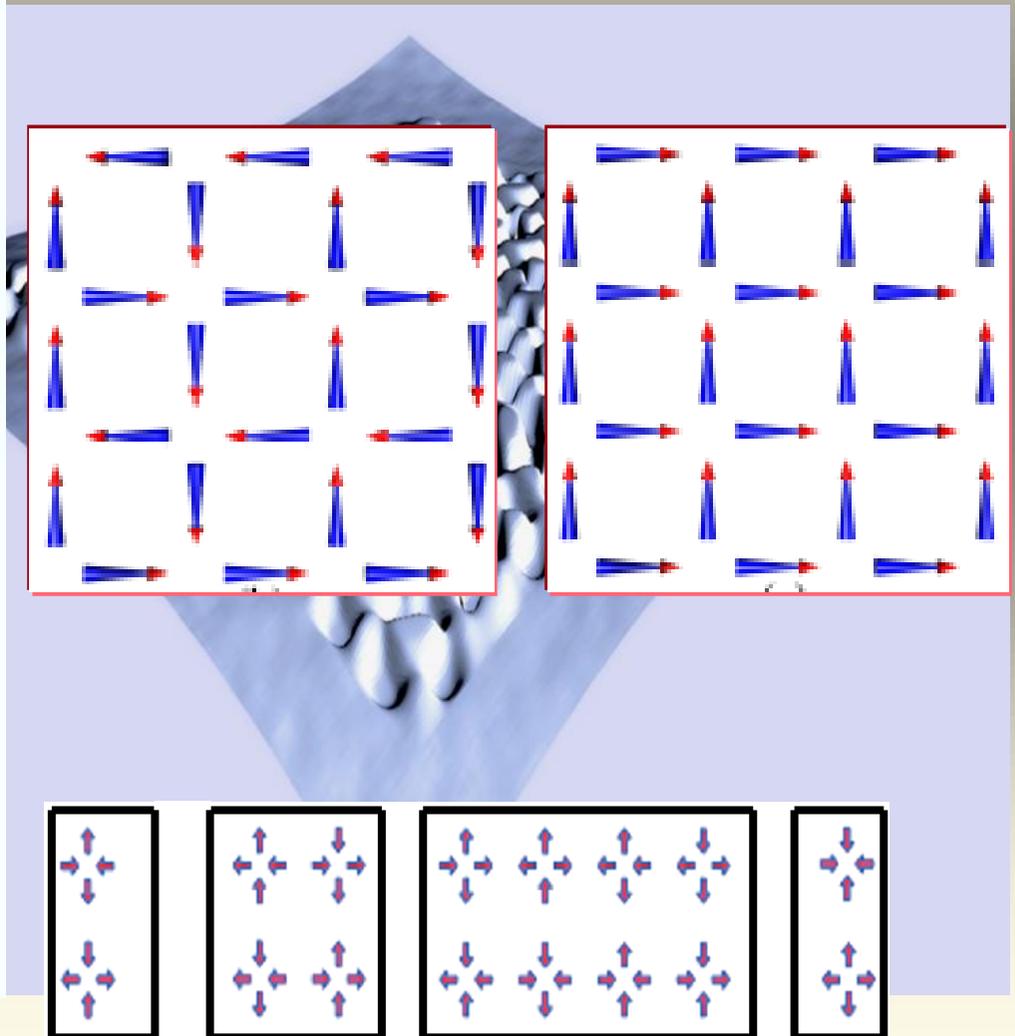
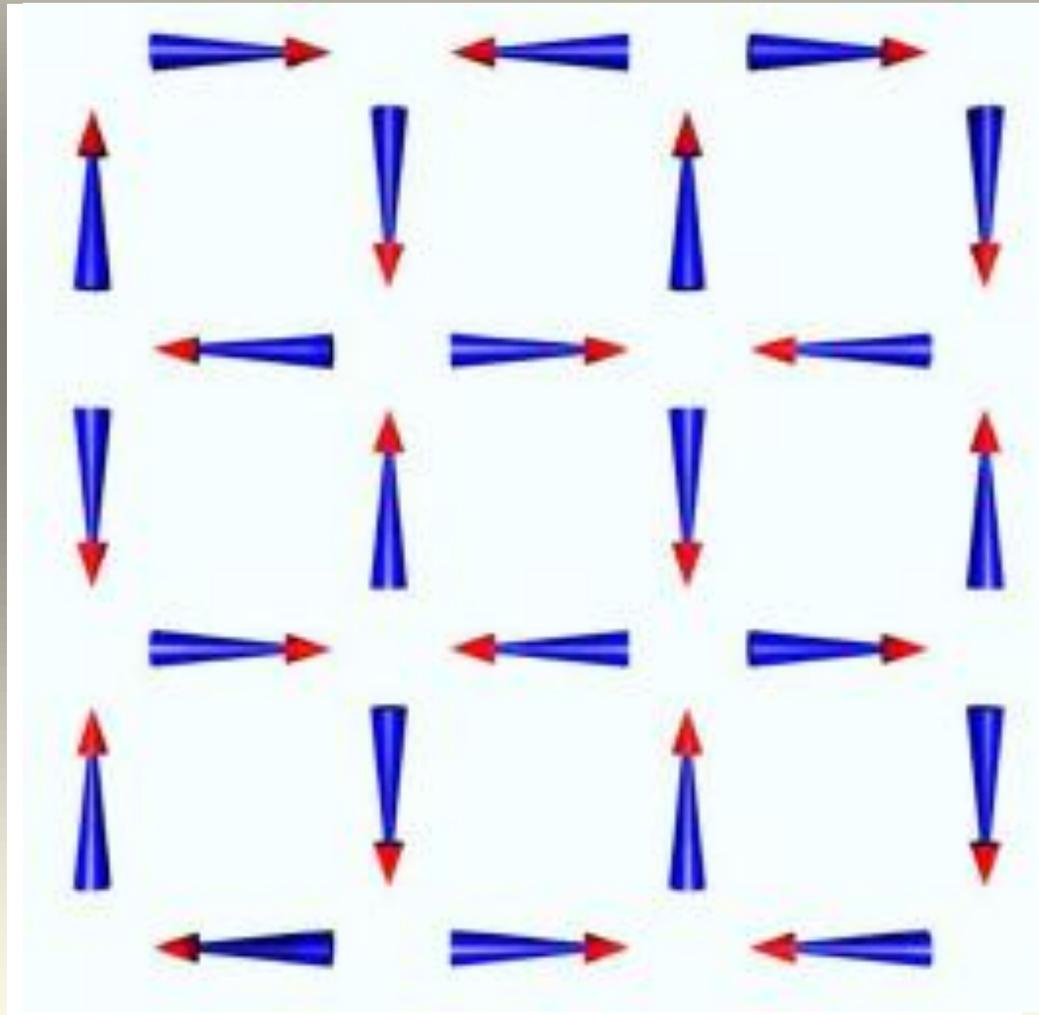
Nossos resultados são baseados na interação dipolar:

$$H_{SI} = Da^3 \sum_{i \neq j} \left[\frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right]$$

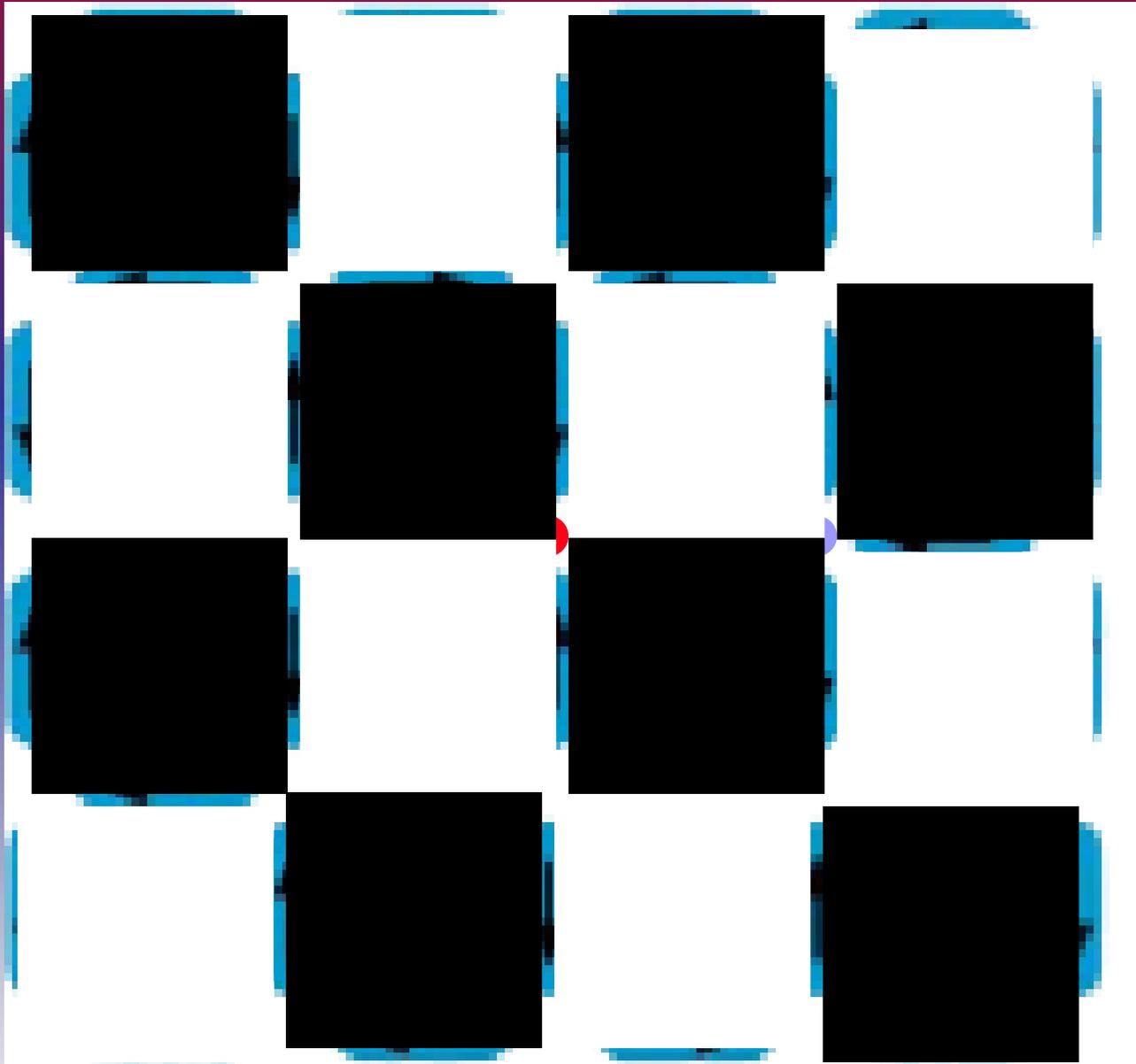


Onde $|D = \mu_0 \mu^2 / 4\pi a^3$ a constante de acoplamento da interação (de dados experimentais, $D \approx 2 \times 10^{-19} J$), a é a constante de rede e S_i representa os spins, $S_{hi} = (S_x = \pm 1, S_y = 0, S_z = 0)$ or $S_{vi} = (S_x = 0, S_y = \pm 1, S_z = 0)$.

A primeira coisa a se fazer é obter o estado fundamental (vácuo). Claramente, ele obedece a regra do gelo com todos os vértices na topologia 1 (ver figura abaixo à esquerda)... Para efeito de comparação, mostro também outros 2 estados que obedecem à regra do gelo mas não são o vácuo... Culpa de planolândia!

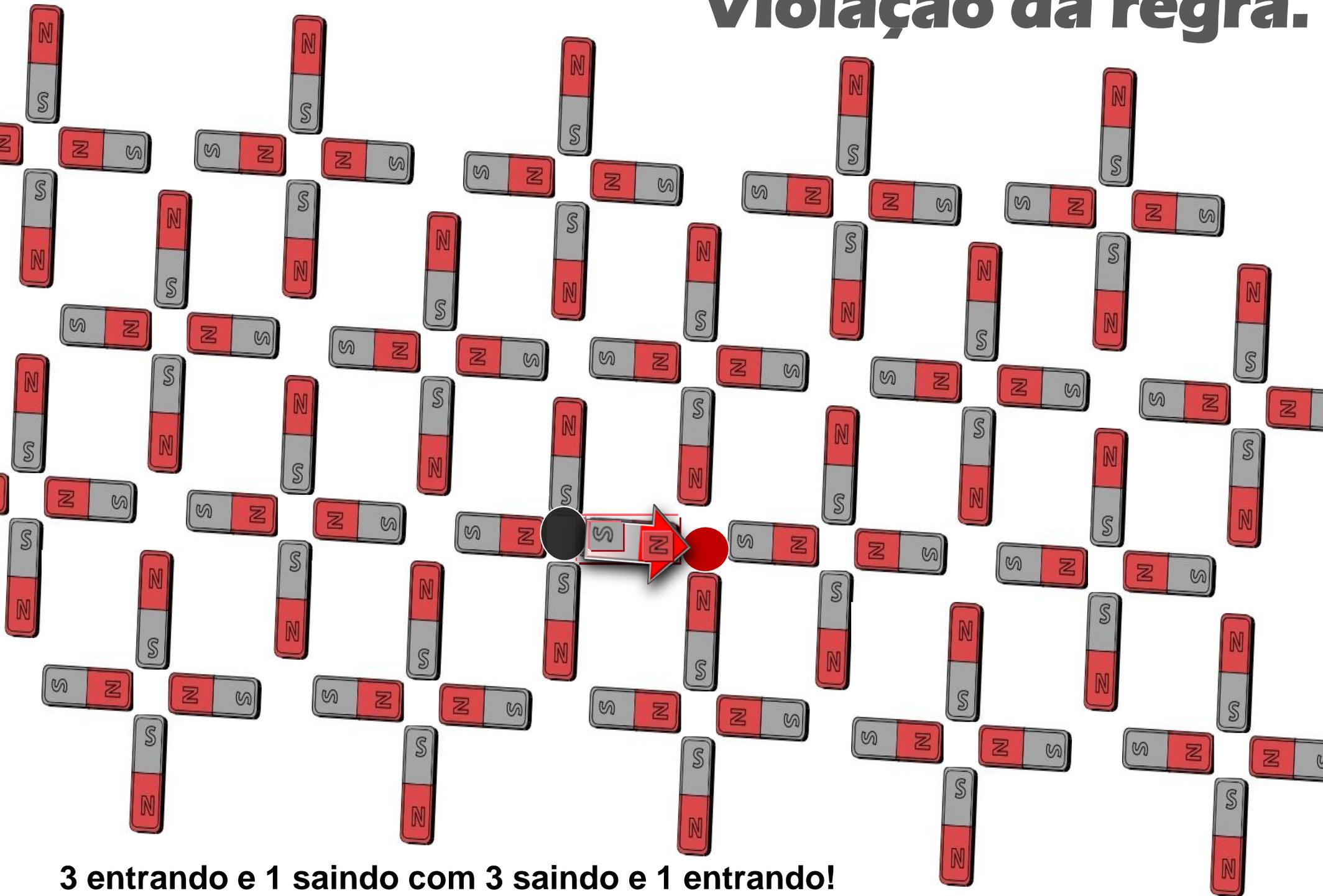


O vácuo parece um tabuleiro de xadrez. A carga magnética efetiva em cada vértice é naturalmente zero.



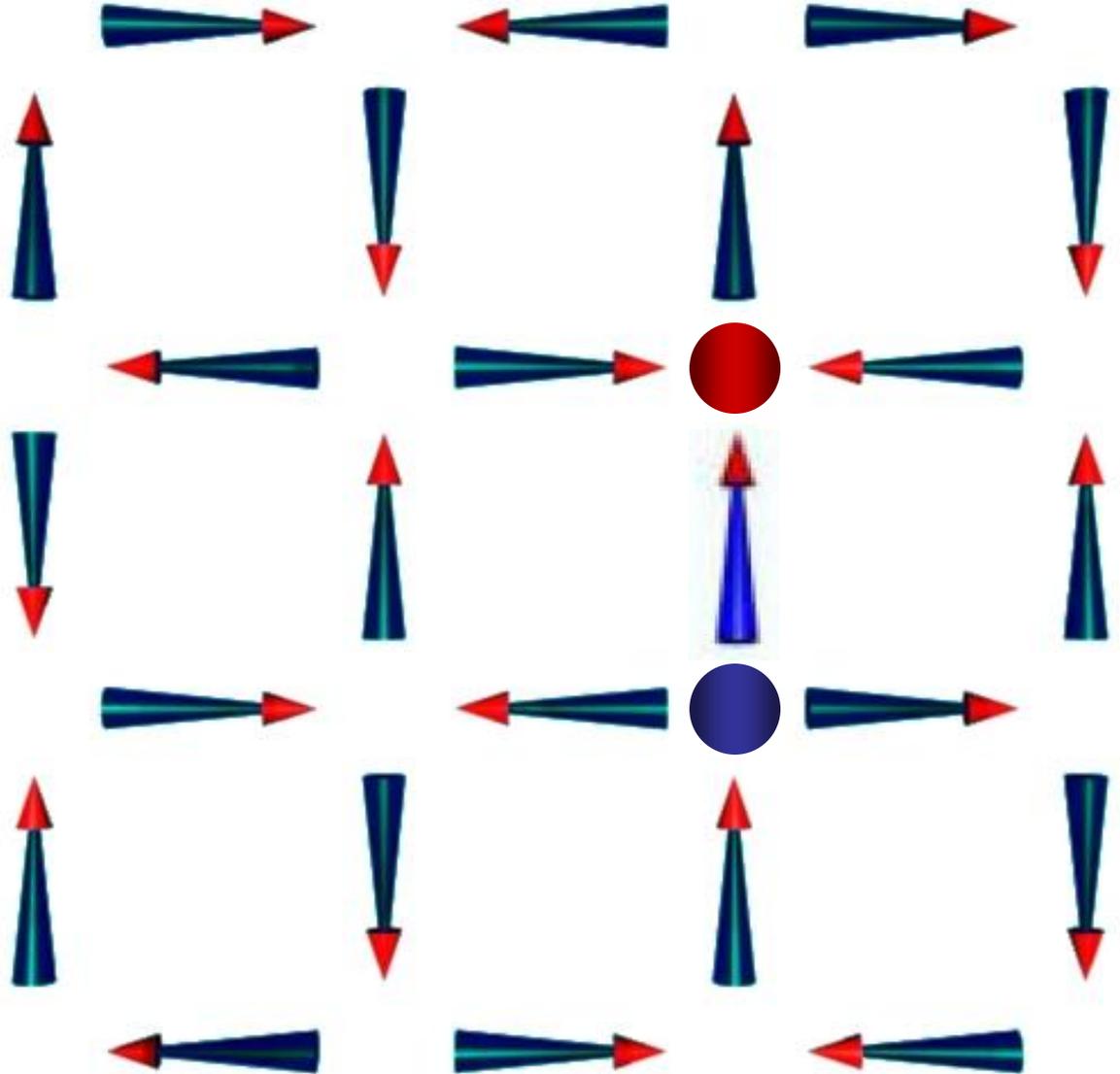
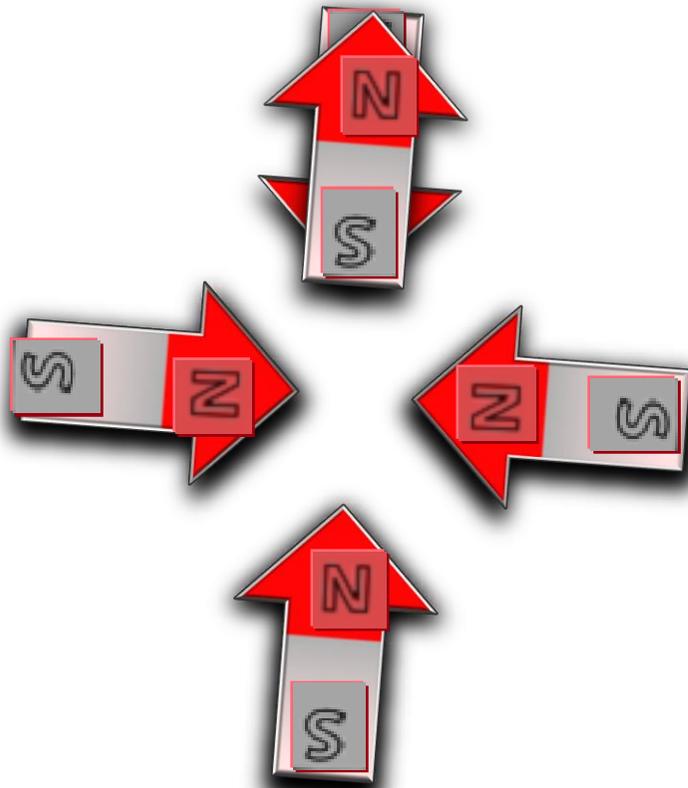
Para excitarmos alguma coisa (a mais simples possível) sobre o vácuo, devemos inverter um spin (**violando a regra do gelo**). Isso gera dipolo magnético maior, mas ainda localizado. Agora temos uma carga norte e uma sul muito similar a um par **monopolo-antimonopolo**.

Violação da regra.

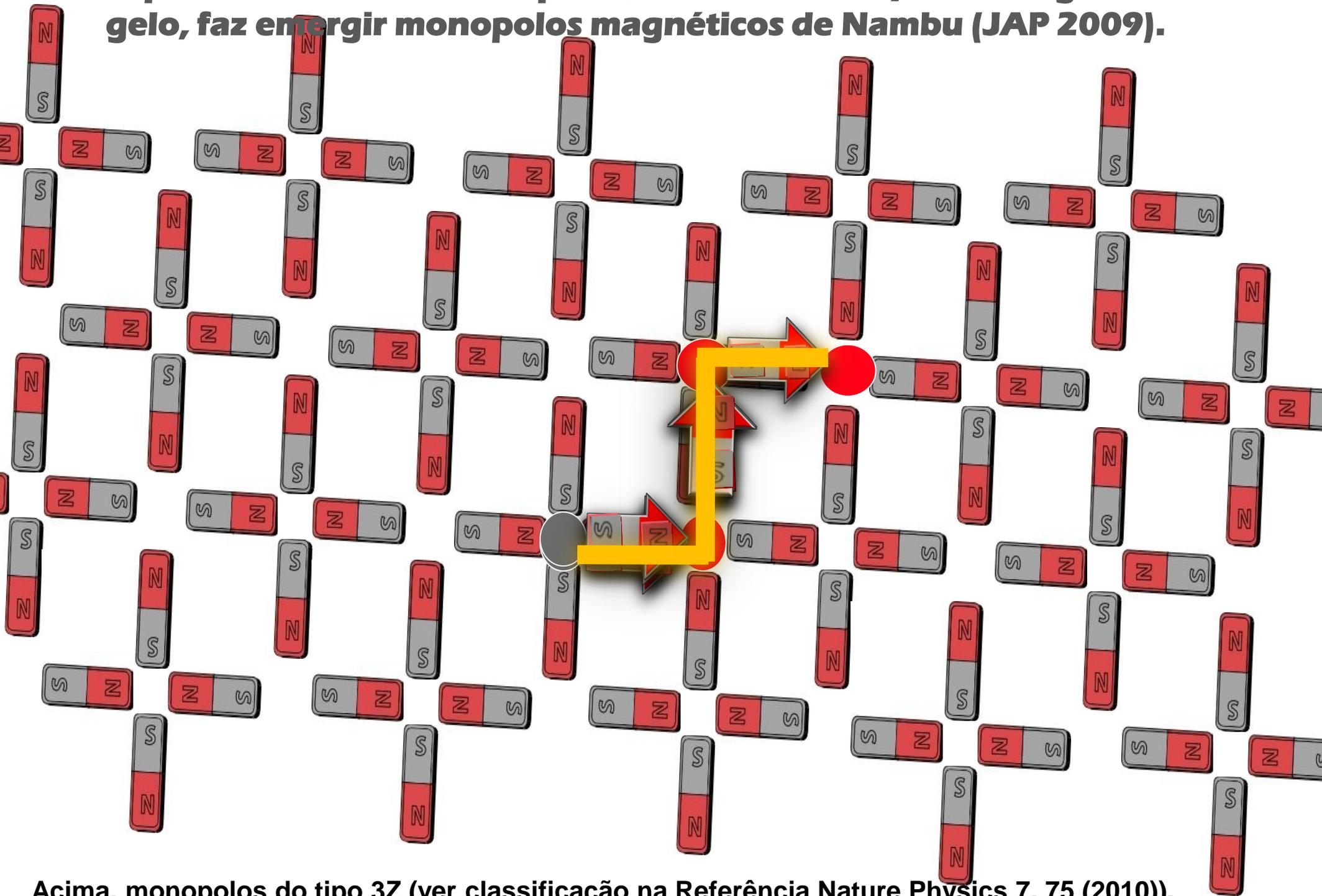


3 entrando e 1 saindo com 3 saindo e 1 entrando!

Violação da regra: 3 entrando, 1 saindo ou vice-versa.

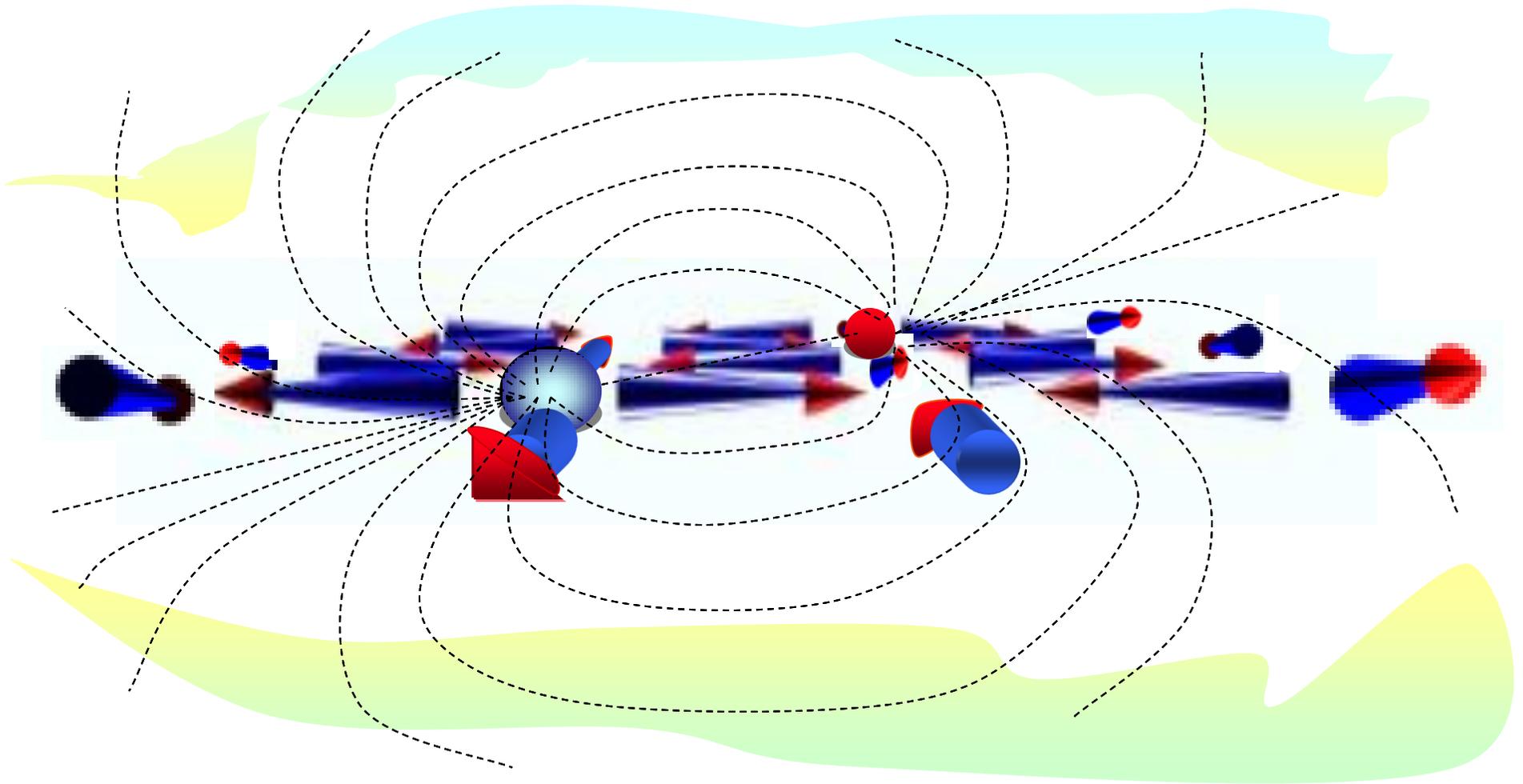


Separando mais e mais os pólos, sem mais violações da regra do gelo, faz emergir monopolos magnéticos de Nambu (JAP 2009).

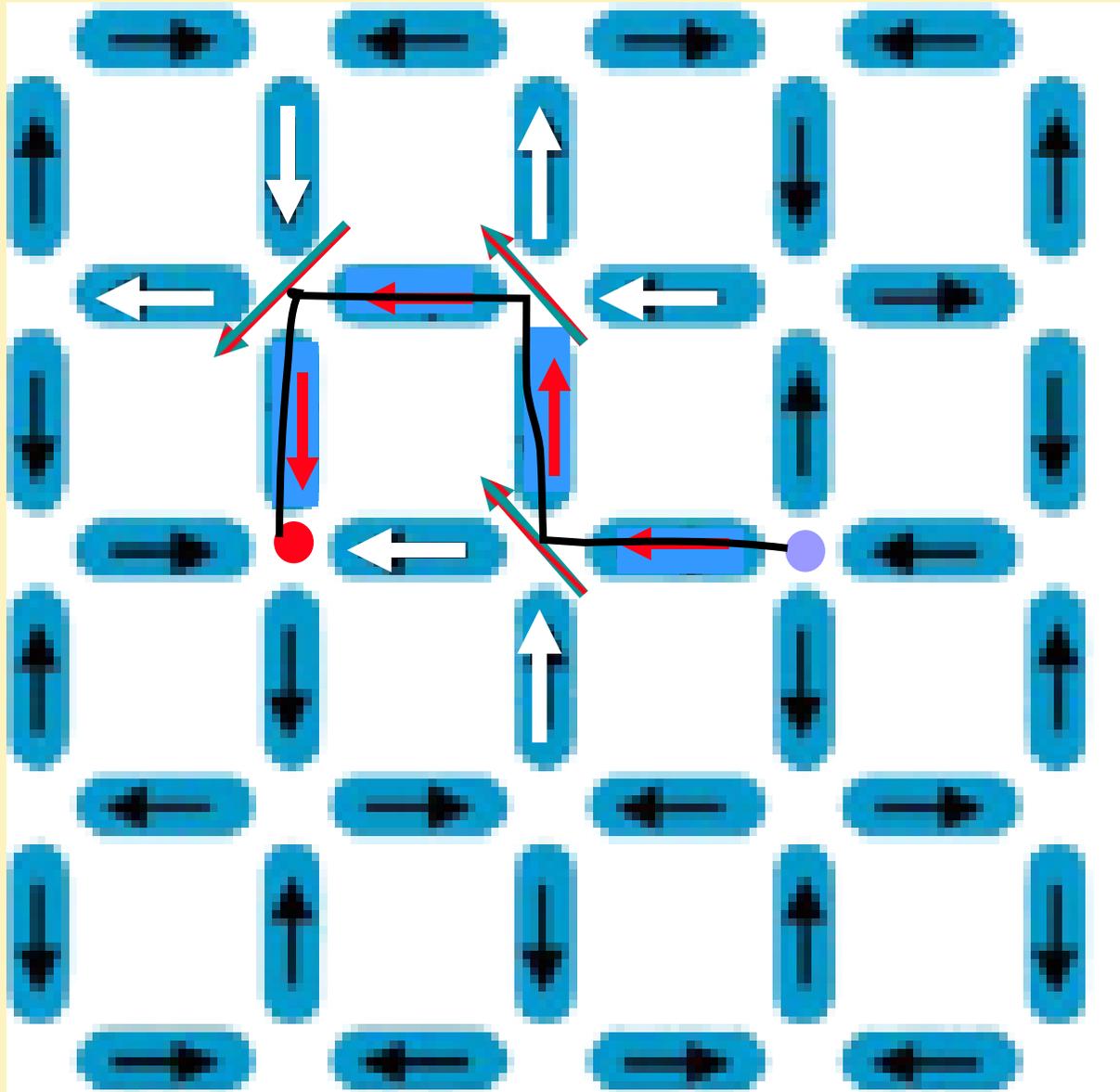


Acima, monopolos do tipo 3Z (ver classificação na Referência Nature Physics 7, 75 (2010)).

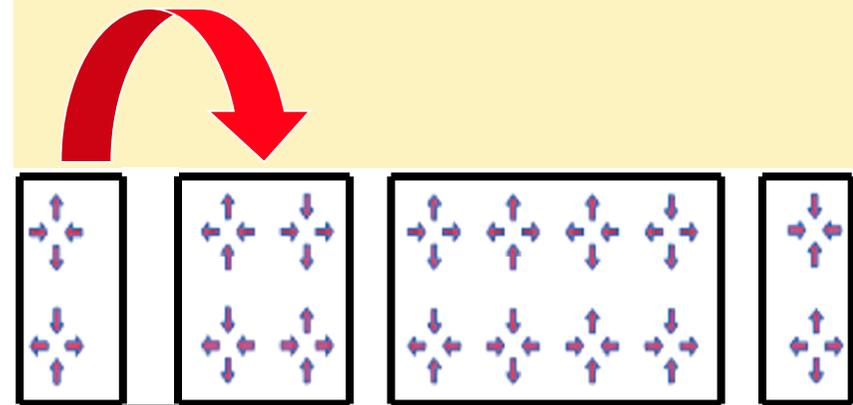
De fato, se esquecermos (por um instante) o “background”, a força entre os membros de tal par de defeitos obedece a lei de Coulomb (em 3d) $-Q_M \mathbf{R}/R^3$ (R é distancia entre as cargas). As linhas de campo não são confinadas ao plano. A carga magnética é inversamente proporcional ao parâmetro de rede a ($Q_M = \text{constante}/a$).



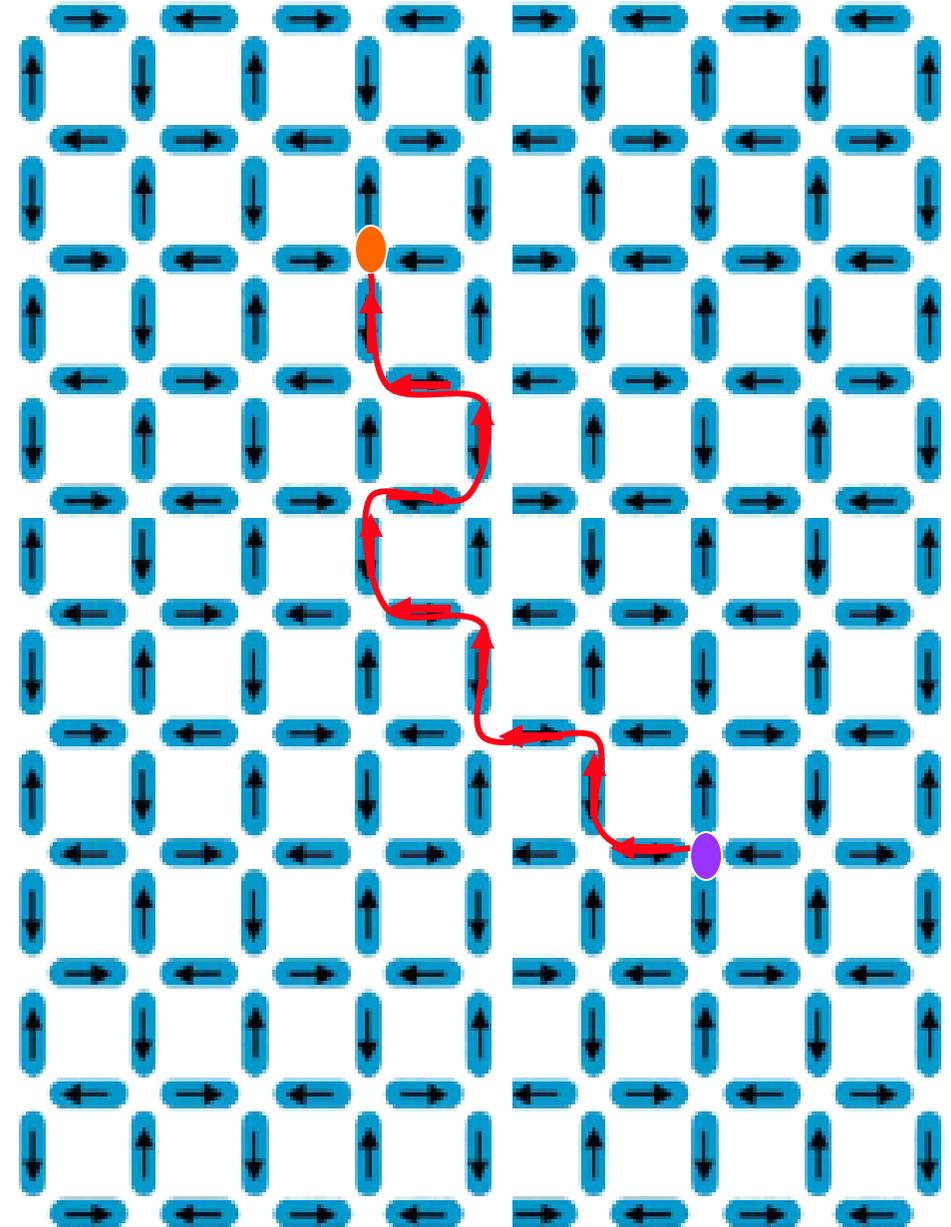
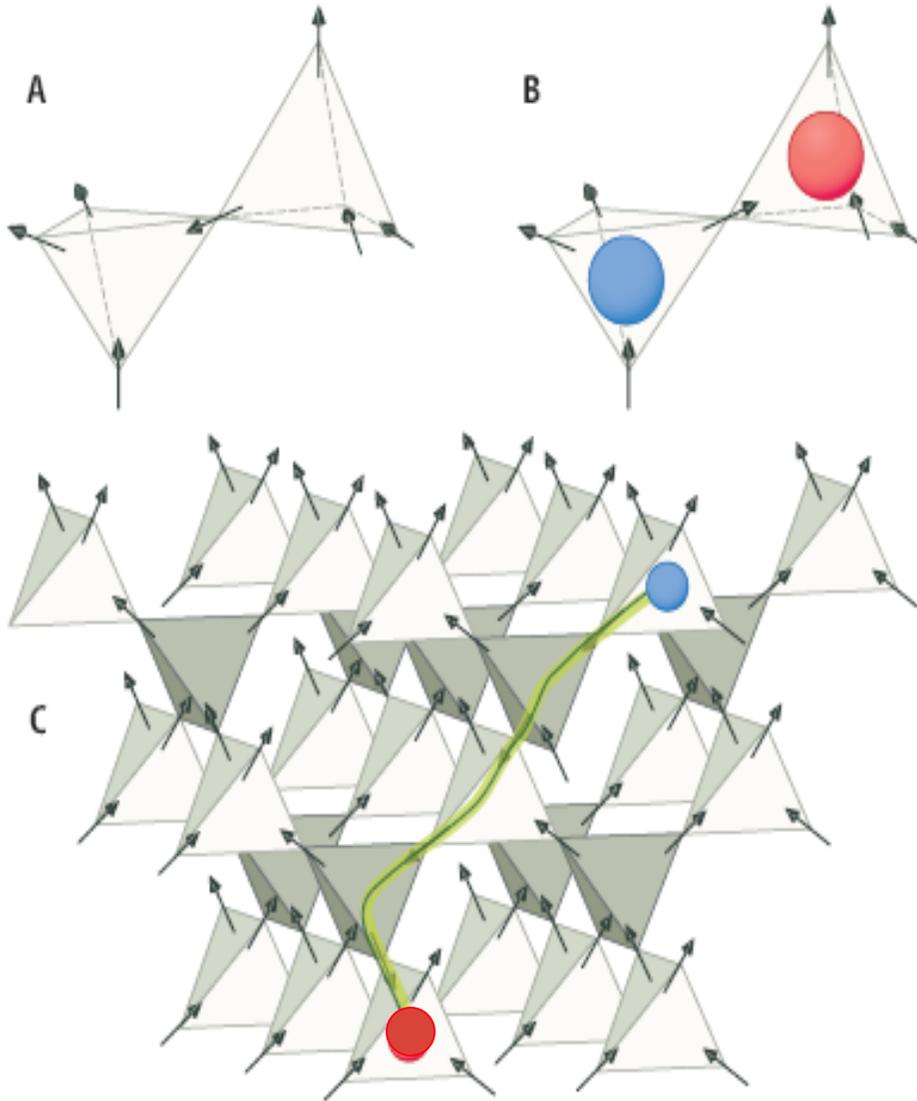
E assim, a excitação mais simples envolve 2 vértices vizinhos, um deles na configuração 3-in, 1-out (vermelho) e o outro na 3-out, 1-in (azul).



Agora, queremos saber se podemos quebrar esse “grande” dipolo. Em princípio, as cargas azul e vermelha podem ser separadas sem futuras violações da regra do gelo. Mas existe um preço!! Ao longo da linha de separação, a topologia muda de 1 para 2... Essa mudança de topologia custa energia! Culpa de planolândia...

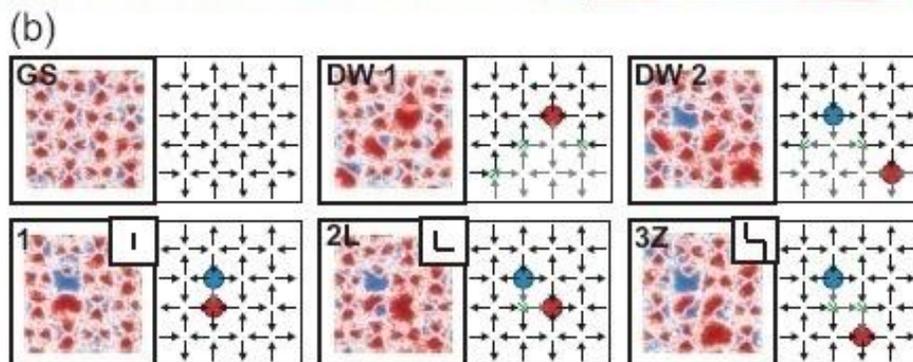
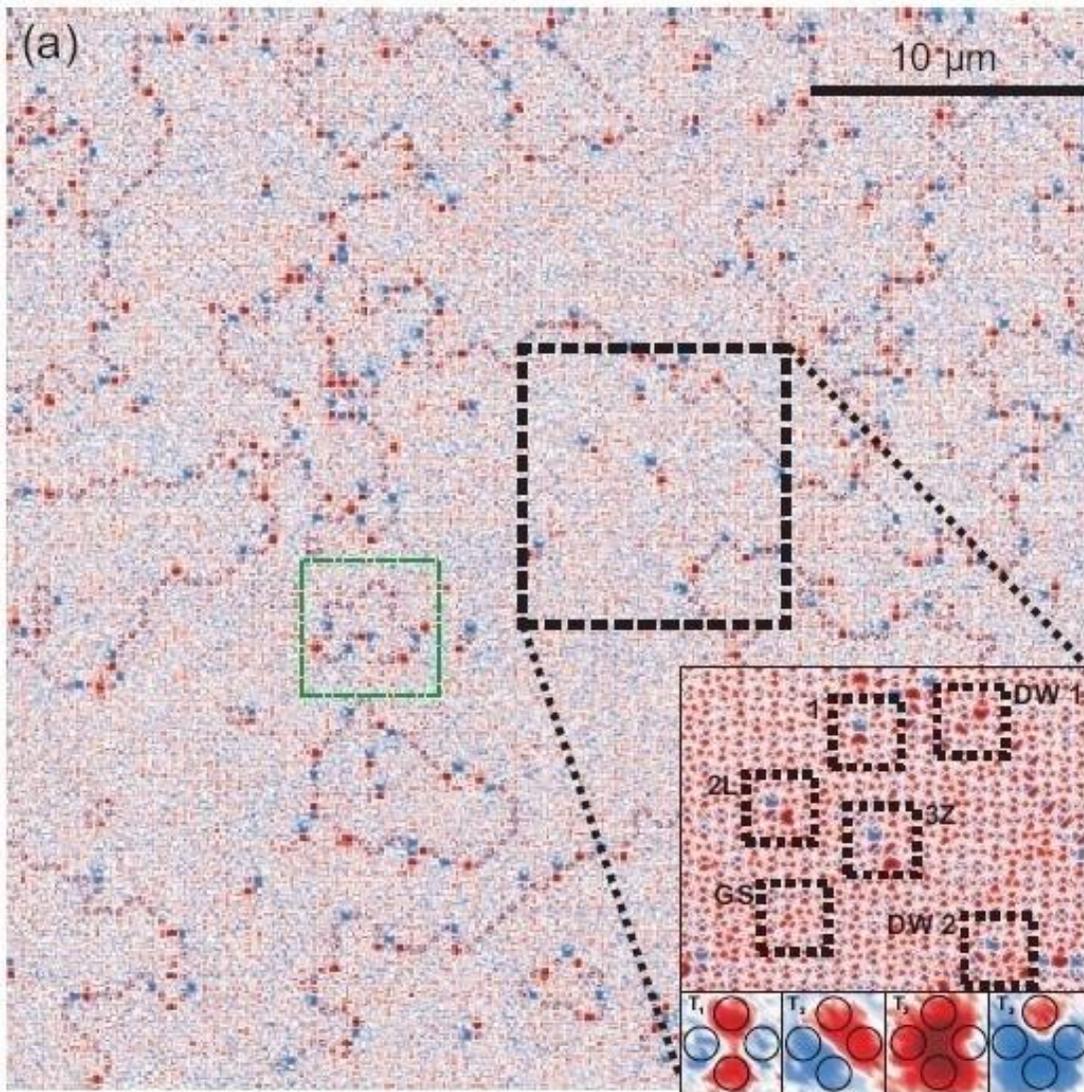


A baixa dimensionalidade faz então com que a corda (“string”) que conecta os dois pólos seja energética!! A corda possui uma tensão diferente de zero em planolândia. Em **3d** a corda é observável, mas não tem energia; em **2d**, ela é observável e tem energia. Em **2d**, temos excitações emergentes denominadas **monopolos de Nambu!**



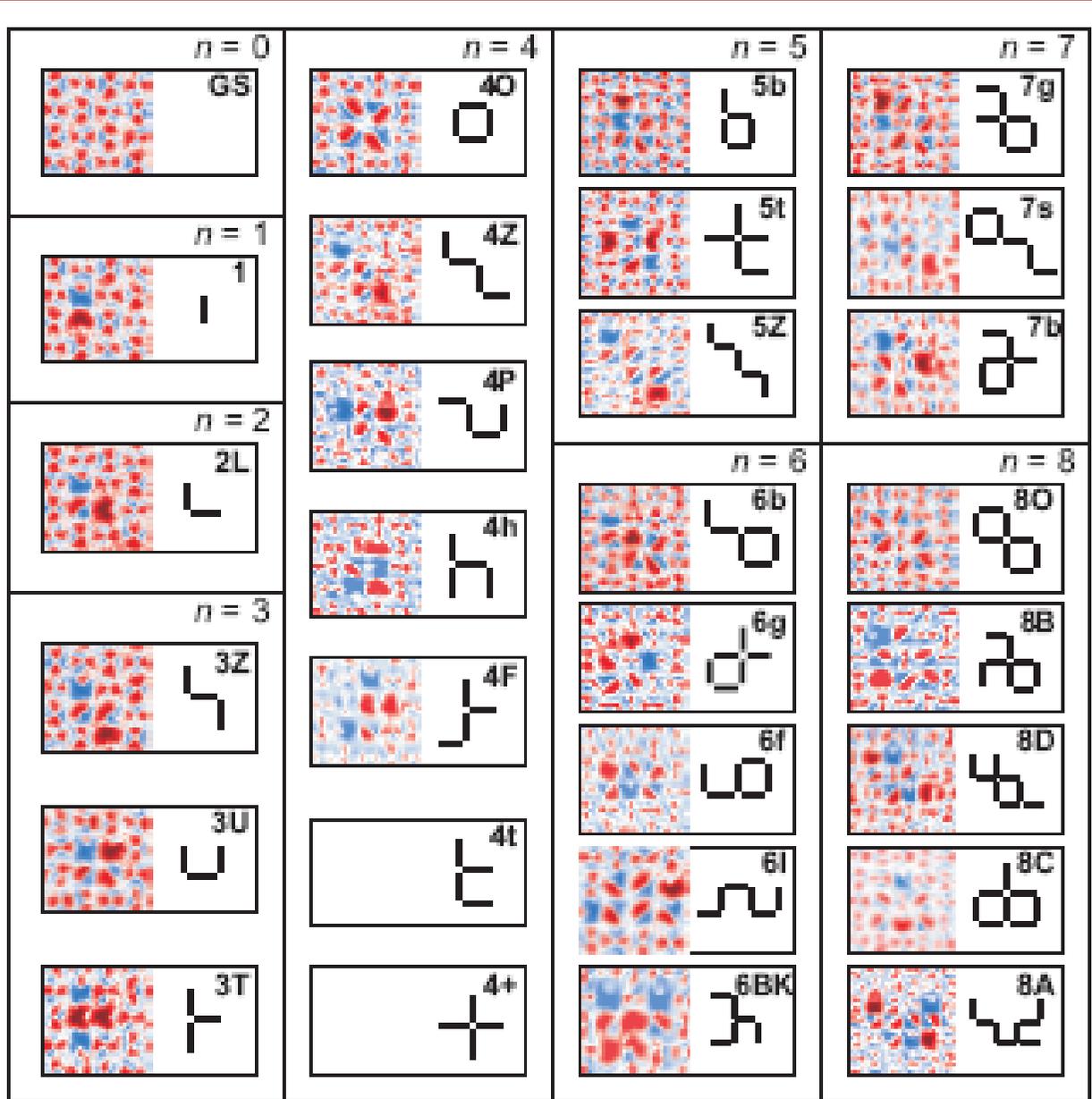


A busca experimental por estes possíveis **monopolos de Nambu** nos sistemas de spins artificiais vem sendo concorrida... Em recente conferência em Leeds (Inglaterra), pelo menos 4 grupos experimentais (da Europa e Estados Unidos) reportaram ter **observado esses objetos e suas cordas diretamente**. 2 deles desses grupos reportaram suas observações exatamente na rede quadrada.



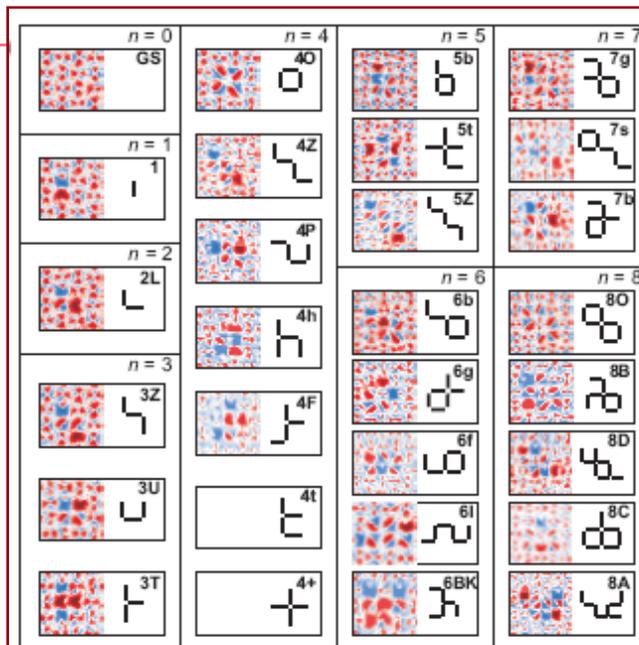
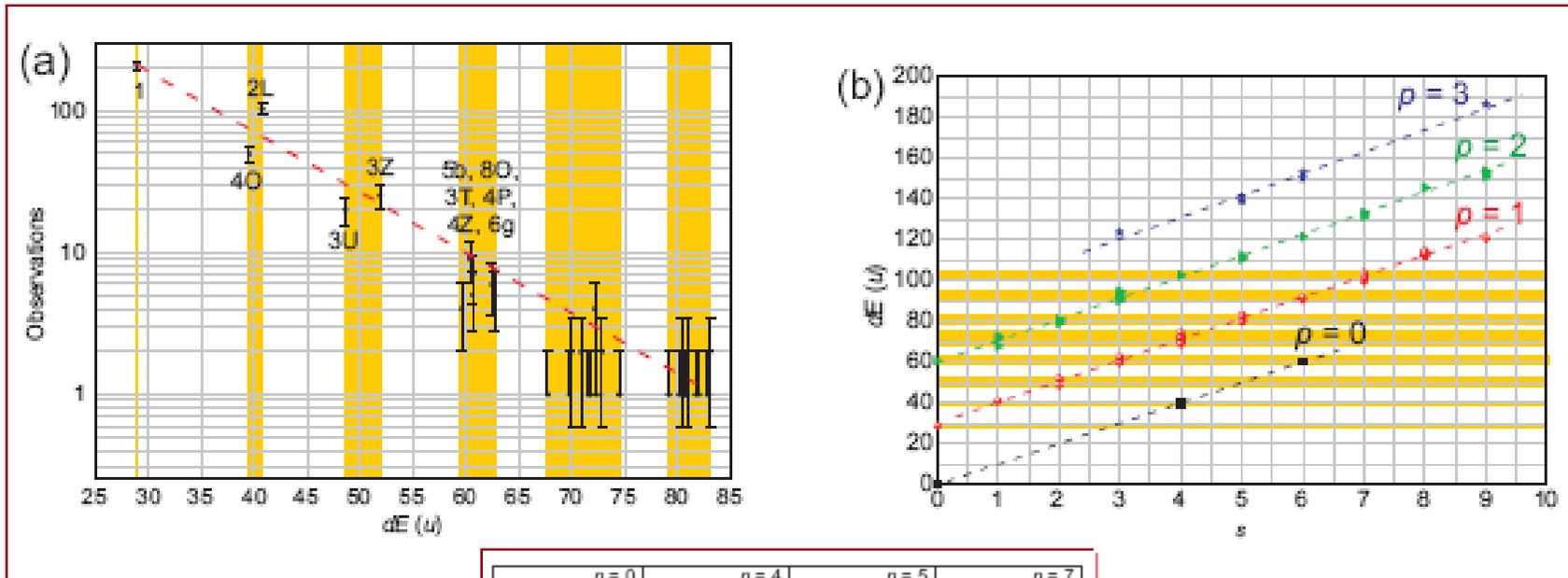
Um desses grupos, liderado pelo Prof. C. Marrows (da Universidade de Leeds) conseguiu alguns feitos que se mostravam muito difíceis do ponto de vista experimental: primeiro, a obtenção do estado de vácuo. Eles conseguiram o estado fundamental em regiões muito grandes (da ordem de 10 microns). Segundo, a identificação das excitações acima do vácuo: os monopolos e seus strings.

A figura ao lado mostra uma imagem MFM da rede fabricada em Leeds e abaixo, alguns monopolos e suas cordas. Visualização direta!

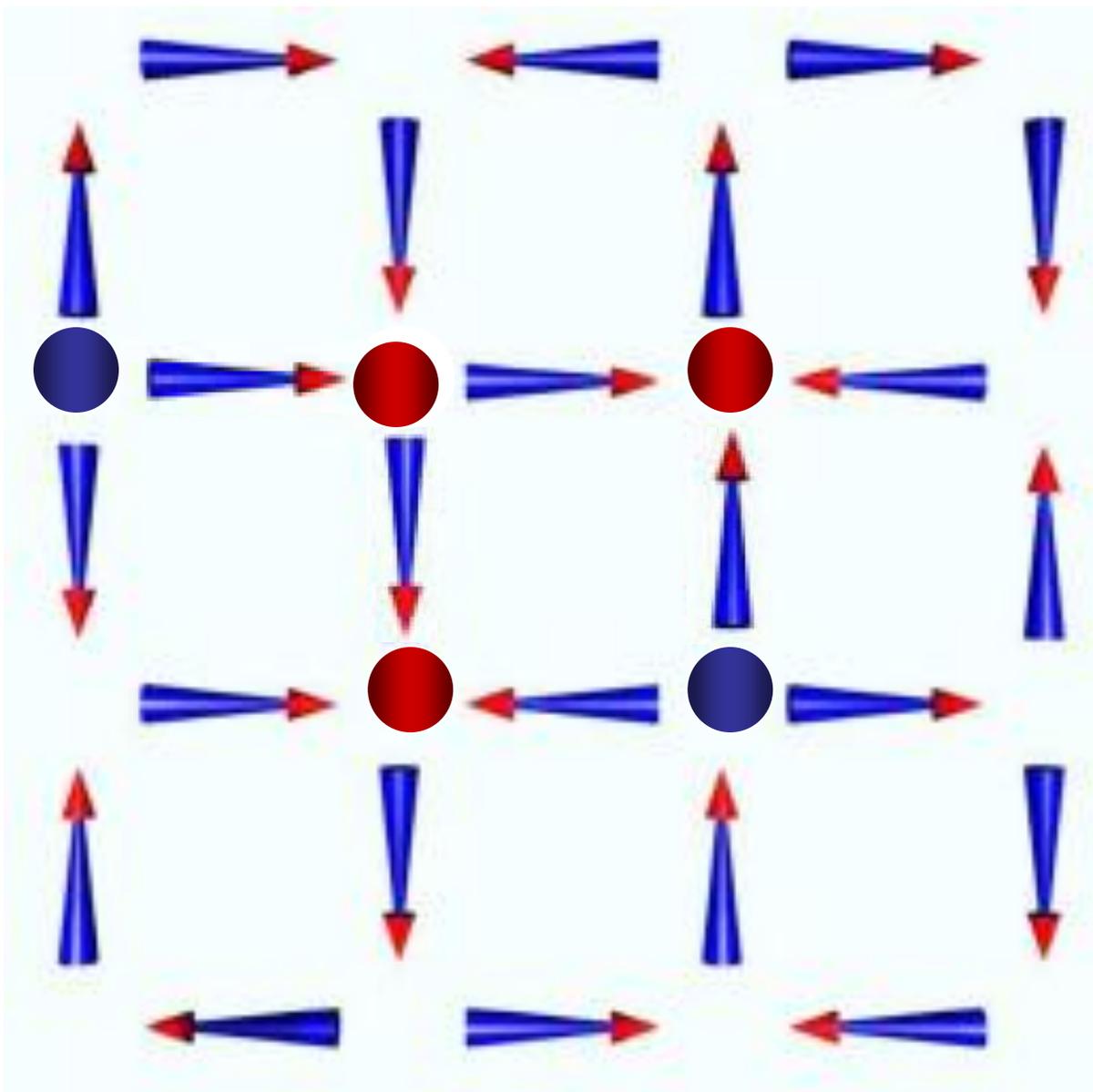


Esse grupo ainda foi capaz de observar cargas magnéticas separadas por várias distâncias e catalogar os tipos de cordas. Notaram ainda que a densidade desses objetos seguem a distribuição de Boltzmann.

A lei de Boltzmann obtida por eles é obedecida para uma energia de criação do par da ordem de **30D** e tensão da corda da ordem de **10D**, exatamente os valores previstos em nosso trabalho teórico... Os resultados do grupo de Leeds foram publicados em **Nature Physics (Morgan et. al, Nature Phys. 7, 75 (2011))**.



Dados interessantes sobre esses defeitos tipo monopolos magnéticos de Nambu



1. Energia de criação : $29D$.

2. Carga $|Q_M| = (4\pi|q|/\mu_0)^{1/2} = 2.1 \mu/a$. Para $a=320 \text{ nm}$, 100 vezes menor que a carga fundamental de Dirac, mas 80 vezes maior que a carga do caso 2d.

3. Tensão da corda: $10D$.

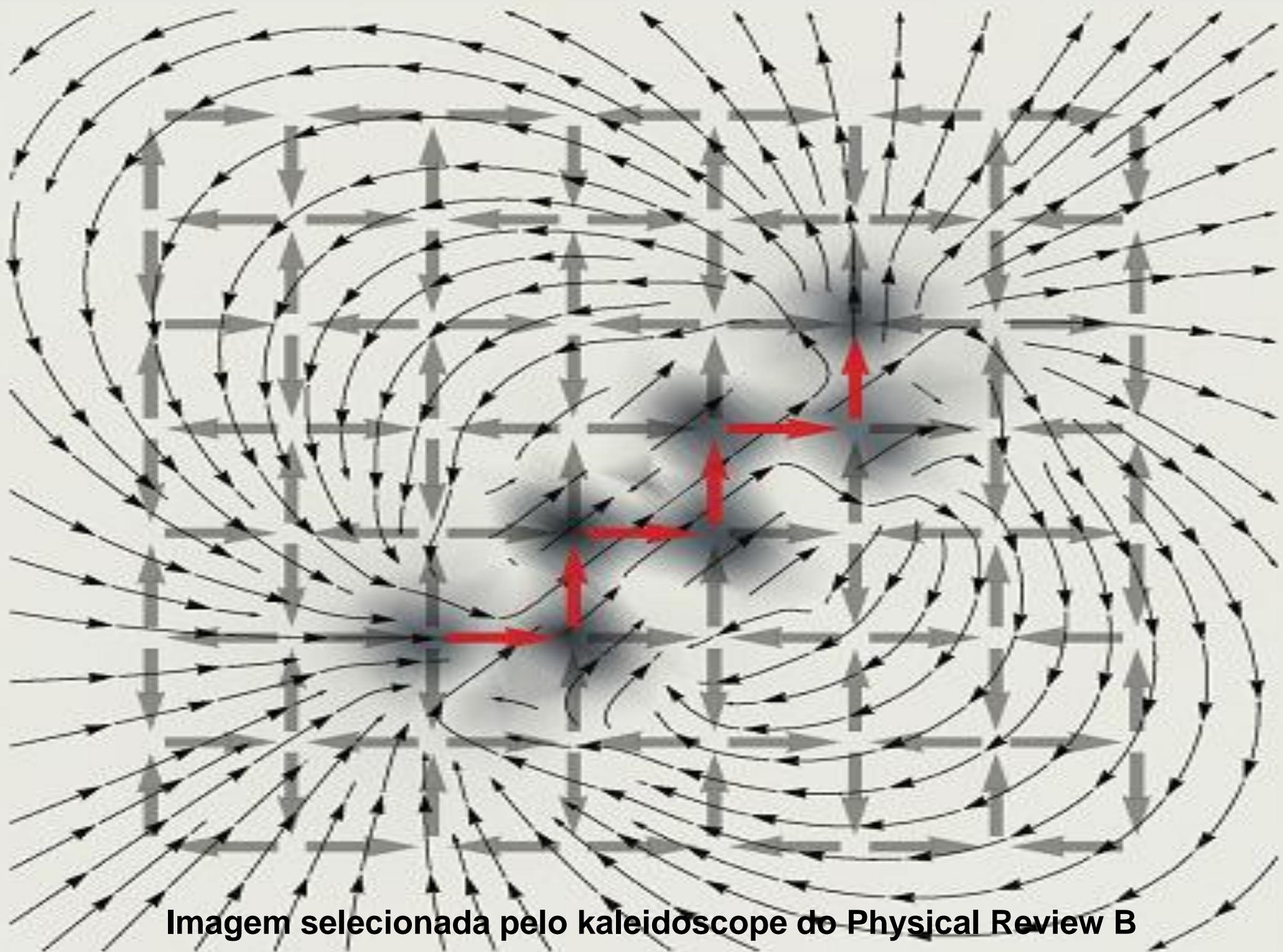
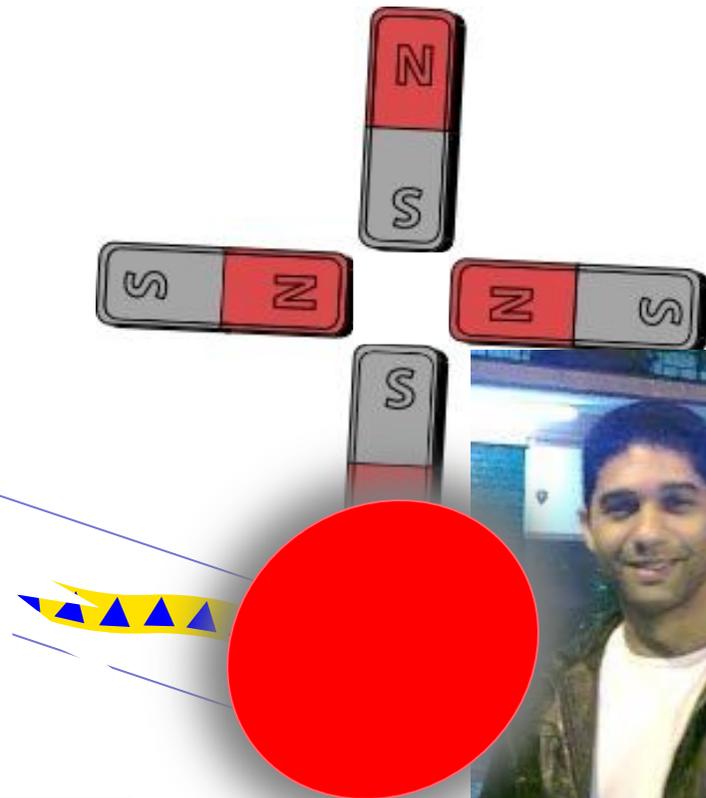


Imagem selecionada pelo kaleidoscope do Physical Review B

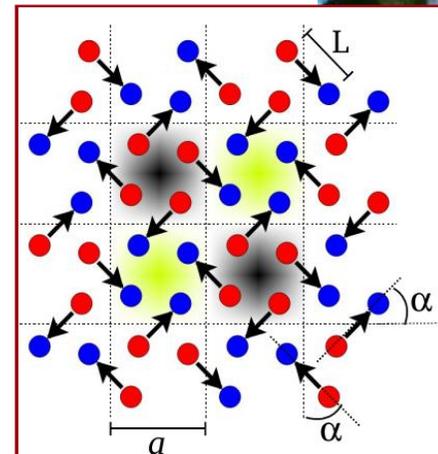
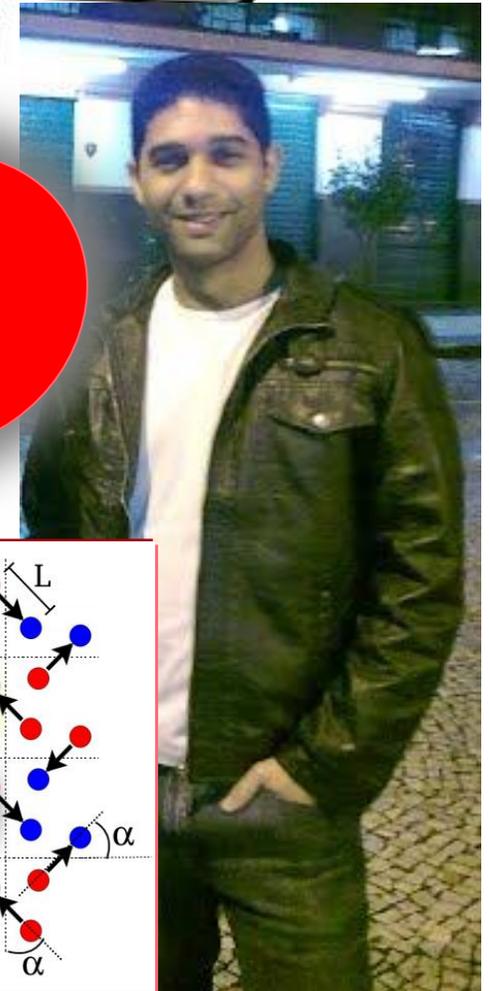
E a corda? Ela poderia se arrebentar?

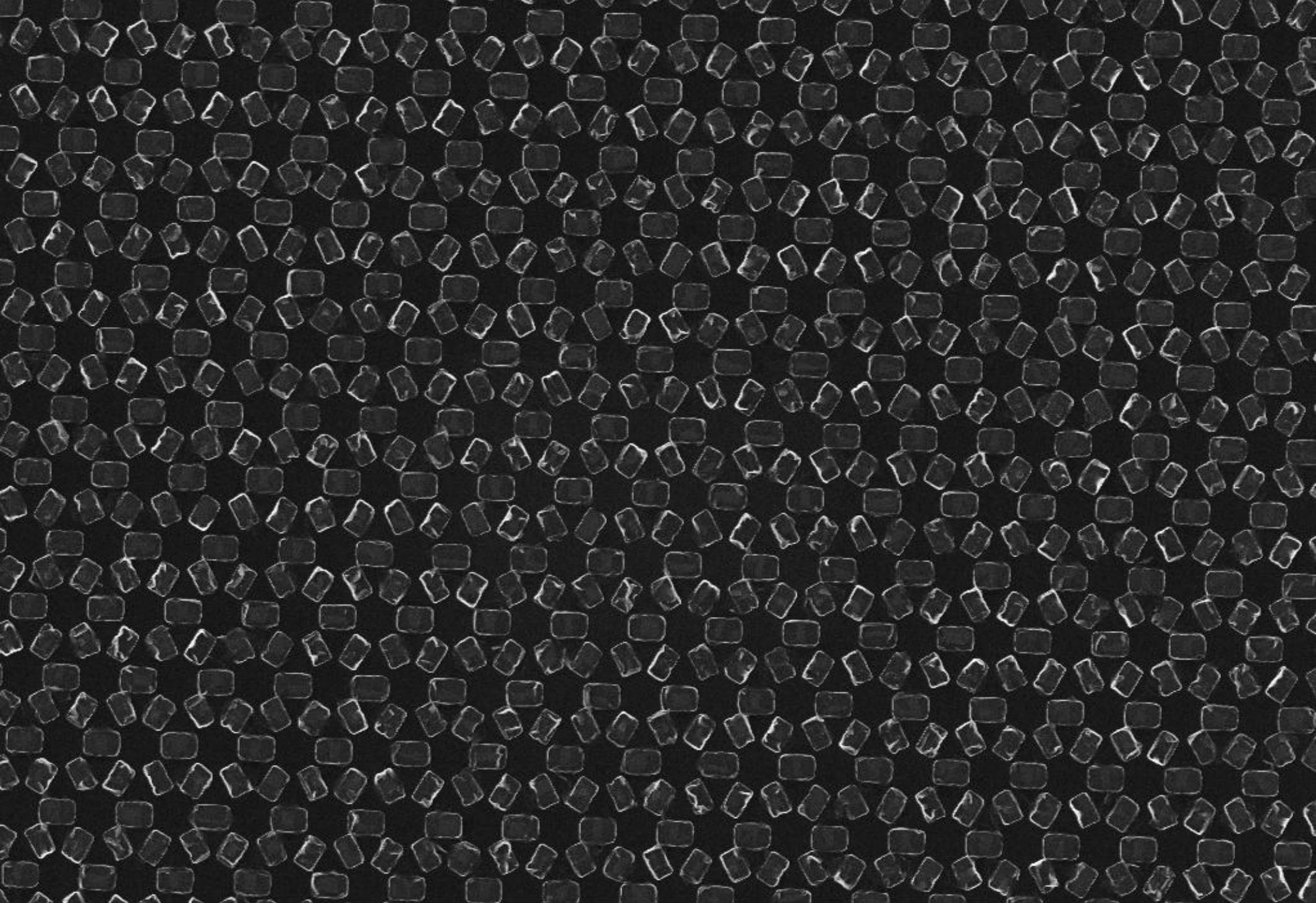


Rodrigo



Fábio





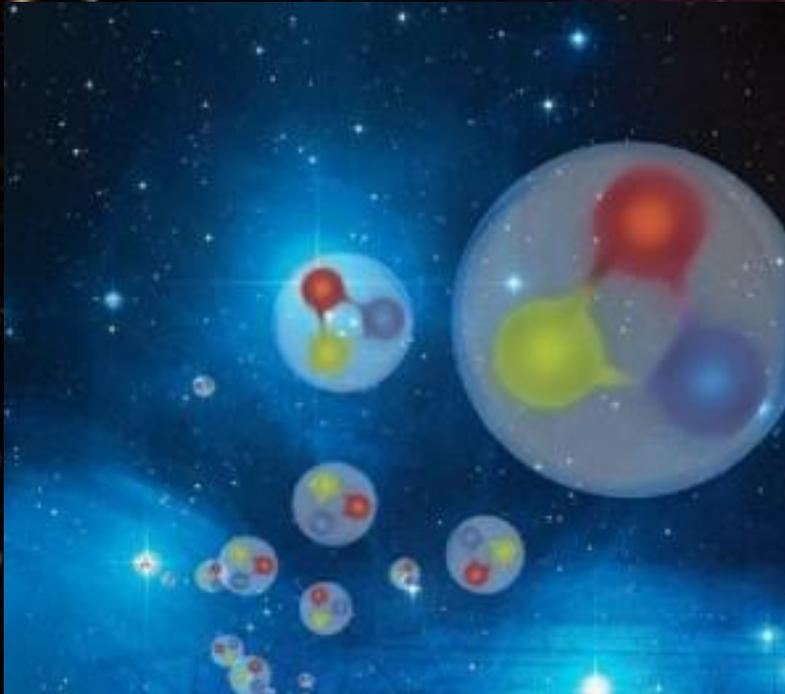
Raith

1 μm
┌───┐

Mag = 5.83 K X
InLens

WD = 9.5 mm
EHT = 20.00 kV

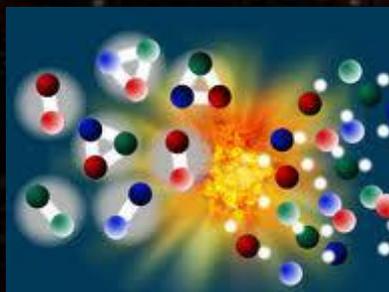
Voltemos ao início deste seminário! MODELO PADRÃO (MP)
U(1)XSU(2)XSU(3): As partículas elementares do universo são divididas em Férmions e Bósons de gauge; pelo que sabemos até hoje, excluindo a gravidade, elas podem ser tabeladas como segue:



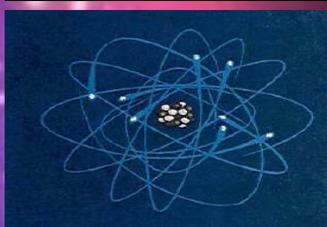
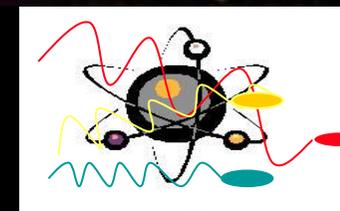
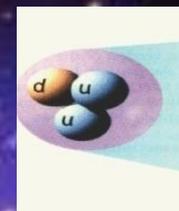
Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_e electron neutrino	$<1 \times 10^{-8}$	0	u up	0.003	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.006	-1/3
ν_μ muon neutrino	<0.0002	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_τ tau neutrino	<0.02	0	t top	175	2/3
τ tau	1.7771	-1	b bottom	4.3	-1/3

Unified Electroweak spin = 1			Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge	Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0	g gluon	0	0
W⁻	80.4	-1			
W⁺	80.4	+1			
Z⁰	91.187	0			

Esse mundo de partículas é descrito por teorias de campos quânticas que, resumidamente, podem ser dividida em 3 classes: **1. teoria bosônica, 2. teoria fermiônica e 3. teoria de gauge.** De acordo com o MP **U(1)XSU(2)XSU(3)** a natureza parece ter escolhido os 2 últimos tipos (no quadro abaixo existem apenas férmions (elétrons, quarks...) e bósons de gauge (fótons, glúons...)).

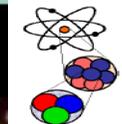


Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_e electron neutrino	$<1 \times 10^{-8}$	0	u up	0.003	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.006	-1/3
ν_μ muon neutrino	<0.0002	0	C charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	-1	S strange	0.1	-1/3
ν_τ tau neutrino	<0.02	0	t top	175	2/3
τ tau	1.7771	-1	b bottom	4.3	-1/3



Unified Electroweak spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0
W⁻	80.4	-1
W⁺	80.4	+1
Z⁰	91.187	0

Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
g gluon	0	0



Costumamos pensar que **“luz” e férmions são partículas fundamentais...** De fato, para termos luz e férmions em nossas teorias, introduzimos (“by hand”) um campo de gauge fundamental U(1) e campos de férmions via relações de anti-comutação.

Mas note como essas idéias podem inspirar outras coisa: usando a “lacuna” da Física de Partículas resumida no slide anterior, poderíamos então , por um momento, “esquecer” a frase “luz e férmions são partículas fundamentais” e nos perguntar : **de onde vem luz e férmions? Nesse caso, estaríamos assumindo que existem coisas mais simples e mais fundamentais do que luz e férmions!**

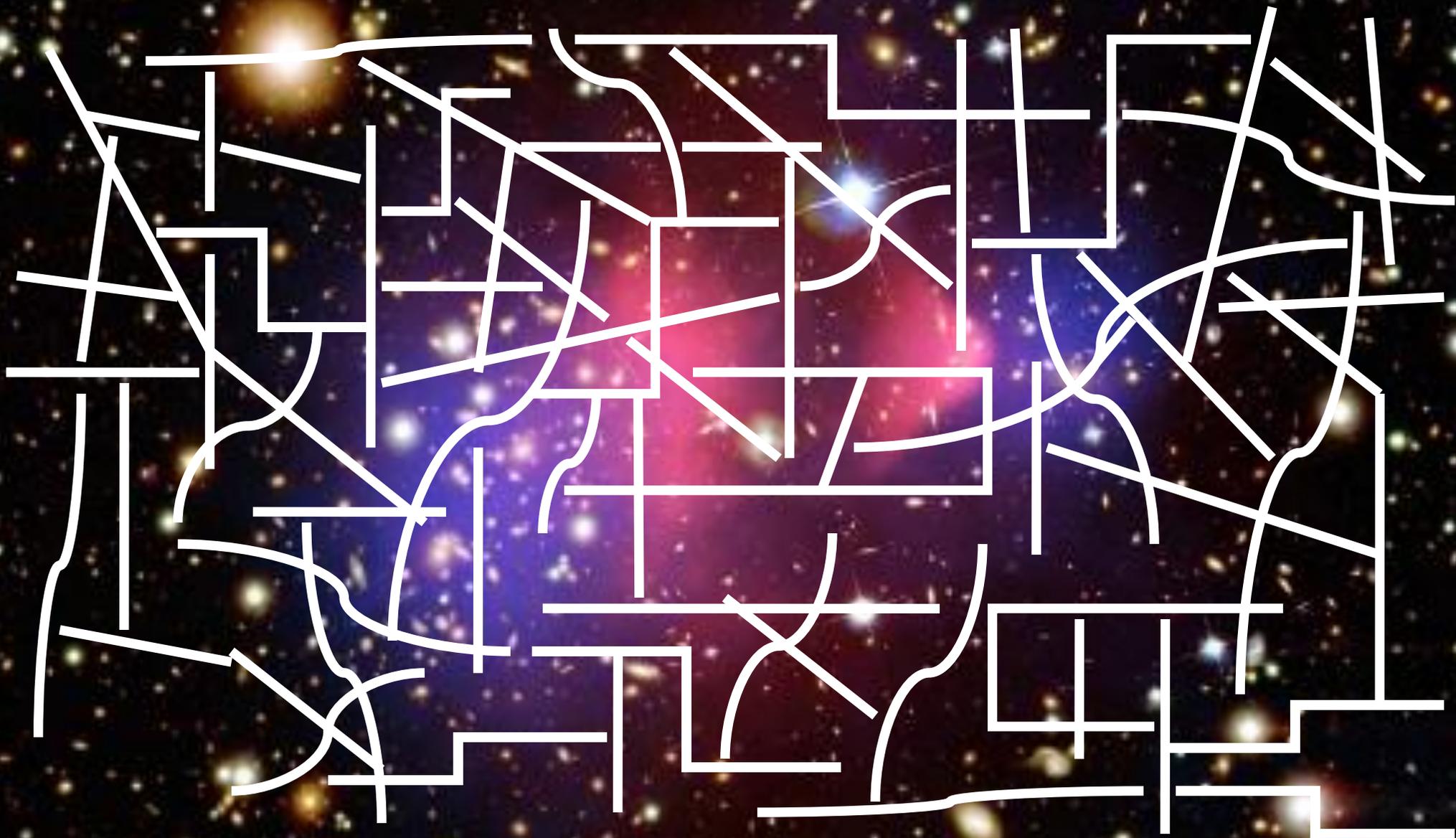


Como consequência, luz e férmions poderiam emergir dessa coisa mais simples. De fato, recentemente, Físicos mostraram que é possível obter férmions e bósons de gauge como campos que emergem de um campo mais simples: um campo bosônico local, se esse campo exibir uma condensação de redes de objetos do tipo string. Férmion seria a extremidade dos strings enquanto luz seria a flutuação das redes do condensado de strings (de dimensões arbitrárias). Luz e férmions viriam dos movimentos coletivos do condensado de string-nets que preenchem o espaço. **“String Net Condensation” (SNC) seria então uma unificação de luz e férmions.**



Ver por exemplo, X.-G. Wen, **Quantum Field Theory of Many-Body Systems**, Oxford University Press, New York (2004).

Dessa forma, se pudéssemos encontrar um sistema tipo string net em Matéria Condensada, poderíamos criar luz e elétrons artificiais. Mas numa extrapolação para um “Universo emergente”, apenas a SNC não seria suficiente; faltaria mostrar que **férmions chirais** (a parte **SU(2)** do MP **U(1)XSU(2)XSU(3)**) e mesmo a **gravidade** (espaço-tempo) são também emergentes. No entanto, mostrar que **U(1) e SU(3)** podem emergir de uma coisa mais fundamental já é um passo interessante.



De qualquer forma, em particular, já é possível construir “terríveis e feios” modelos bosônicos sobre uma rede cúbica, cujas teorias efetivas em baixas energias são as belas Eletrodinâmica Quântica (QED) e Cromodinâmica Quântica (QCD) com **fótons, elétrons, quarks e glúons emergentes...**



Pelo pouco que sei, existem cinco mistérios profundos na natureza: partículas idênticas, estatística de Fermi, estrutura de gauge, férmions quirais e gravidade. SNC forneceria uma explicação apenas para os três primeiros. Resumindo, dizemos que fenômenos emergentes são aqueles em que novas partículas e campos emergem em **baixas escalas de energia** mas tais campos e partículas estão totalmente ausentes na Hamiltoniana que descreve o sistema inicial.



Uma analogia para emergência usando duas áreas da física: campos e partículas e matéria condensada.

Energia de Planck 10^{19} GeV

Energia de Coulomb 10 eV



Reduccionismo



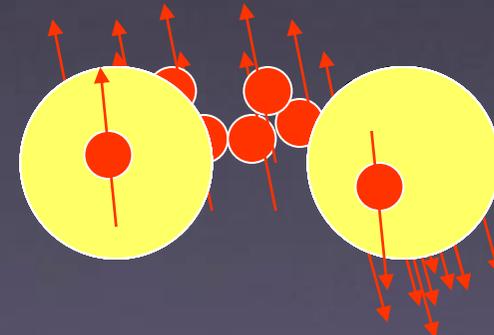
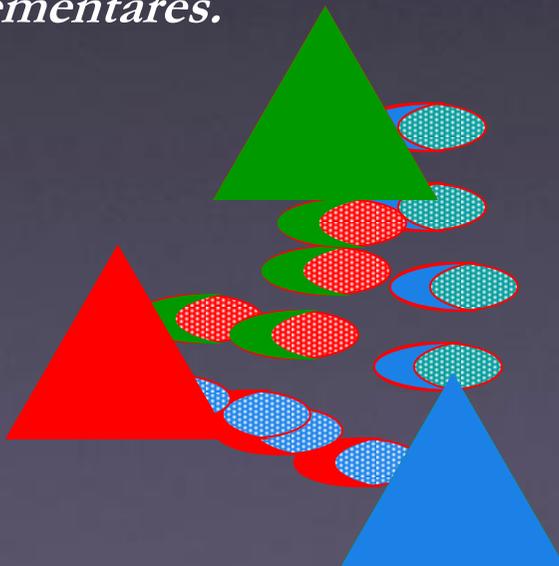
Emergência

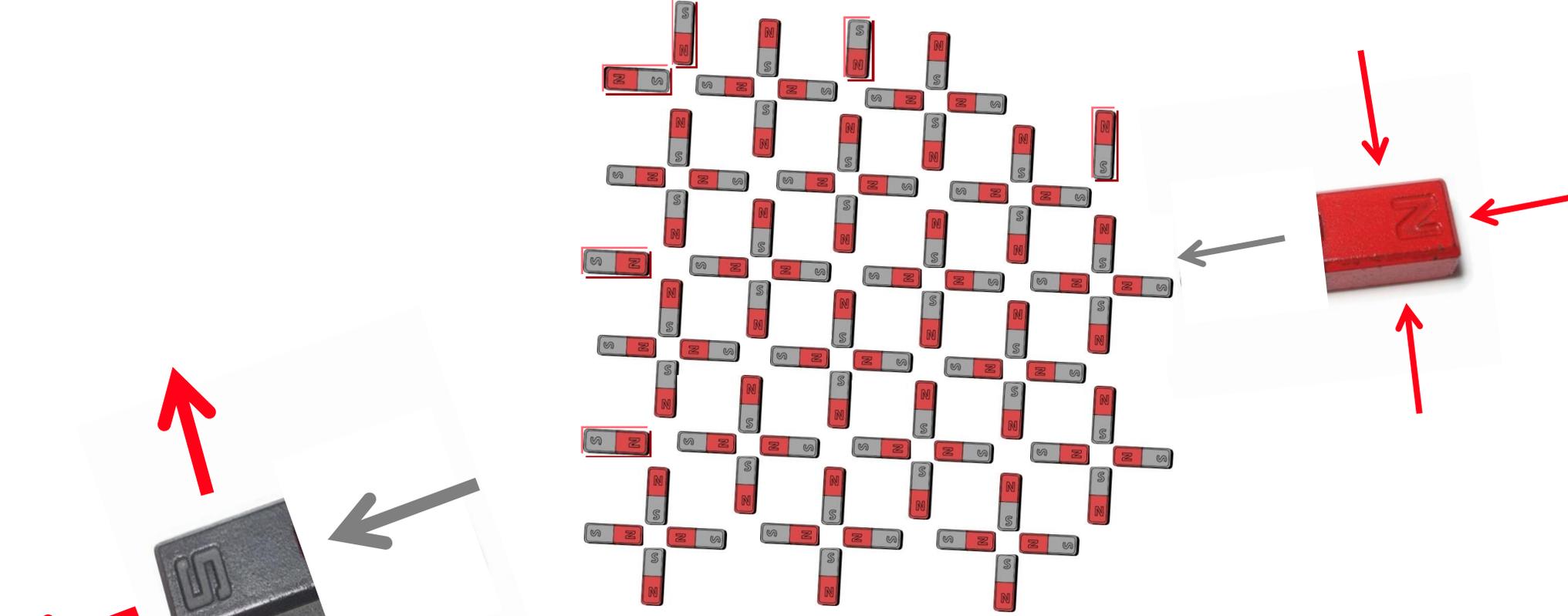
Modelo Padrão 10^3 GeV

Superfluidez, Supercondutividade, Magnetismo, QHE... 1 eV

Teoria de campos quânticos relativísticos das partículas elementares.

Teoria de campos quânticos de quase-partículas.

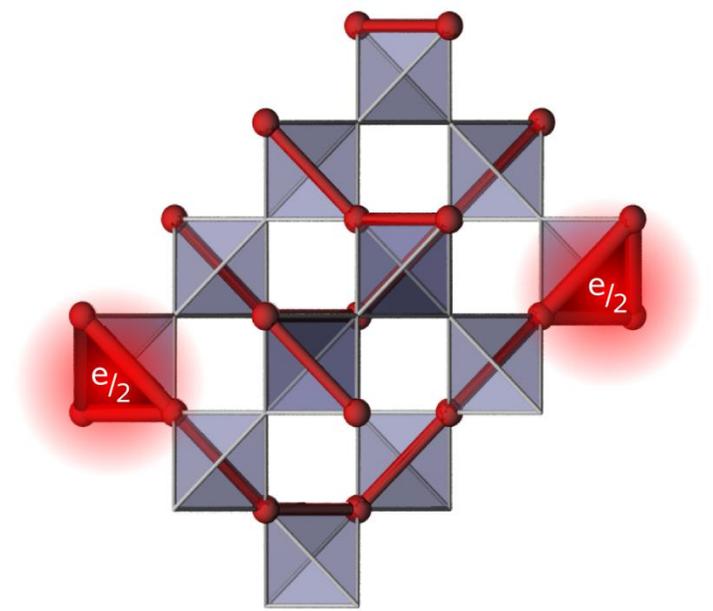




Agradecimentos



Material supple



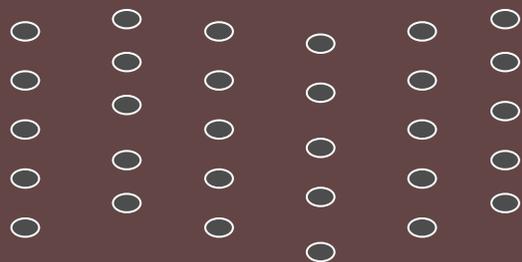
In [physics](#), **fractionalization** is the phenomenon whereby the [quasiparticles](#) of a system cannot be constructed as combinations of its elementary constituents. One of the earliest and most prominent examples is the [fractional quantum Hall effect](#), where the constituent particles are [electrons](#) but the quasiparticles carry fractions of the electron charge.^{[1][2]}

Other examples include half charges in [polyacetylene](#),^[3] [spin–charge separation](#), and emergent magnetic monopoles^[4] in [spin ice](#) (which is well described by a classical [statistical](#) model). They should be contrasted with quasiparticles such as [magnons](#) (constructed from an electron plus a [hole](#)) and [Cooper pairs](#) (two electrons), which have [quantum numbers](#) that are combinations of those of the constituents.

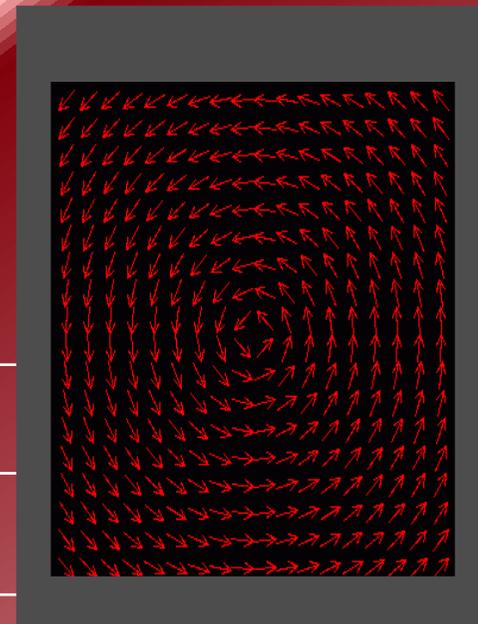
Fractionalization can be understood as [deconfinement](#) of quasiparticles that together are viewed as comprising the elementary constituents. In the case of spin–charge separation, for example, the electron can be viewed as a bound state of a '[spinon](#)' and a '[chargon](#)', which under certain conditions can become free to move separately.

Quadro resumindo a emergência da eletrodinâmica quântica em 2+1 dimensões de um filme de He em baixas energias: as excitações elementares são fônons (ondas sonoras) e vórtices. Existe a seguinte analogia:

fônon \leftrightarrow fóton, vórtice \leftrightarrow carga elétrica.



...Mas a questão é: eles poderiam obter o estado superfluido da TOE (i.e., por resolver a equação de Schrödinger para todos os átomos e elétrons do He)?? More is different??



Filme de He	2+1 dim QED
Densidade ρ	Campo Magnético \mathbf{B}
Corrente \mathbf{J}	Campo Elétrico \mathbf{E}
$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -\partial_t \rho$	$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho_e$
$\vec{\nabla} \times \vec{J} = 2\pi \rho_v$	$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial_t \mathbf{B}$
Quantização da vorticidade	Quantização da carga

A despeito de alguma similaridade, a SNC de bósons de gauge e férmions é diferente da teoria de supercordas padrão. Na superstring tradicional cordas fechadas correspondem aos gravitons e cordas abertas correspondem aos bósons de gauge. Os férmions surgem de campos fermiônicos. Todas as partículas elementares, incluindo bósons de gauge, correspondem a diferentes modos vibracionais de pequenas cordas na teoria superstring. Na SNC, o vácuo é preenchido com grandes cordas. Os bósons de gauge sem massa correspondem às flutuações dos nets de grandes cordas fechadas e férmions correspondem aos fins das cordas abertas. Não existem campos fermiônicos.



De fato, existem muitas maneiras de se conectar dois monopolos por uma corda de comprimento X ; isto gera uma entropia configuracional de string dada por $(k_B \ln p^{X/a})$, que é proporcional a X . Assim, a energia livre pode ser aproximada por

$$F = [b - (\ln 3)k_B T/a]X$$

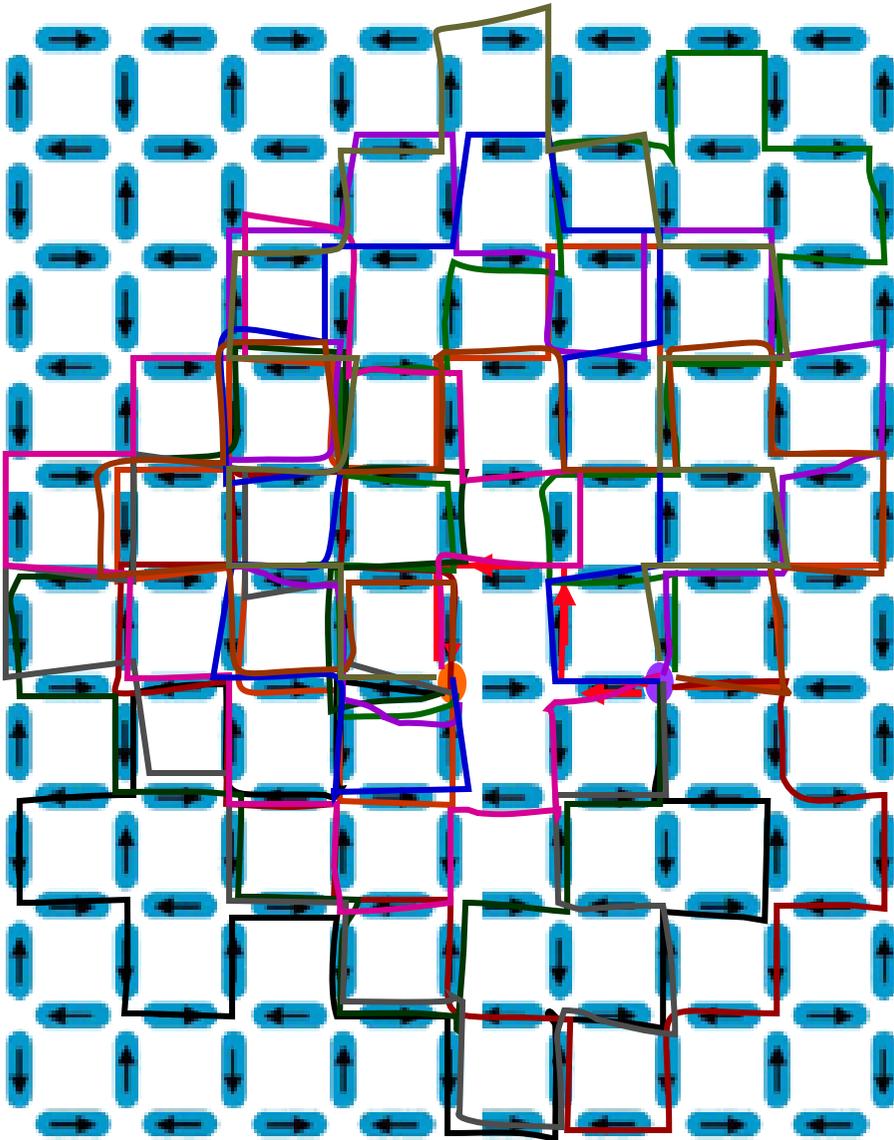
Levando a uma tensão string efetiva b_{eff}

$$[b - (\ln 3)k_B T/a]$$

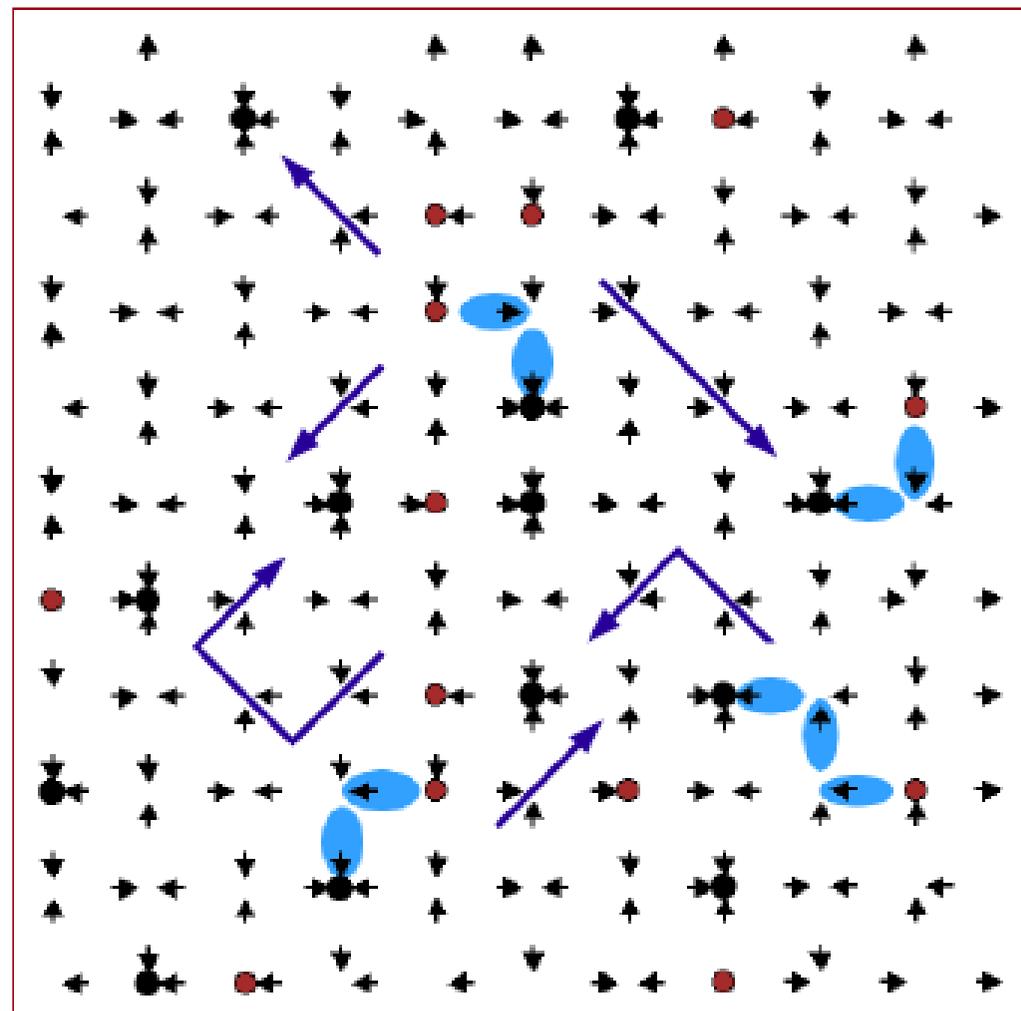
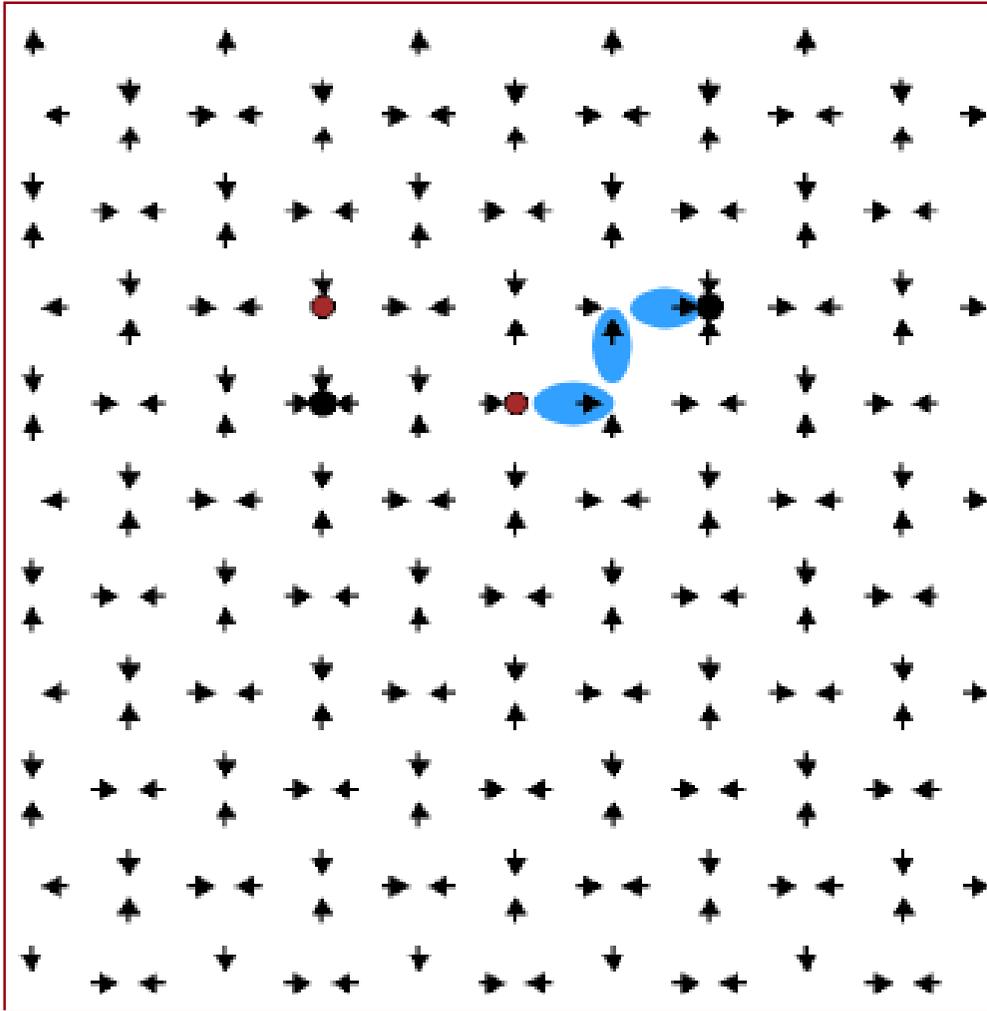
que se anula para temperatura

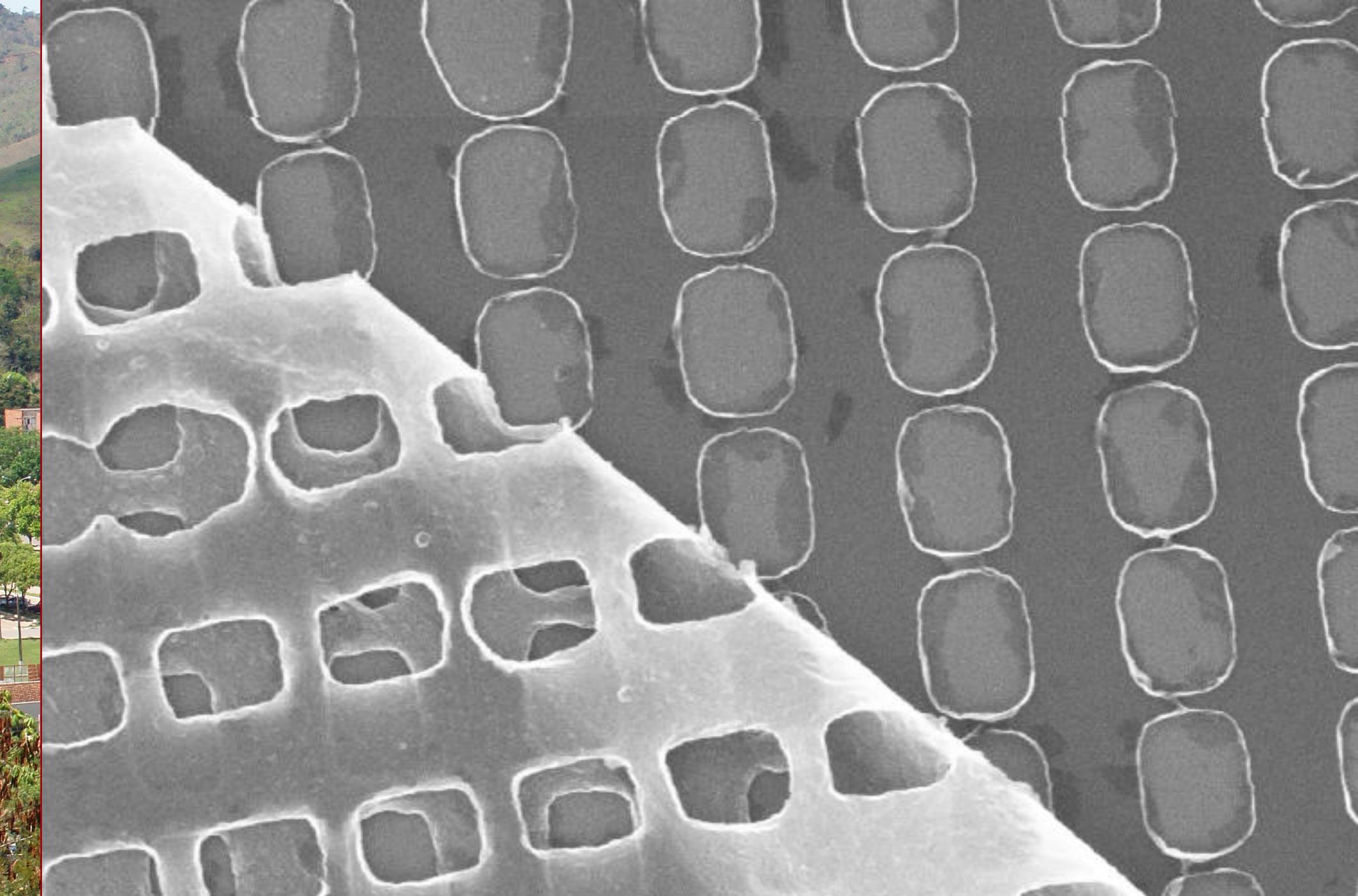
$$k_B T_c \approx ba/\ln(3).$$

$$k_B T_c \approx 9.1 D$$



Recentemente, usando técnicas de Monte Carlo, fizemos a termodinâmica do sistema e parece que realmente alguns strings se “arrebentam” acima de certa temperatura crítica (7.2 D). Abaixo à esquerda, uma configuração do sistema para $T < 7.2 D$ e à direita para $T > 7.2 D$. No segundo caso, pode-se observar alguns monopolos (indicados por setas vermelhas) sem strings e alguns pedaços de strings (setas azuis) sem monopolos. Só para comparação, nossa estimativa era 9.1 D.





Raith

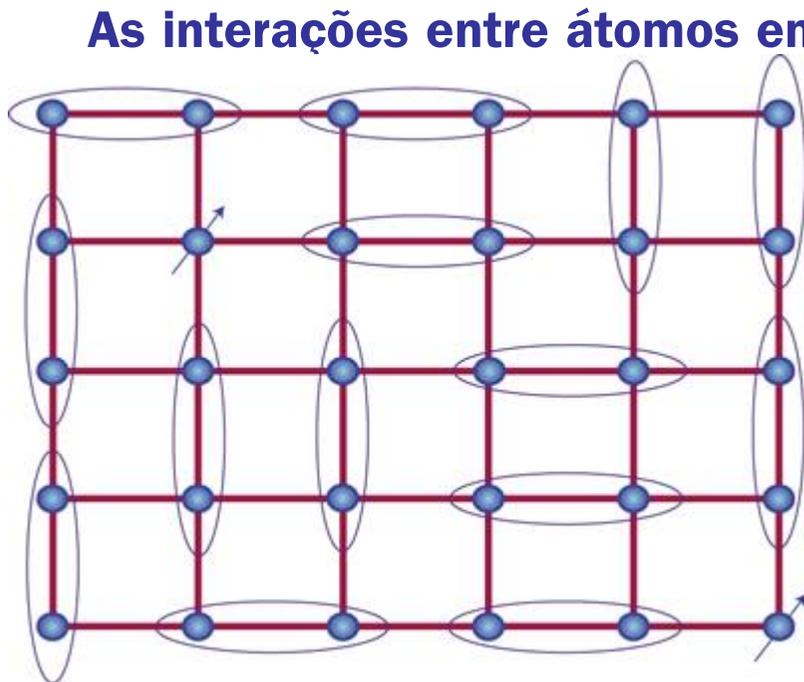
1 μm



Mag = 19.41 K X
InLens

WD = 9.6 mm
EHT = 20.00 kV

Um exemplo simples : quebra da simetria translacional. o mundo dos fônons é simples (agradável e belo...)



As interações entre átomos em um sólido (ou superfluido) são complicadas as propriedades dos fônons emergentes (em e **universais**. Por que? **1.** Todos os fônons dependem de suas energias (o tipo de interação não importa) . **2.** Fônons comportam-se como os átomos/moléculas originais interagem

nos experimentos com cristais: em baixas temperaturas, fônons são as responsáveis (calor específico...)

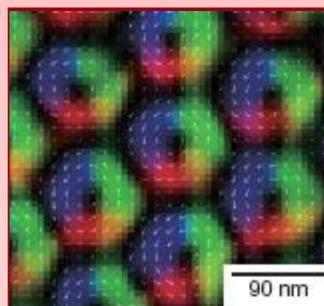
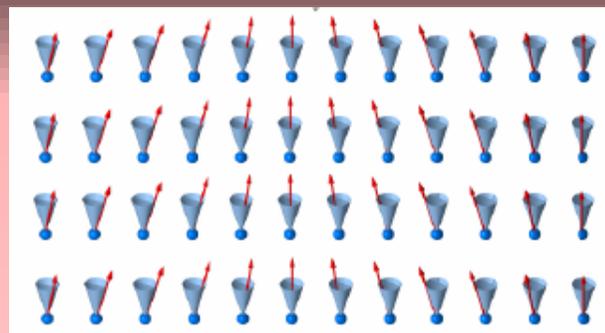
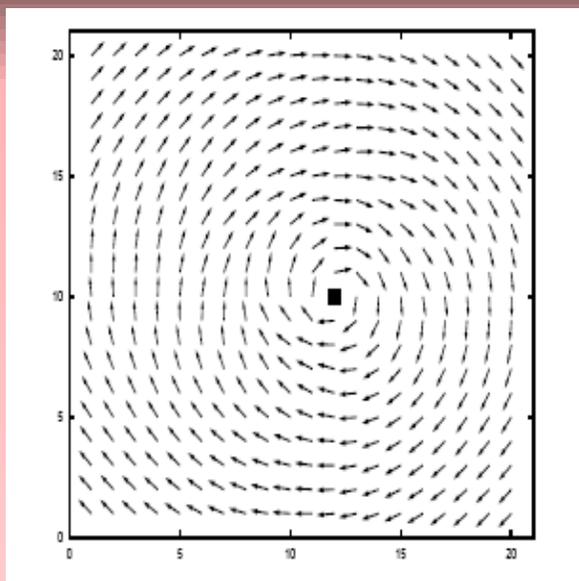
$$C_v = 9R \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x^4 \exp(x)}{(\exp(x) - 1)^2} dx$$

→
T ≈ 0

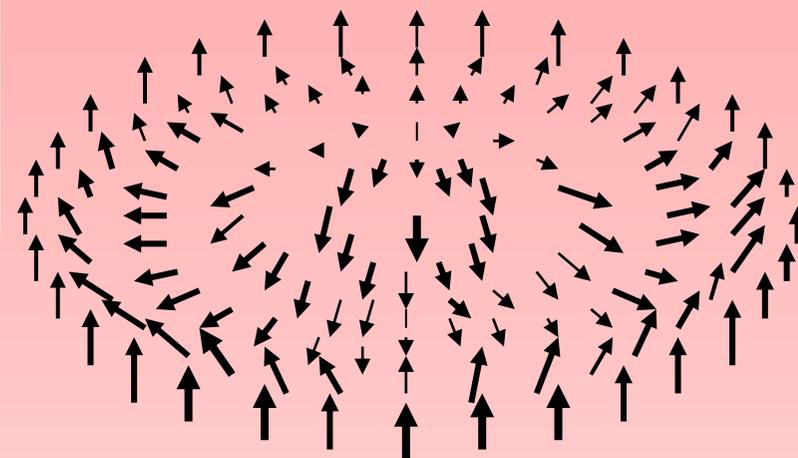
$$C_v = \frac{12\pi^4}{5} R (T / \theta_D)^3$$

O modelo de Debye e o comportamento experimental correto do calor específico em baixas temperaturas (T³) para sólidos.

A idéia de quase-partícula foi realmente um trunfo na Física da Matéria Condensada (FMC). Em vez de trabalharmos com elétrons e íons, que são muitos e interagem muito fortemente e de maneira complicada e específica, procuramos as “verdadeiras excitações” (**quase-partículas**) do vácuo (estado fundamental) do material considerado. Em **baixas energias**, são elas que se manifestam diretamente nas quantidades observáveis (calor específico, susceptibilidade, função correlação etc). Nada de elétrons e átomos... Existem muitos tipos de quase-partículas, dependendo do sistema e do vácuo. Elas podem ter ou não gap, podem ser **simples e lineares** (como **magnons e fônons...**) ou até mesmo **complexas e não lineares** como **vórtices e skyrmions ...**

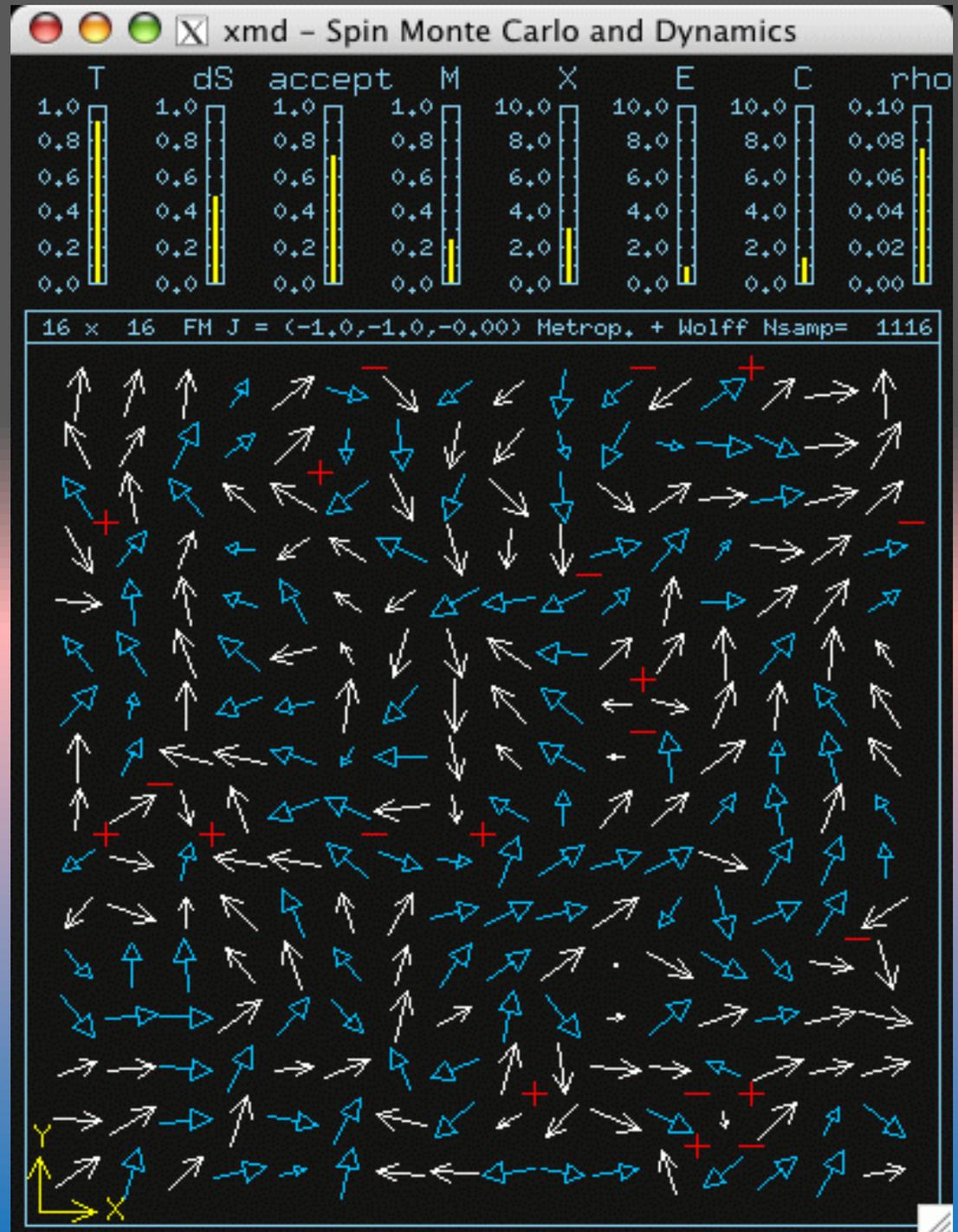


Vórtices surgem em muitos sistemas de Matéria Condensada, tais como supercondutores, superfluidos, magnetismo...

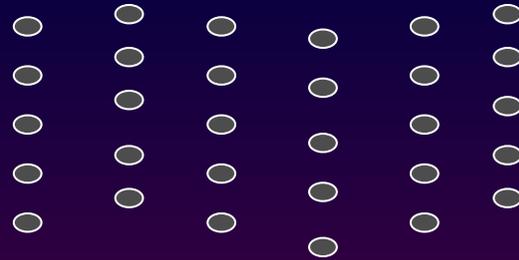


Skyrmions também são badalados em sistemas magnéticos, Efeito Hall Quântico ...

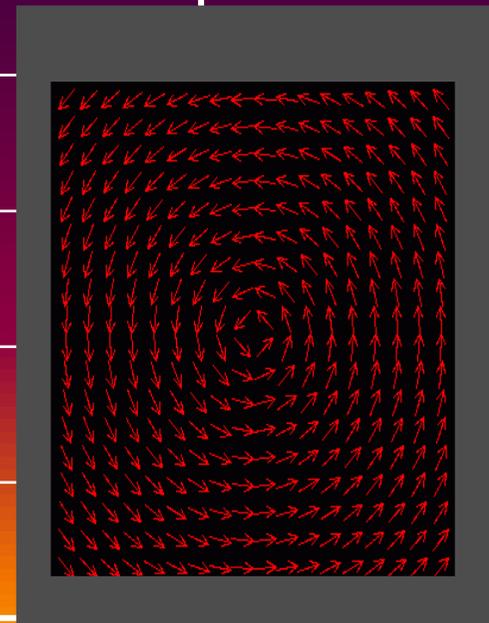
Por exemplo, olhemos o quadro ao lado: um sistema ferromagnético clássico (spin grande) bidimensional com spins tendendo a apontar ao longo do plano. Ele contém milhares de átomos (representados pela direção de seus spins) interagindo (primeiros vizinhos). Para analisarmos as propriedades do sistema, seria muito mais conveniente pensarmos não nos átomos (ou spins) individuais, mas nas excitações (coletivas) tais como magnons e vórtices. São essas excitações que geram todas as propriedades estáticas e dinâmicas do material.



Vamos resumir essas idéias usando filmes de He em baixas energias: as excitações elementares são fônons (ondas sonoras) e vórtices. Existe a seguinte analogia: fônon \leftrightarrow fóton, vórtice \leftrightarrow carga elétrica.



Filme de He	2+1 dim QED
Densidade ρ	Campo Magnético \mathbf{B}
Corrente \mathbf{J}	Campo Elétrico \mathbf{E}
$\vec{\mathbf{J}} \Leftrightarrow \vec{\mathbf{z}} \times \vec{\mathbf{E}}$	
$\partial_t \rho + \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{J}} = 0$	$\partial_t B + \vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}} = 0$
$\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{J}} = 2\pi\rho_v \vec{\mathbf{z}}$	$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{E}} = 2\pi\rho_e$
Quantização da vorticidade	Quantização da carga



Em baixas energias, a dinâmica de um superfluido (filme He) é descrita pela Eletrodinâmica Quântica em (2+1)D.

In order for electrons to fractionalize, many of them must be tightly confined so that they repel each other. In trying to stay apart, the electrons modify how they behave so that their magnetism (which is associated with spin) and charge separate into the two new quasiparticles. In condensed matter physics, quasiparticles are phenomena of groups of particles that behave as if they were particles. Physicists first observed spinons and holons in 2009 by confining electrons in a quantum wire and detecting how [electrons](#) in a nearby metal could tunnel into the [quantum wire](#) by splitting into the two quasiparticles.

One unsolved part of electron fractionalization involves figuring out what happens to an electron's Fermi statistics after spin-charge separation. Fermi statistics describe the properties of all particles that obey the Pauli Exclusion Principle, which says that no two of these particles can occupy the same [quantum state](#). In the Standard Model, these particles include all the fermions, one of which is the electron. The question that physicists ask is, when the electron fractionalizes into its spin and charge, where do its Fermi statistics go?

As Xu and Sachdev explain in their new study, there are two main answers to this question. Put simply, the Fermi statistics have previously been proposed to be either with the spin or with the charge. But Xu and Sachdev suggest that these seemingly divergent possibilities can be unified into one picture. The physicists suggest that the electron fractionalizes into not just two, but three components that carry the electron's spin, charge, and Fermi statistics. While spinons and chargons (or holons) are the first two carriers, the Fermi statistics are carried by a Majorana fermion. The physicists also illustrated these ideas on a honeycomb lattice to demonstrate how the proposal works. "A central problem in quantum physics is understanding the varieties of exotic quantum states of many-electron systems: their long-range [quantum entanglement](#) and the nature of their quasiparticle excitations," Sachdev told PhysOrg.com. "We show that most previous proposals can be unified under a single theory in which the central quasiparticle is a Majorana particle which carries only the Fermi statistics of the electron, but neither its spin nor its charge. Our theory leads to new types of quantum many-electron states, and also provides an improved and unified understanding of the previous disparate proposals."

Then, the string configurational entropy ($k_B \ln p^{X/a}$) is proportional to X and the string free energy can be approximated by

$$F = [b - (\ln 3)k_B T/a]X$$

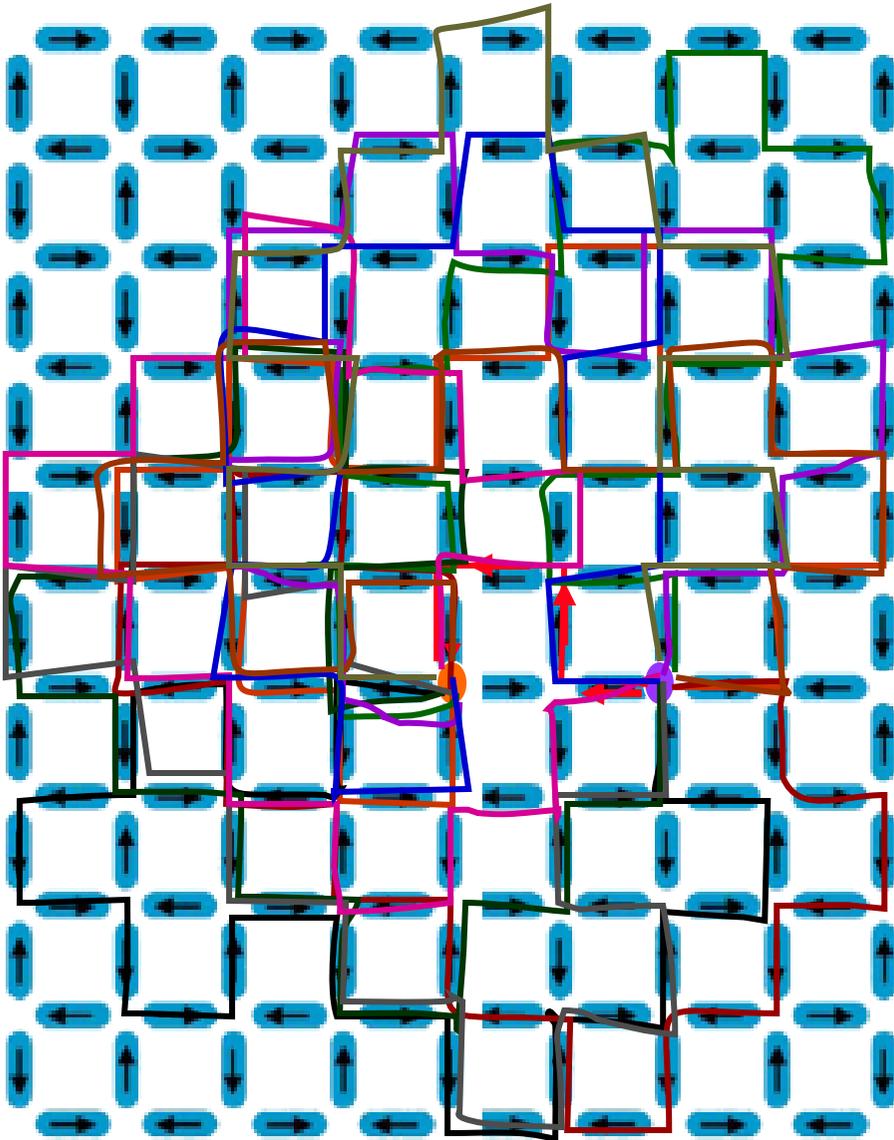
So we have an effective tension b_{eff}

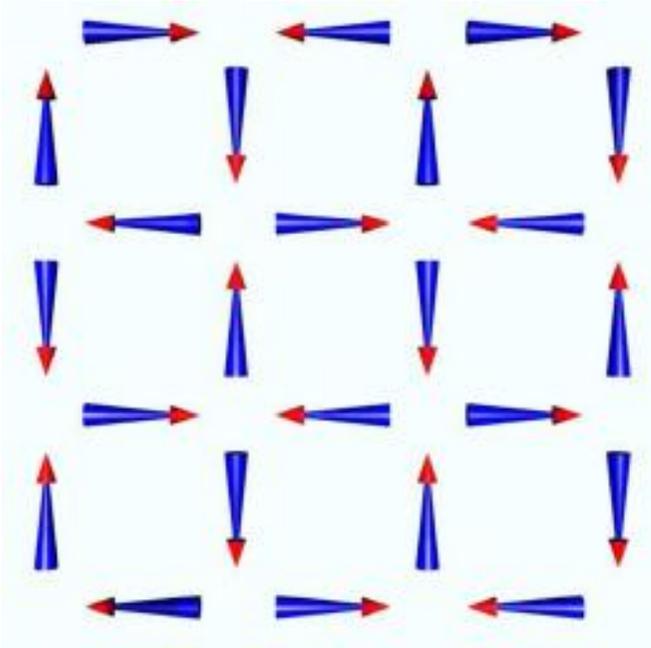
$$[b - (\ln 3)k_B T/a]$$

which vanishes for

$$k_B T_c \approx ba/\ln(3).$$

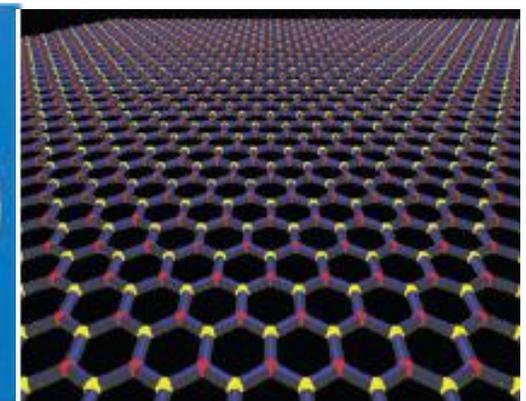
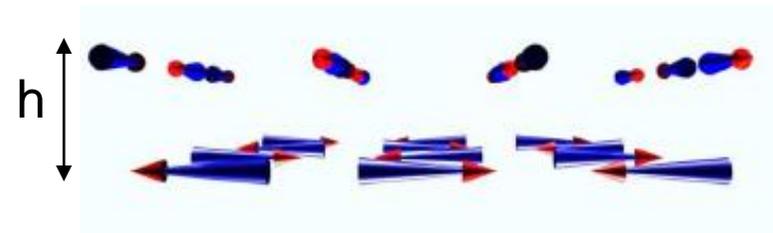
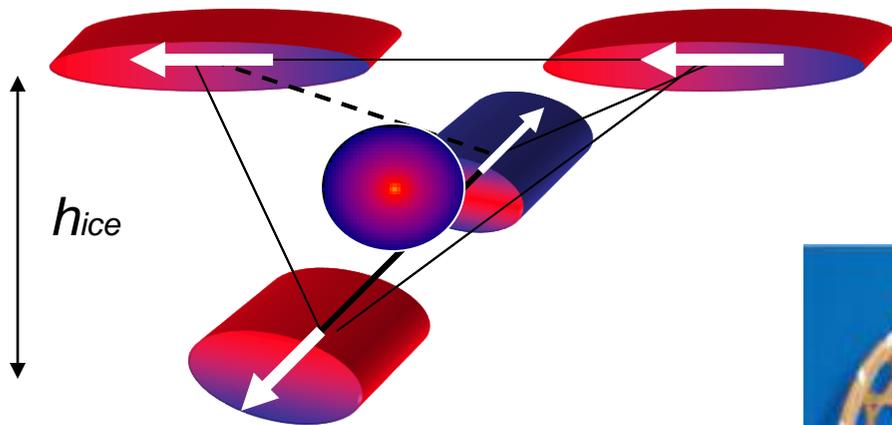
For example, $k_B T_c \approx 9.1 D$

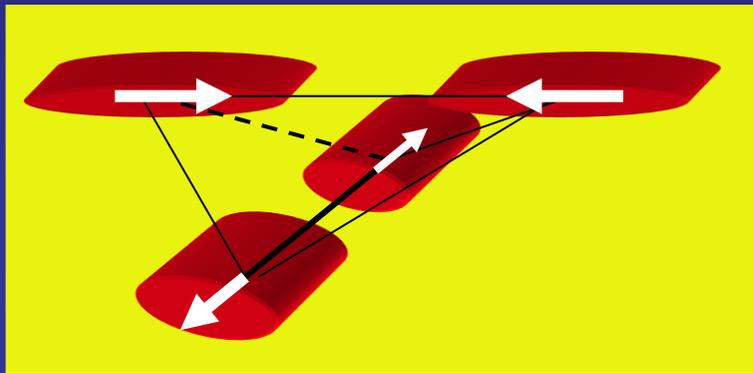
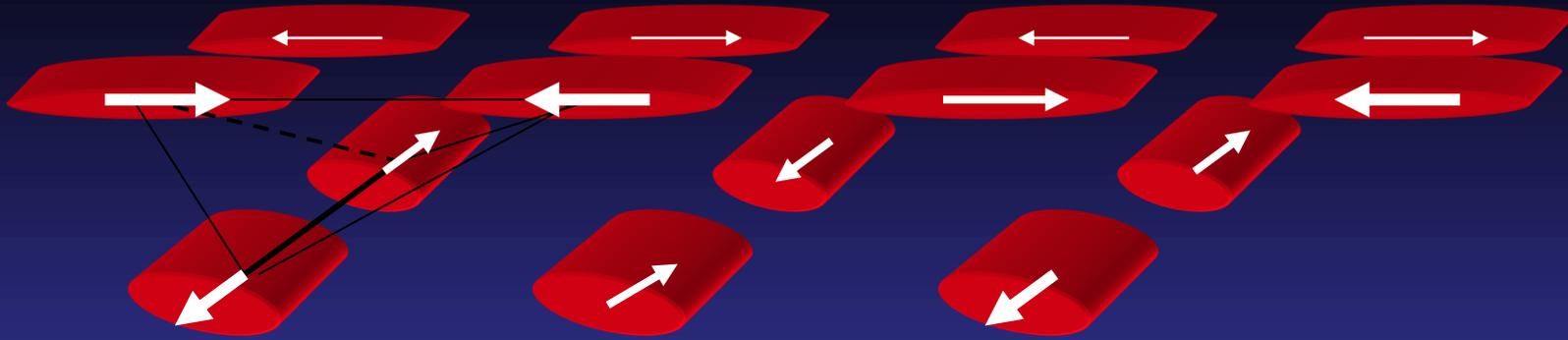




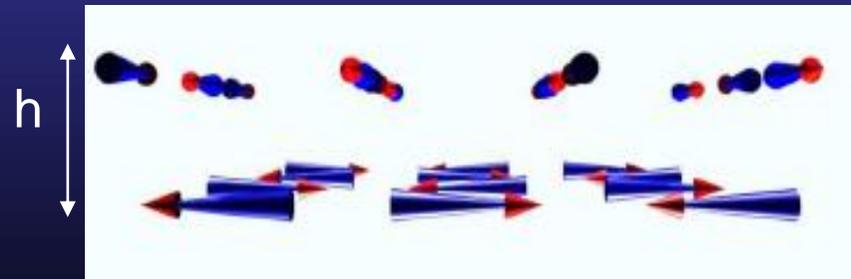
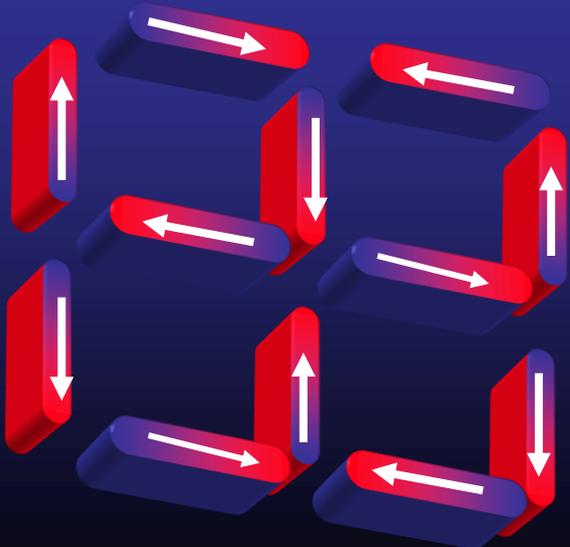
There is a large variety of possible applications of these artificial and natural compounds (spin ices).

The vantages of the artificial are that things can be manipulated as we want and other geometries (kagome, hexagonal, brickwork) etc can be easily produced in laboratories.

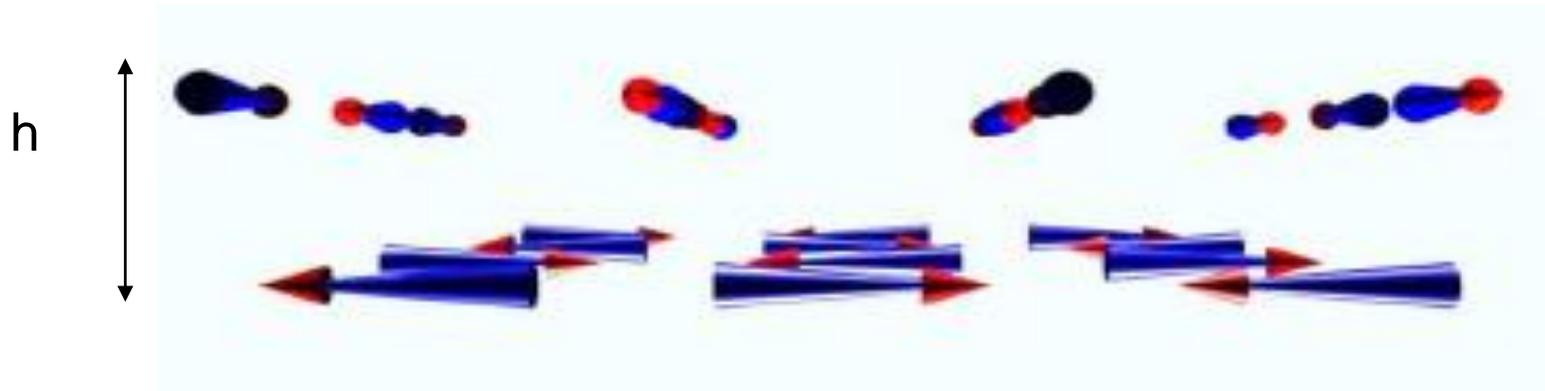




Still in **2006**, Möller and Moessner (PRL 96, 237292 (2006)) proposed and studied (theoretically) a modified artificial square spin ice (to my knowledge, not yet produced). The modification consists of introducing a height offset h between islands pointing along the two different lattice directions. In principle, for a special value of $h=h_{ice} = 0.419a$, all states obeying the ice rule would be approximately equal (degenerate).



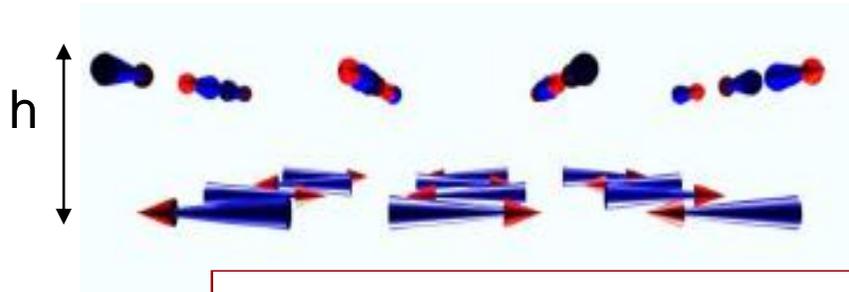
Now, some results for the modified system as a function of h .



$$H_{SI} = Da^3 \sum_{i \neq j} \left[\frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right]$$

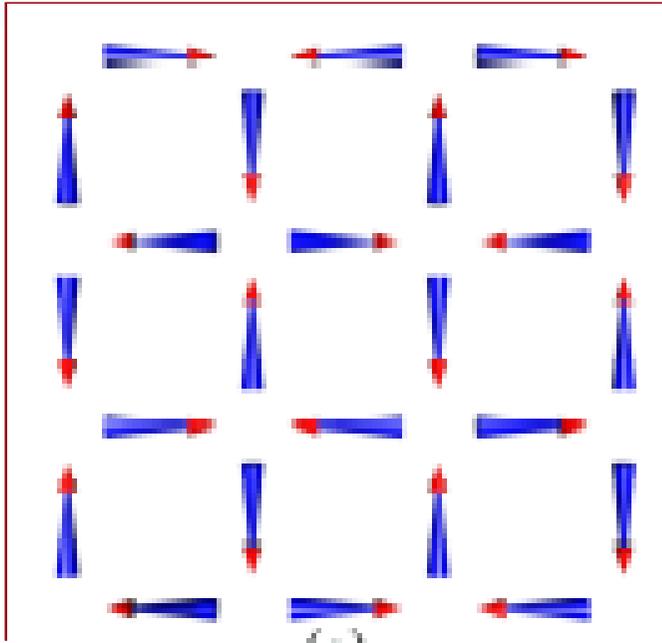
The anisotropy for the charges interaction happens to all values of h , but tends to disappear at $h=h_1=0.444a$, where the ground state changes its configuration. Indeed, this result can be compare with the one of Möller and Moessner, $h_{ice} = 0.419a$.

For $h < 0.444a$ the ground state has the same configuration as that for $h=0$ (GS1, see left figure). For $h > 0.444a$, see the configuration on the right (GS2).

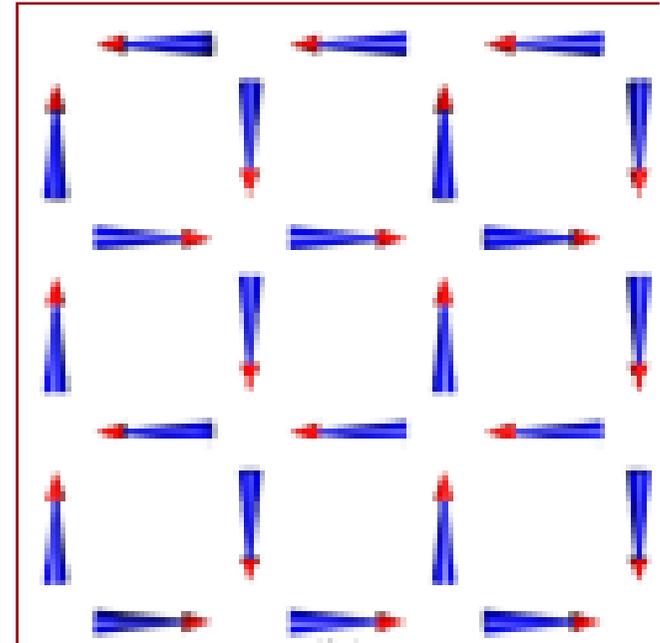


$$H_{SI} = Da^3 \sum_{i \neq j} \left[\frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right]$$

GS1

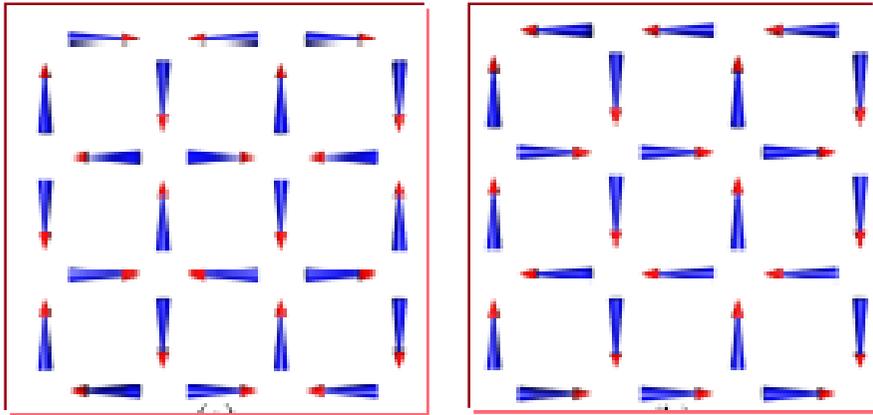


GS2

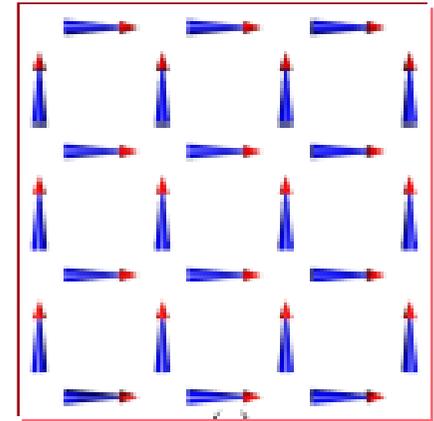


These two configurations GS1 and GS2 obeying the ice rule have the same energy at $h=h_1=0.444a$ and are degenerated (as expected from the work of Möller and Moessner, all configurations obeying the ice rule should become degenerated at the critical h).

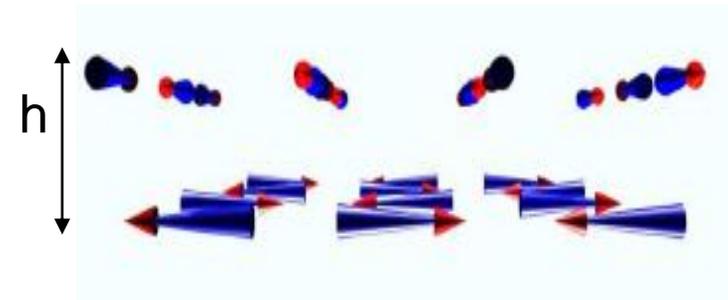
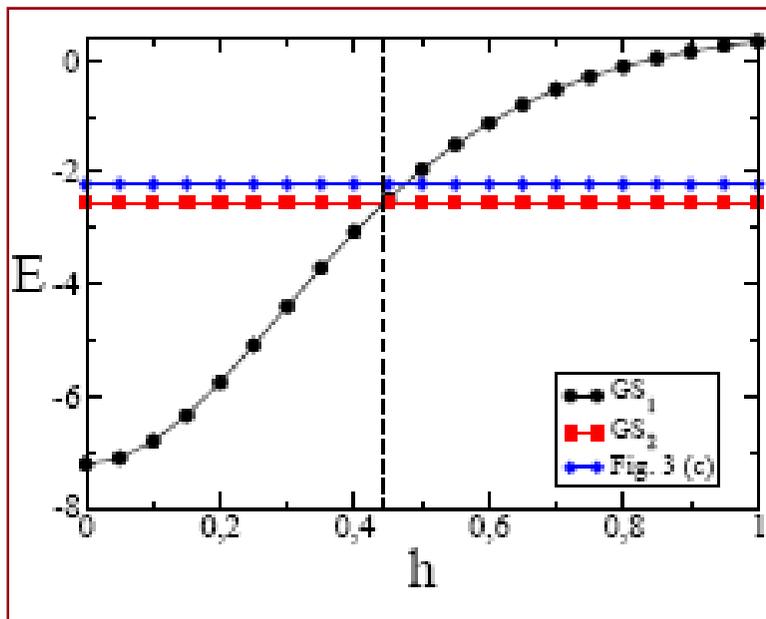
However, we have found that it is not completely true because there is another configuration (also obeying the ice rule) with an energy a little larger than the two configurations GS1 and GS2.



GS1 and GS2: ice rule and degenerate at $h=0.444a$.

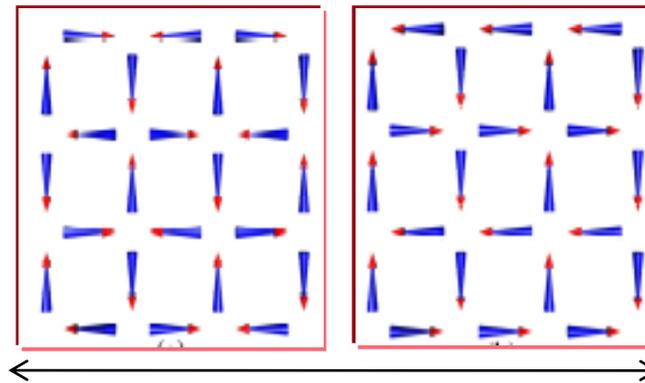
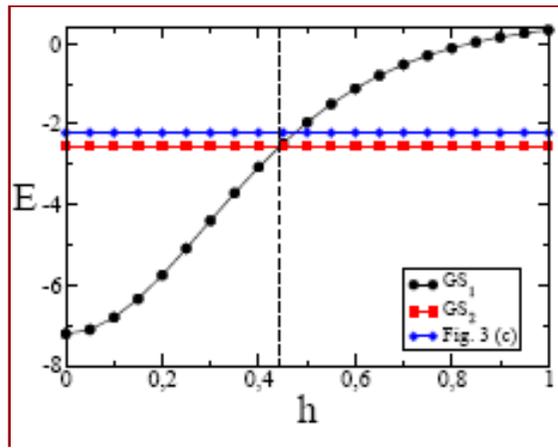


Ice rule but with an energy larger than the two configurations on the left.

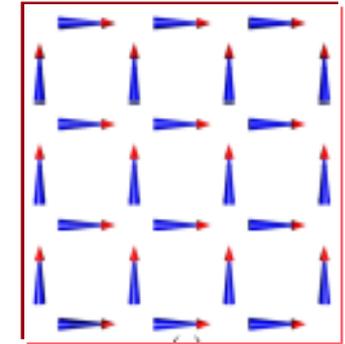


$$H_{SI} = Da^3 \sum_{i \neq j} \left[\frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right]$$

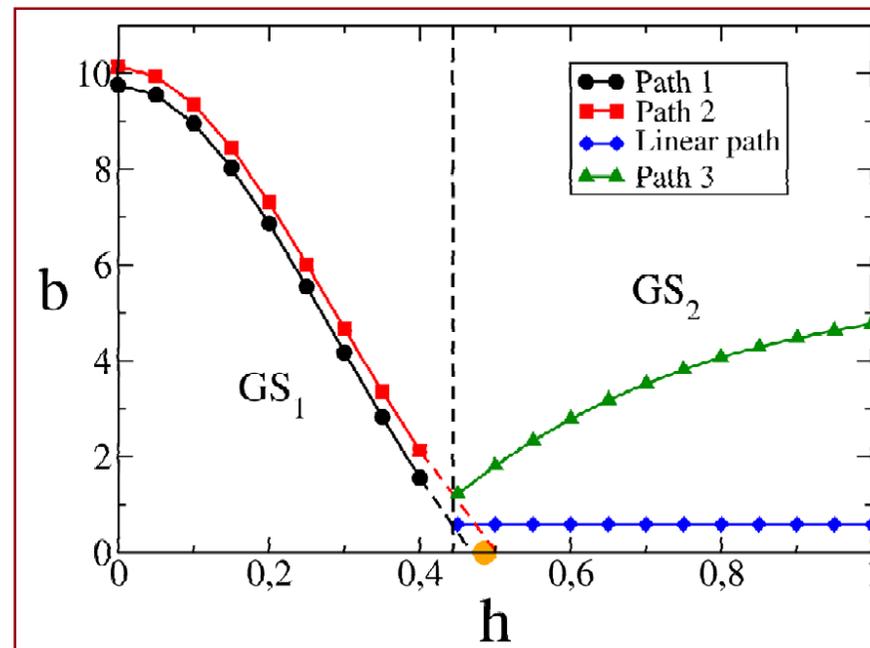
As a consequence of this difference of energies, the string tension does not vanish even for $h=0.444a$. Really, it decreases as h increases but it does not vanish for any value of h . At $h=h_1=0.444a$, b is about 20 times smaller than that for the case $h=0$.



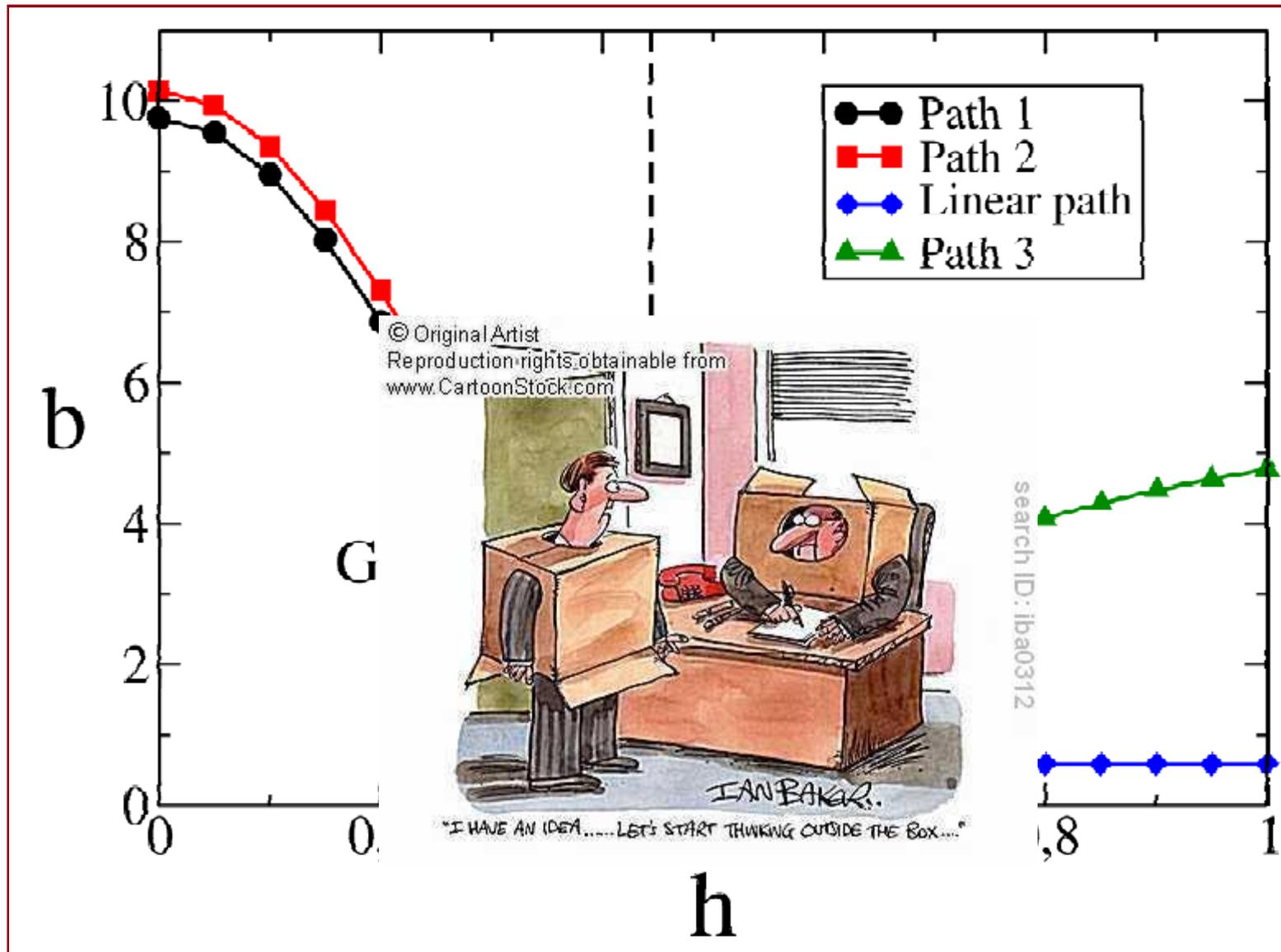
GS_1 and GS_2 : Ice rule and degenerate at $h=0.444a$.



Ice rule but with an energy larger than the two configurations on the left.



For $h < 0.444a$, the **red line** is for diagonal separation while **black line** is for separation along the same line of vertices. For $h > 0.444a$, **blue line** is for linear separation while **green line** is for diagonal separation.

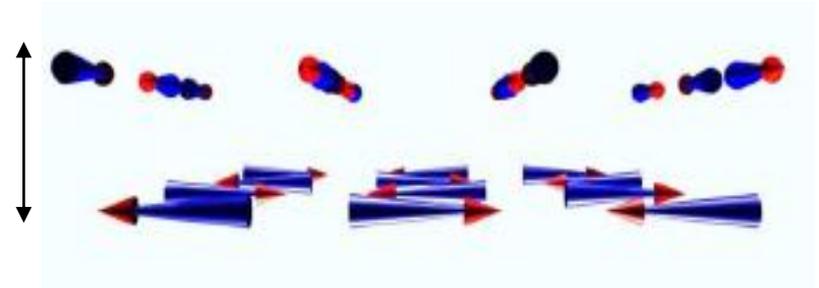
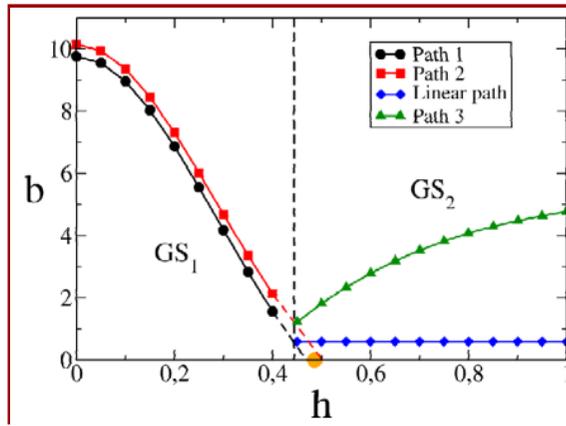
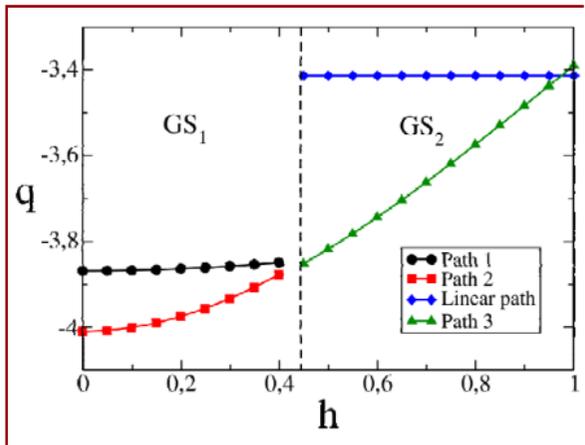


We then rewrite the potential as

$$V(h, \varphi) = q(h, \varphi) / R + b(h, \varphi) X + c(h),$$

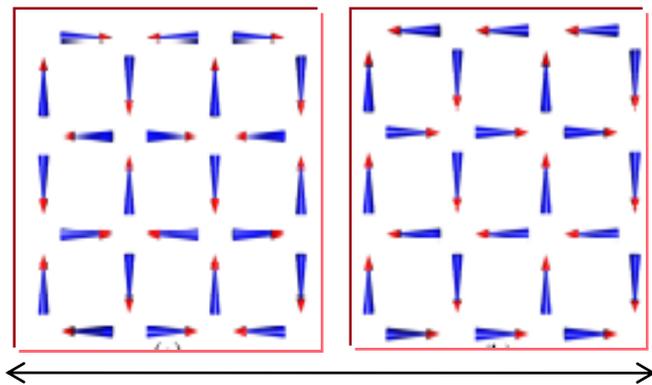
Where φ is the angle between the line connecting the charges and the x-axis. **Note that the anisotropy tends to disappear at $h=h_1=0.444$ a (see q and b in figures below).**

$$H_{SI} = Da^3 \sum_{i \neq j} \left[\frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right]$$

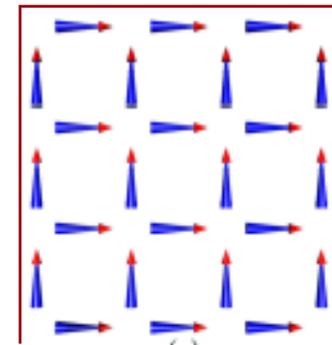
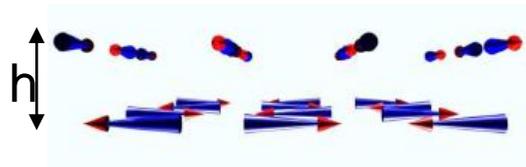


Some comments about the system with $h > 0$:

1. It changes its ground state at $h=h_1=0.444a$ (to compare with $h_{ice}=0.419a$).
2. The creation energy of a pair monopole-antimonopole decreases as h increases.
3. The string tension b also decreases as h increases. However, it does not vanish for any value of h . At $h=0.444a$, where, in principle, it should vanish, $b \approx 0.59D/a$, about **20 times** smaller than that for the case $h=0$.
4. The anisotropy of the interaction potential between the charges does not completely disappear at $h=0.444a$. Indeed, the system is not completely degenerate at this value of h .



GS1 and GS2: Ice rule and degenerate at $h=0.444a$.

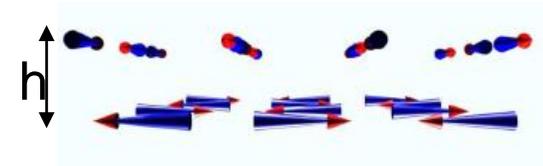
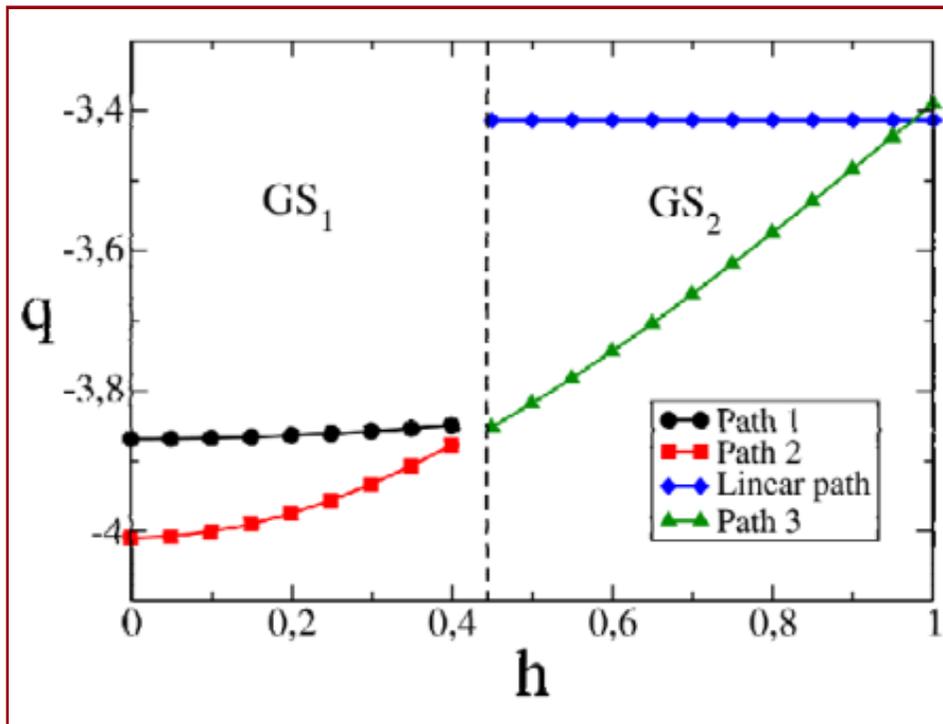


Ice rule but with an energy larger than the two configurations on the left.

Some comments about the system with $h > 0$:

5. The pole charge is better defined at $h = 0.444a$, where the anisotropy almost disappears. Thus, we get

$$Q_1 = \pm \sqrt{4\pi |q(h_1)|} / \mu_0 \approx \pm 1.95\mu/a$$



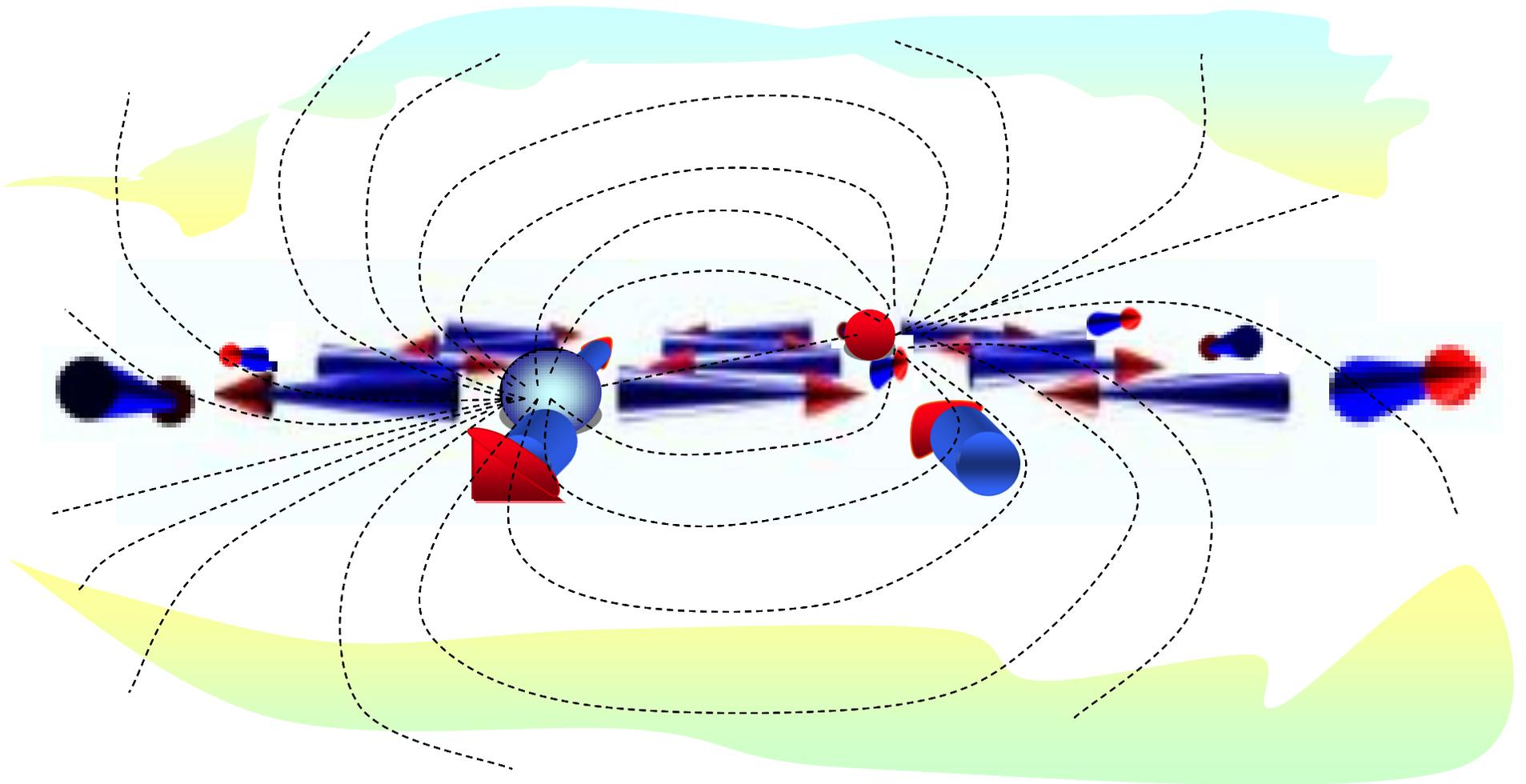
For $h \neq h_1$, we define

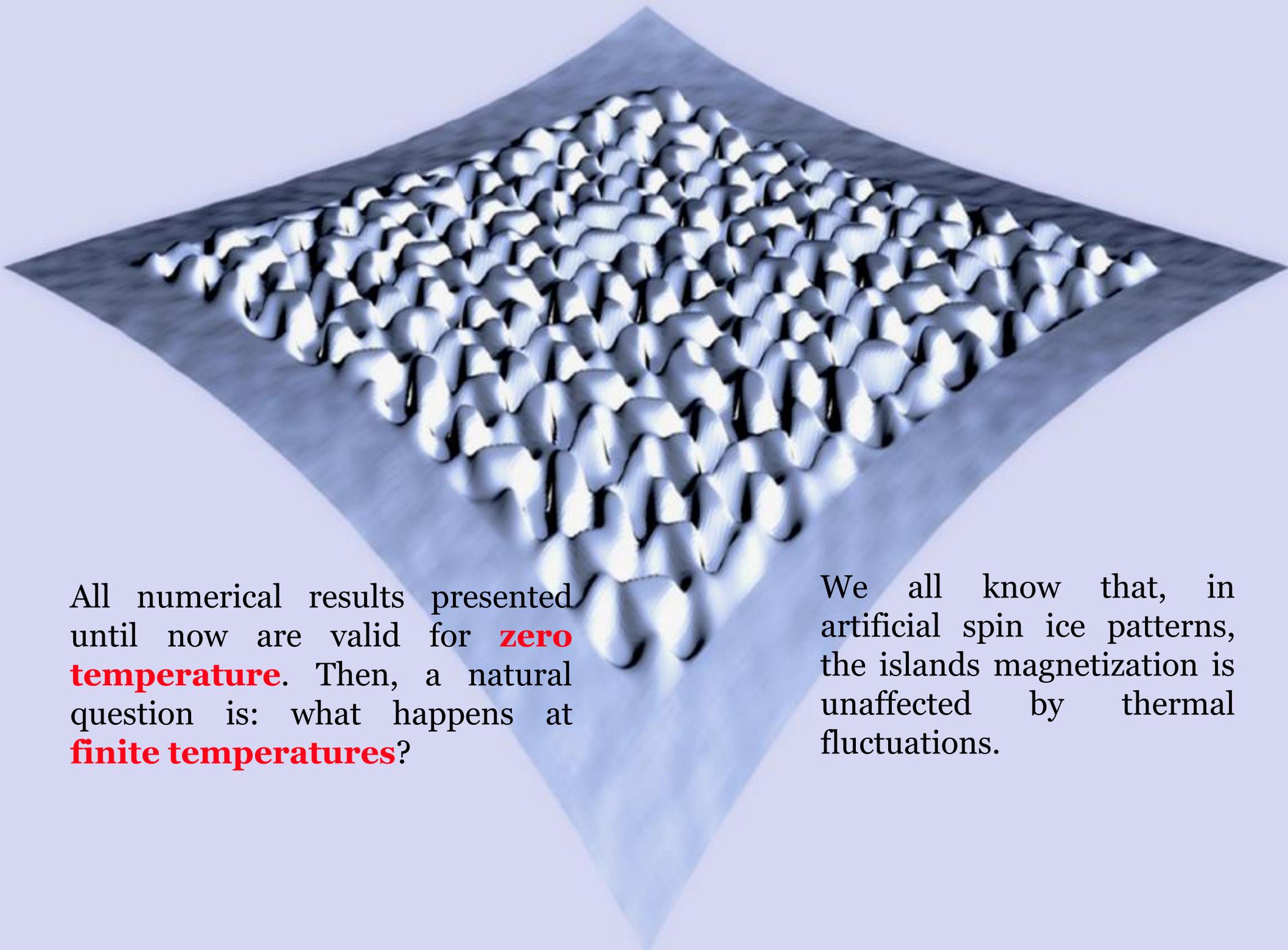
$$q = \frac{\mu_0}{4\pi} Q_1 Q_2 \alpha(h, \phi)$$

with

$$\alpha(h_1, \phi) = 1$$

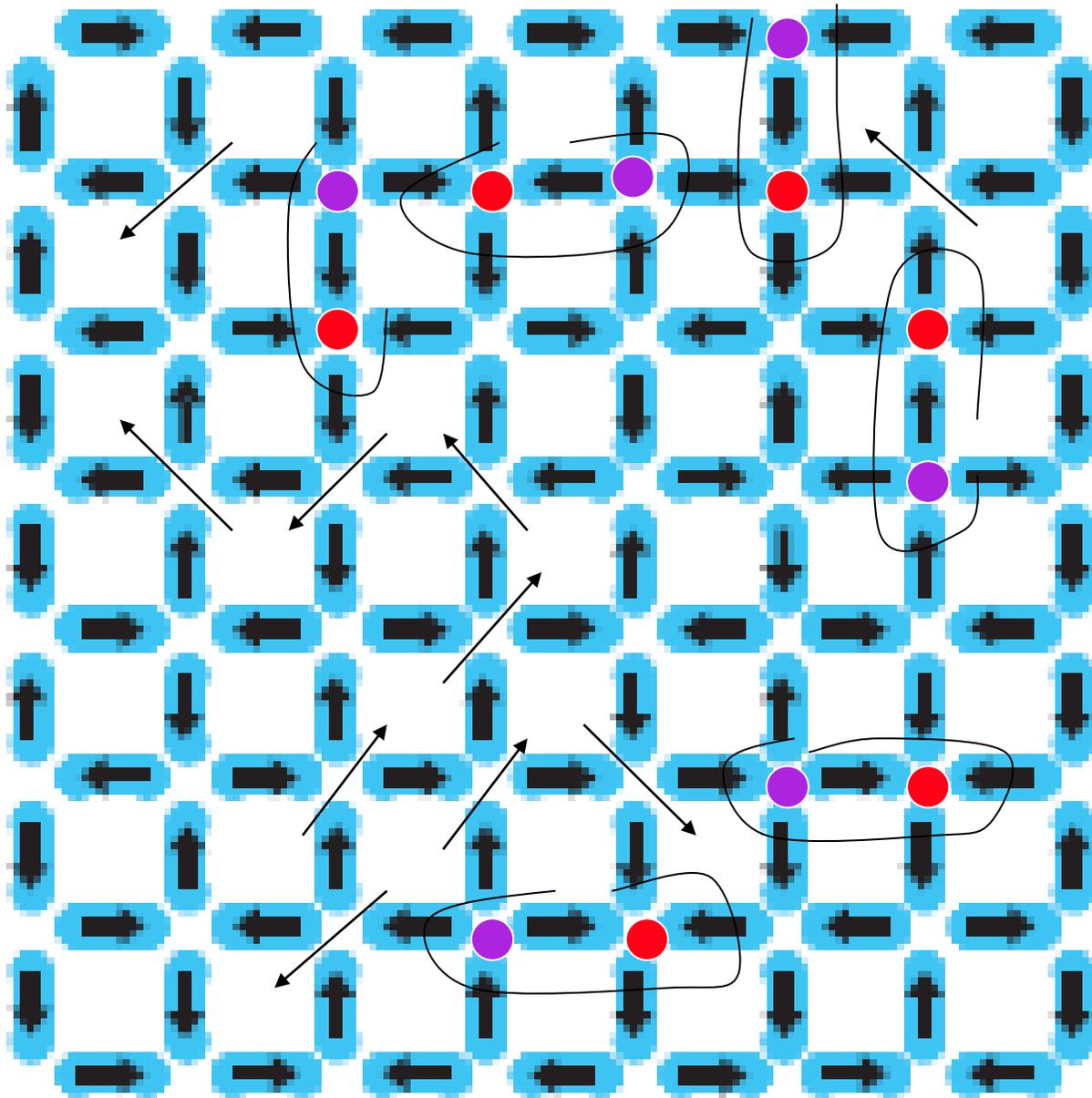
Thus we have numerically shown that the interaction follows a $d=3$ Coulomb law q/R . Besides, we have quantified several objects of the system (there is only a very small dependence on the lattice size L). Among them, the magnetic charge, string tension, pair creation energy etc. All these quantities were calculated at zero temperature ($T=0$) and also as function of h . Finally, we will argue that a phase transition at a critical T_c may occur. How?





All numerical results presented until now are valid for **zero temperature**. Then, a natural question is: what happens at **finite temperatures**?

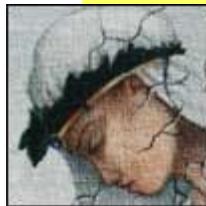
We all know that, in artificial spin ice patterns, the islands magnetization is unaffected by thermal fluctuations.



Although the moment configuration is athermal, these artificial materials can be described through an effective temperature.

Such findings will be explained tomorrow afternoon by Dr. Nisoli.

However, there is still a complication. I should also mention that there is another entropic effect. This is an entropic interaction between the monopoles due to the underlying spin configuration. Two monopoles should be attracted because there are more ways to arrange the surrounding dipoles in the lattice when they are close together. This interaction is proportional to $\ln(R)$ and is proportional to T .



Nêutron, próton, elétron, glúons, quarks, fóton

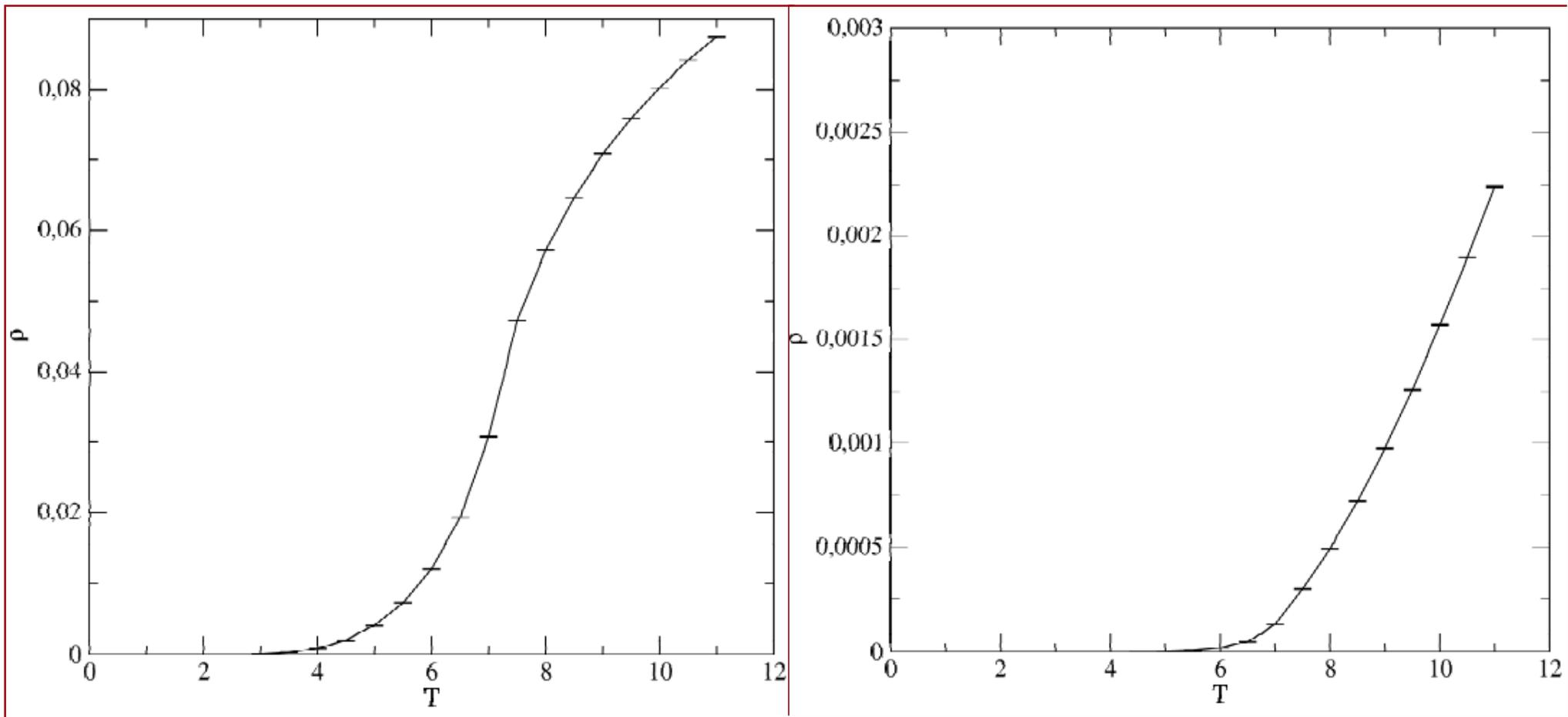
To test these ideas we analyze some thermodynamics properties of the system. Once an effective dipole-dipole interaction between spins i and j within the simulation cell has been derived via the Ewald summation, we perform standard Monte Carlo techniques to calculate the averages of some quantities of the model.

$$H_{SI} = Da^3 \sum_{i \neq j} \left[\frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right]$$

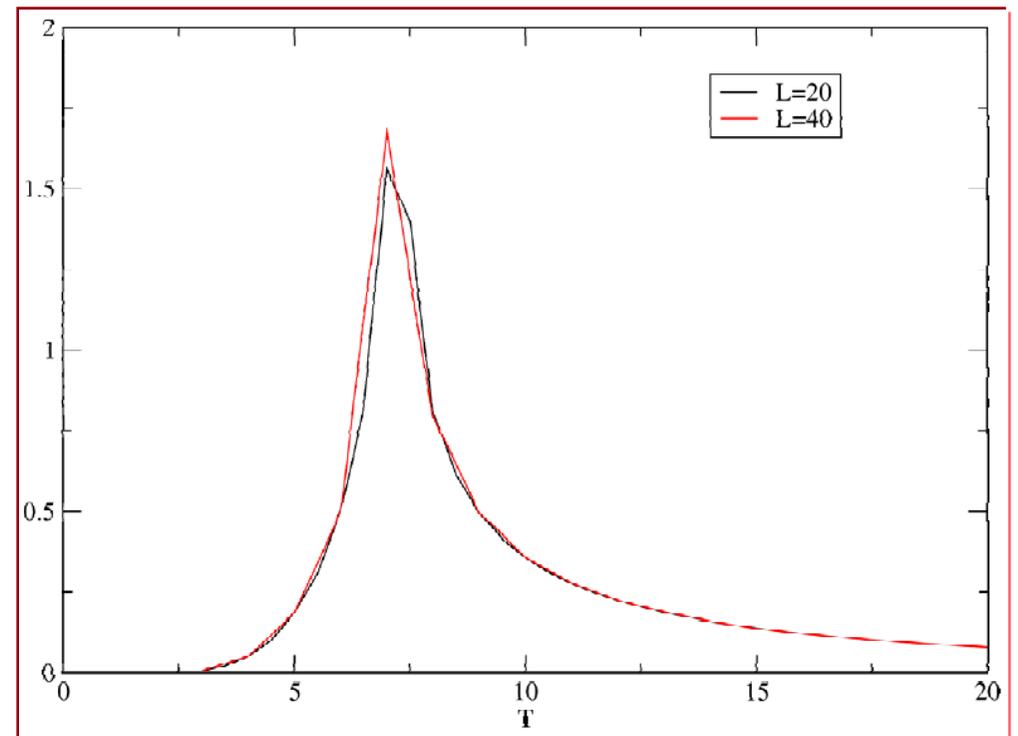
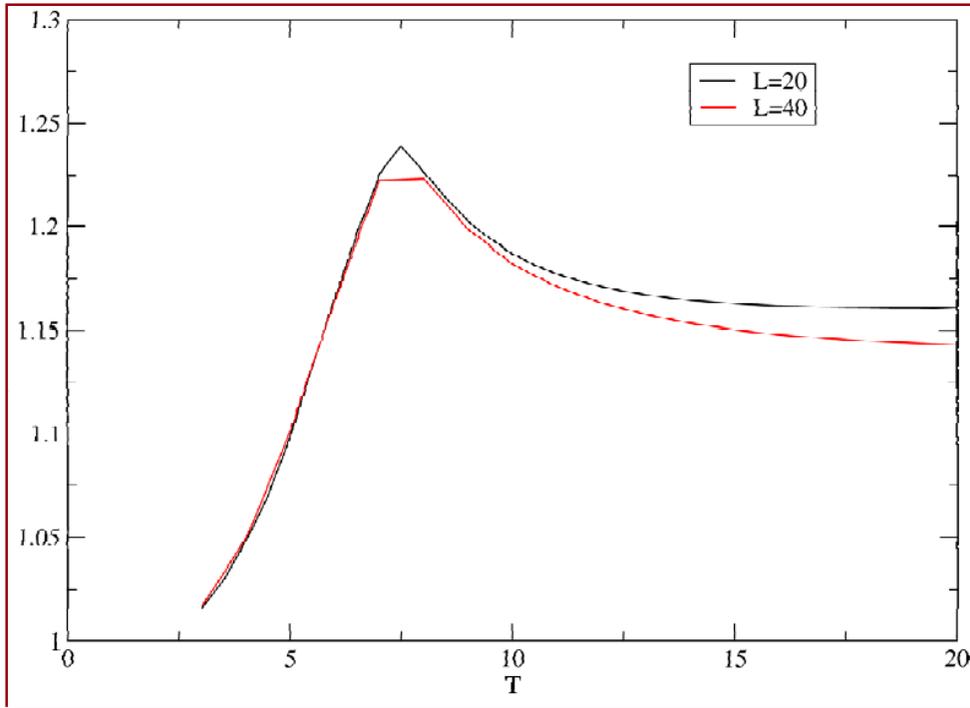
We calculate, as a function of temperature, the following quantities:

- 1. The pair density.**
- 2. The average size of pairs.**
- 3. Specific heat.**

Density of defect pairs constituted by unit-charged monopoles for a lattice with $L=40a$. Right, density for doubly charged defects. These are the density of pairs or, equivalently, the density of positive (or negative) charges. Data for $h=0$.



Left: average pair size ($L=20a$ and $40a$). It starts to have an appreciable increasing around $k_B T=7D$. Right: specific heat. The peak is also around $k_B T=7D$. Data for $h=0$.

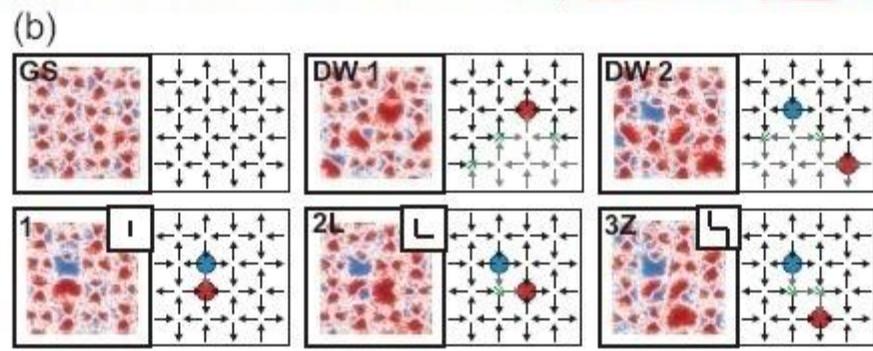
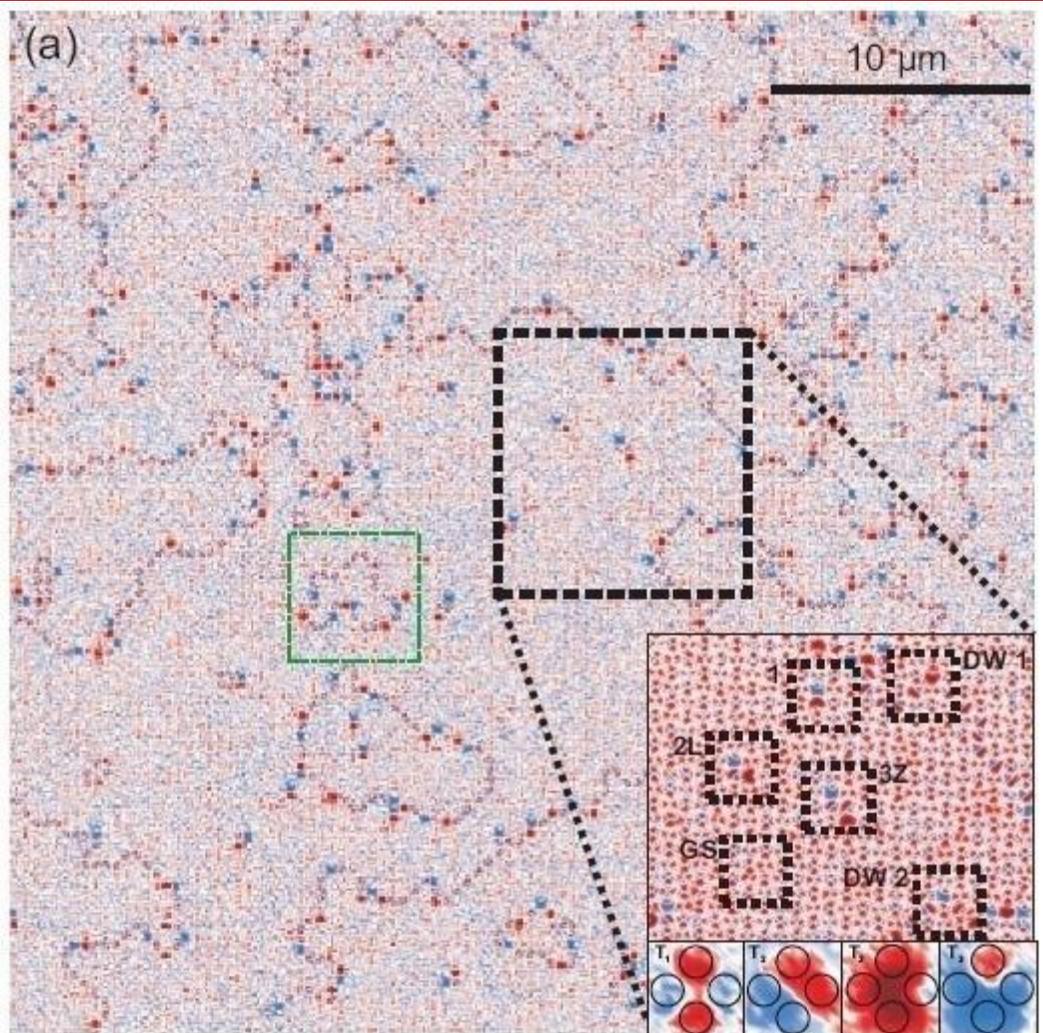
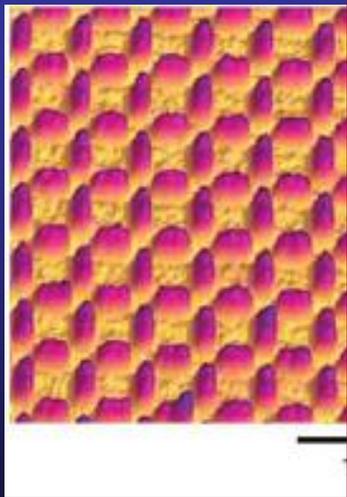


We believe that the...
for the following reasons:

1. The creation of...
2. The string tension...

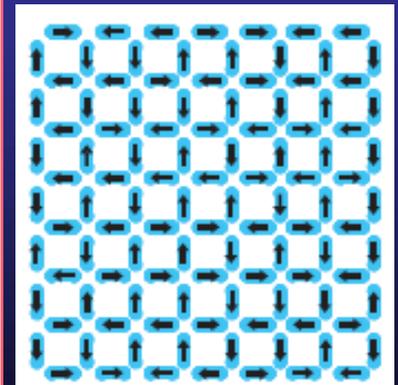
Therefore, one would expect:

1. The number of...
2. The string width...
the case with...
i.e., $T \ln(\dots)$
deconfinement

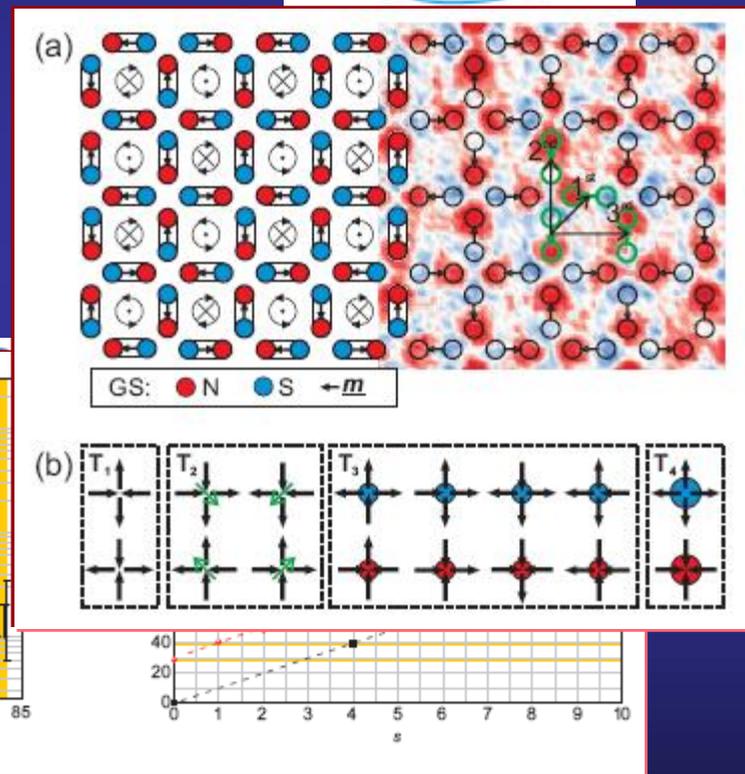
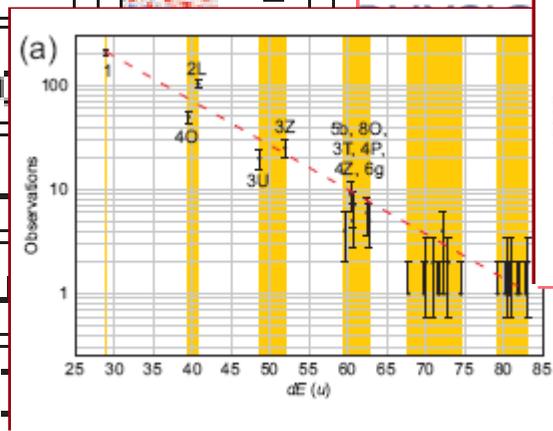
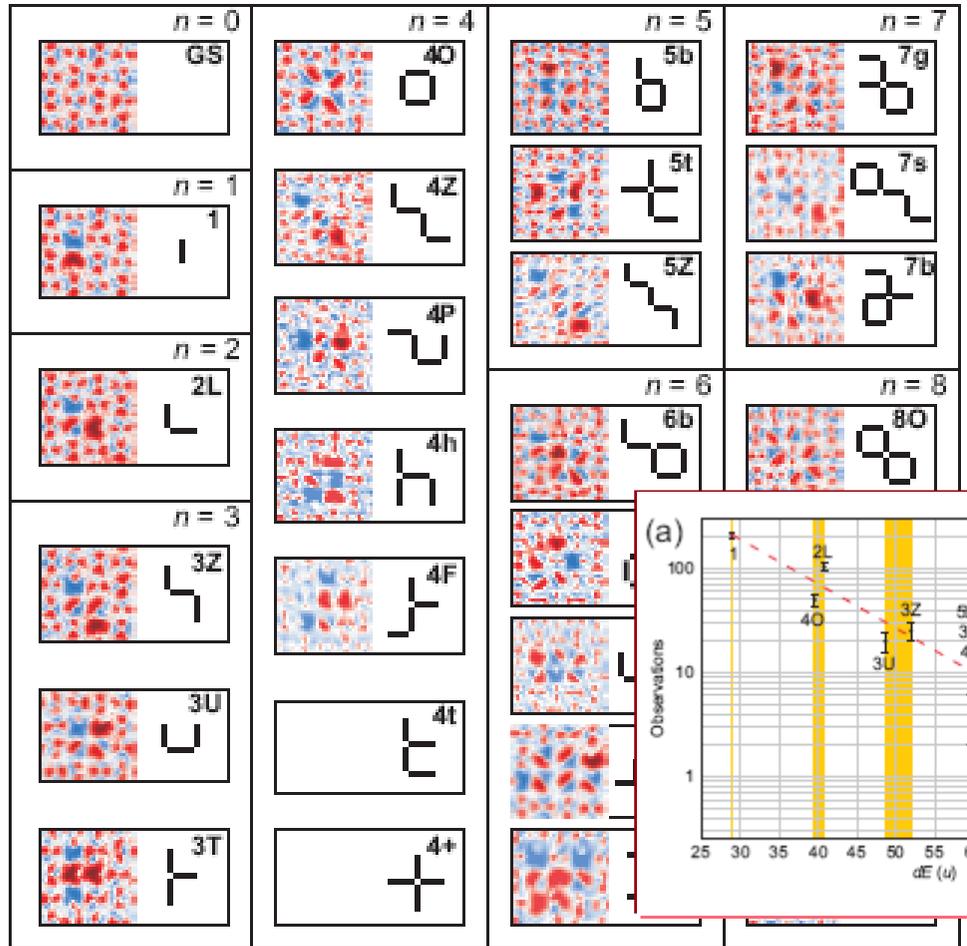
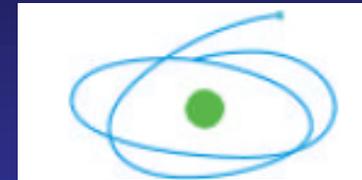


height offset ($h > 0$)
leads to $h_1 = 0.444a$.

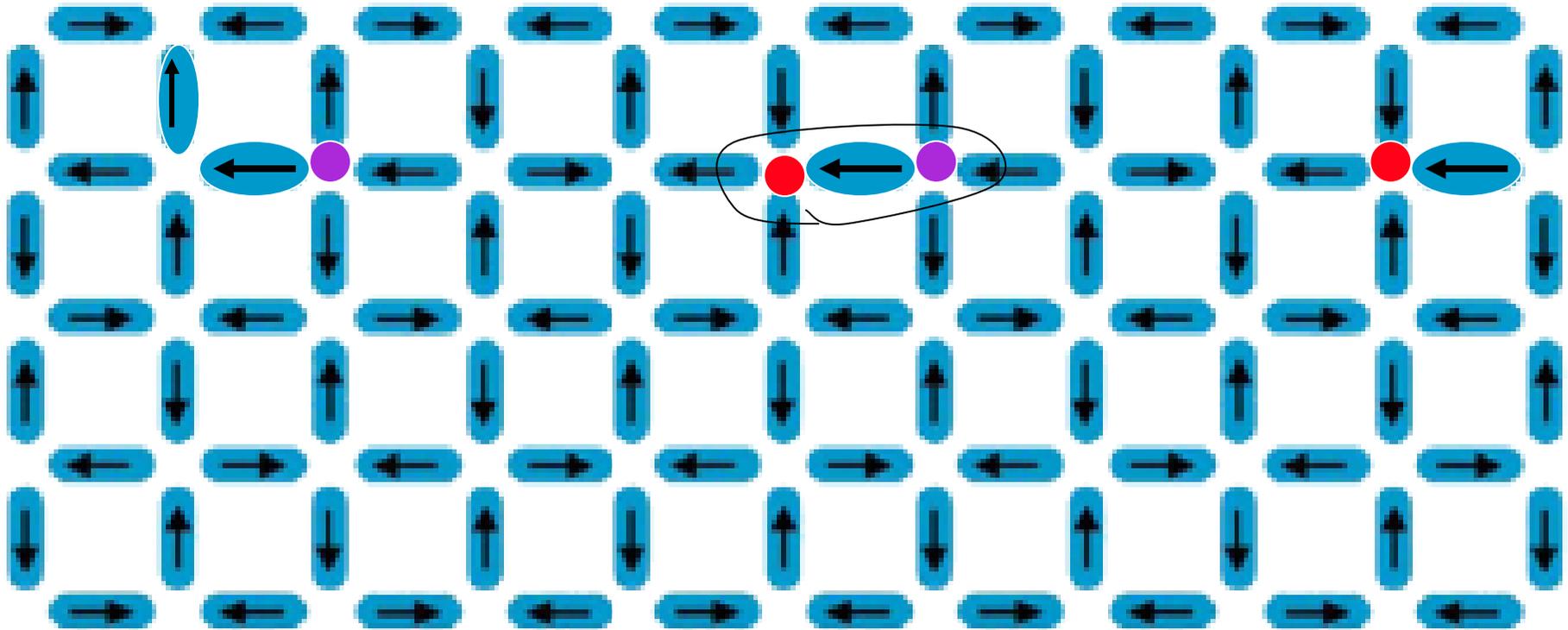
atures.
smaller than that of
proportional to T ,
avoid a possible

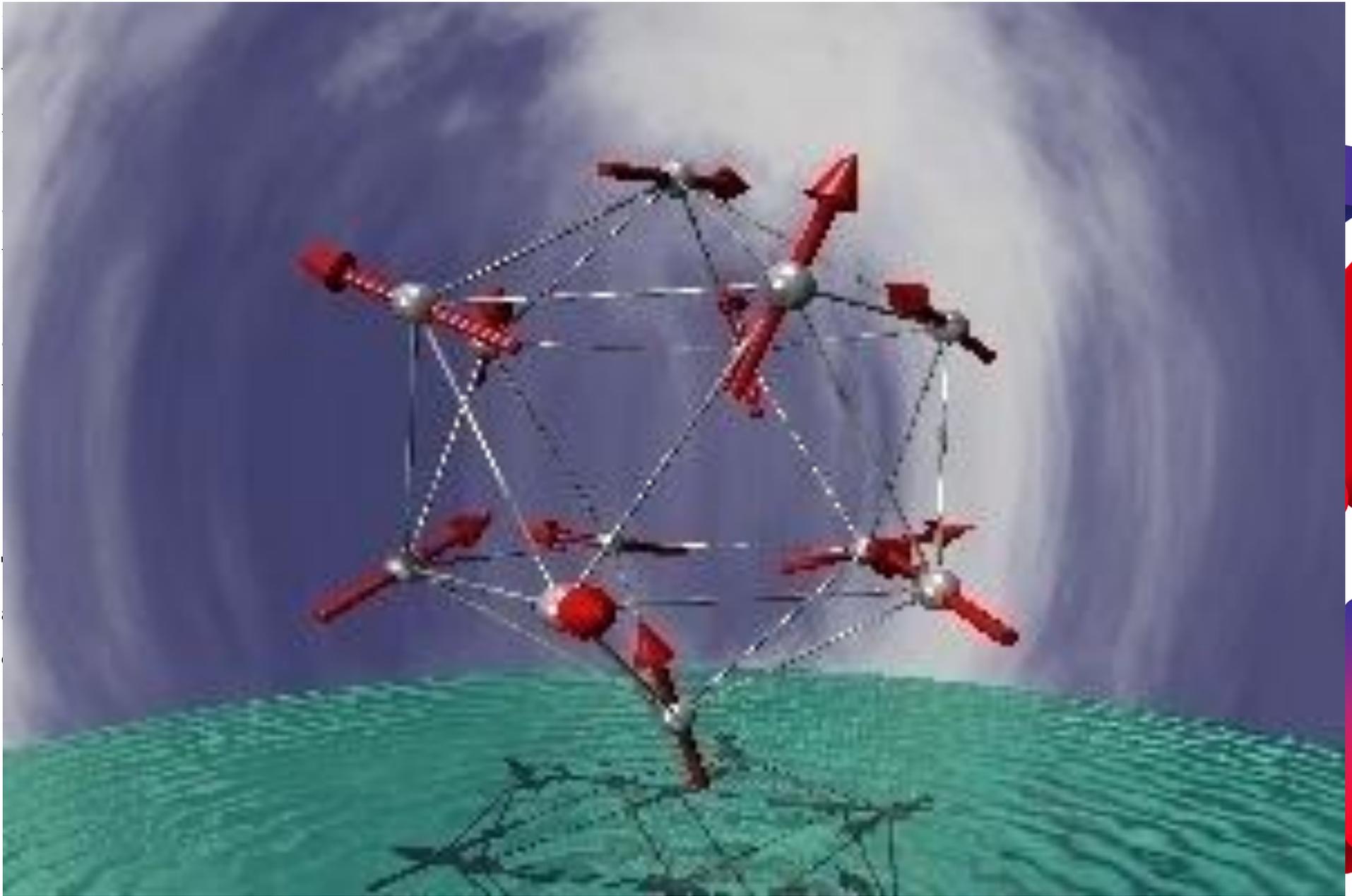


We would like to thank the Brazilian research agencies

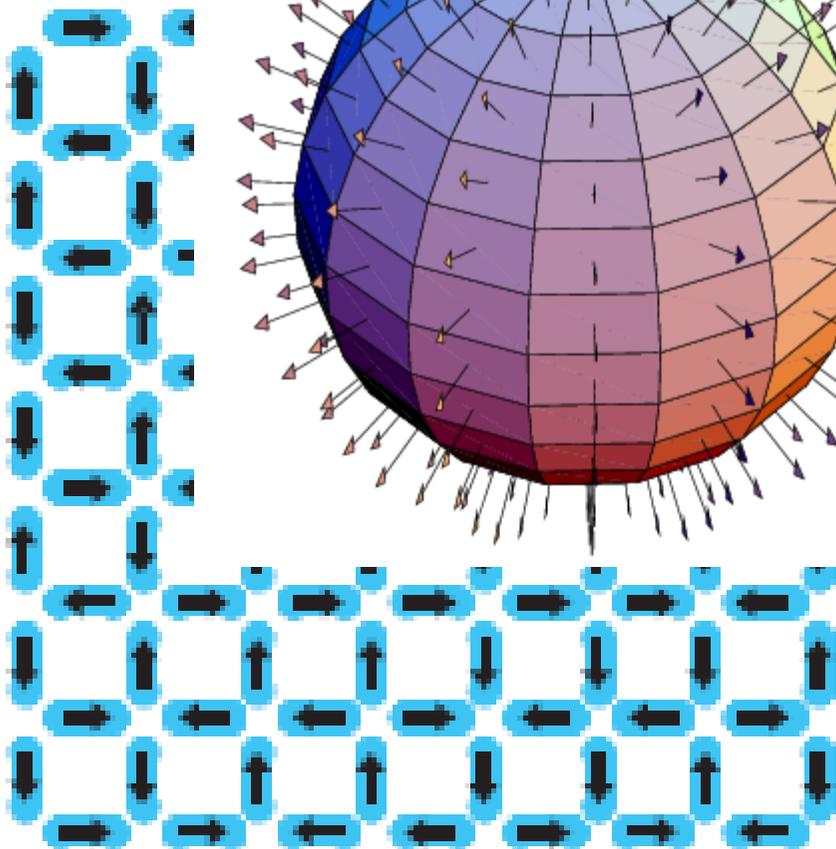
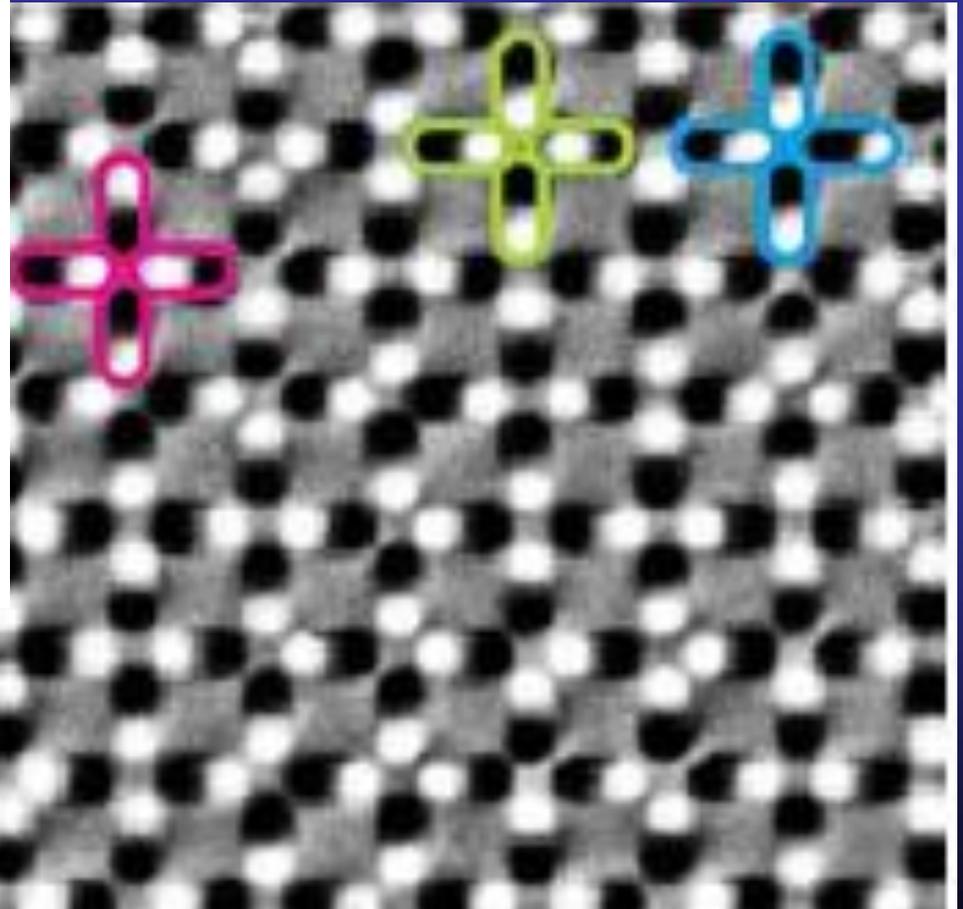
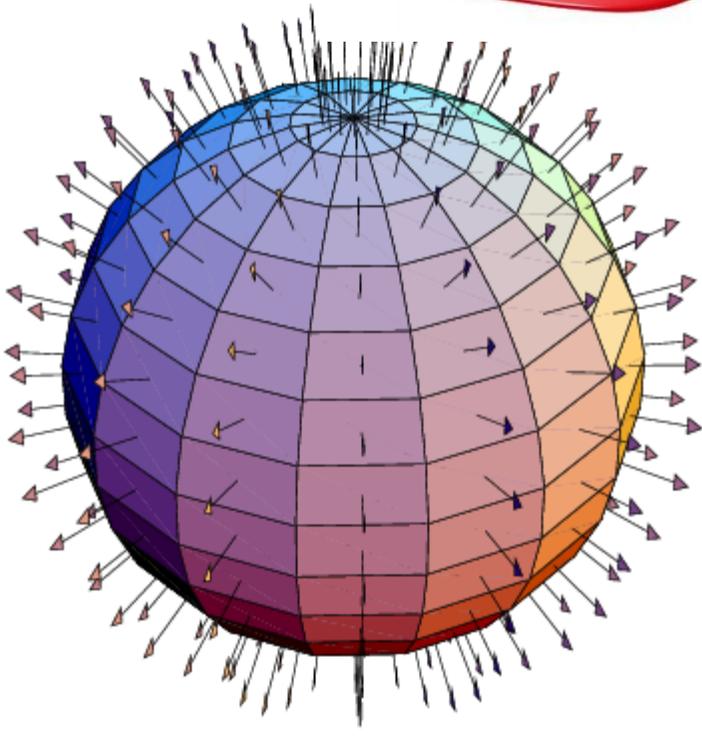
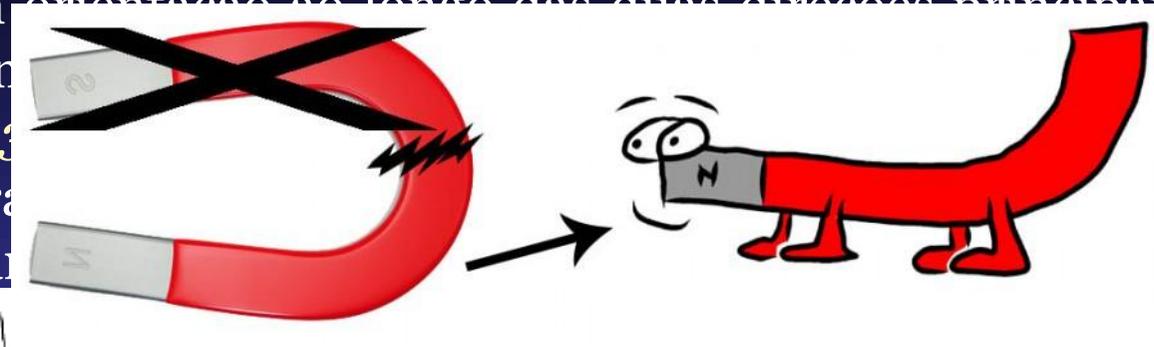


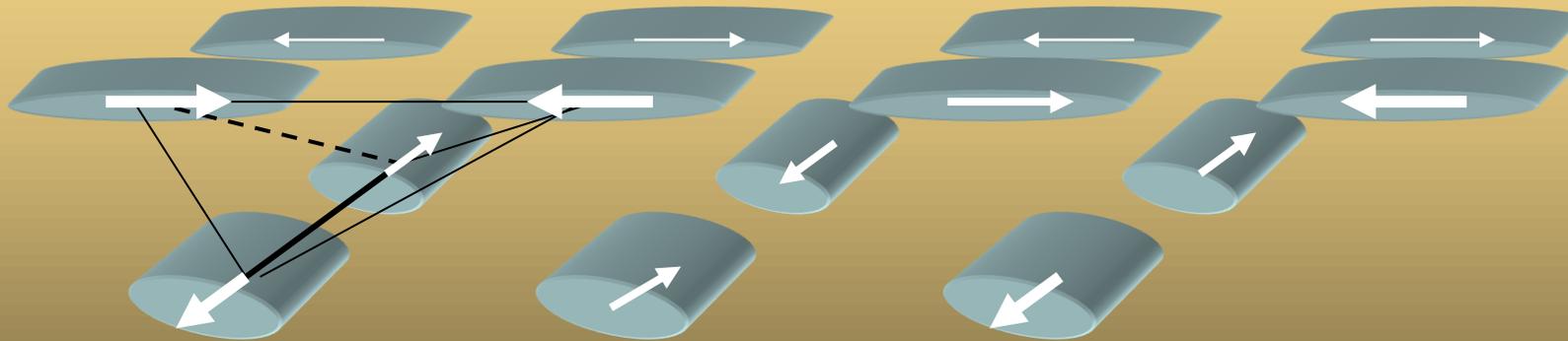
Firstly, the density and monopole pairs size are obtained as follows. We avoid double counting of monopole pairs (see animation). The circles represent the poles and the string between them represent the pairing. As the separation is increased, the original pairings are no longer appropriate to produce the smallest pairs. A pairing up marked by a loop is more adequate.





Tal rede ***frustrada*** consiste de ilhas de permalloy alongadas com o eixo maior alternando em orientação ao longo das duas direções principais (x,y) do arranjo. Os sistemas de rede que varia de 300 nm a $1 \mu\text{m}$ e espessura $X 220 \text{ nm}$ e espessura pequenas, de modo a manter o ferromagnetismo em dimensões maiores.





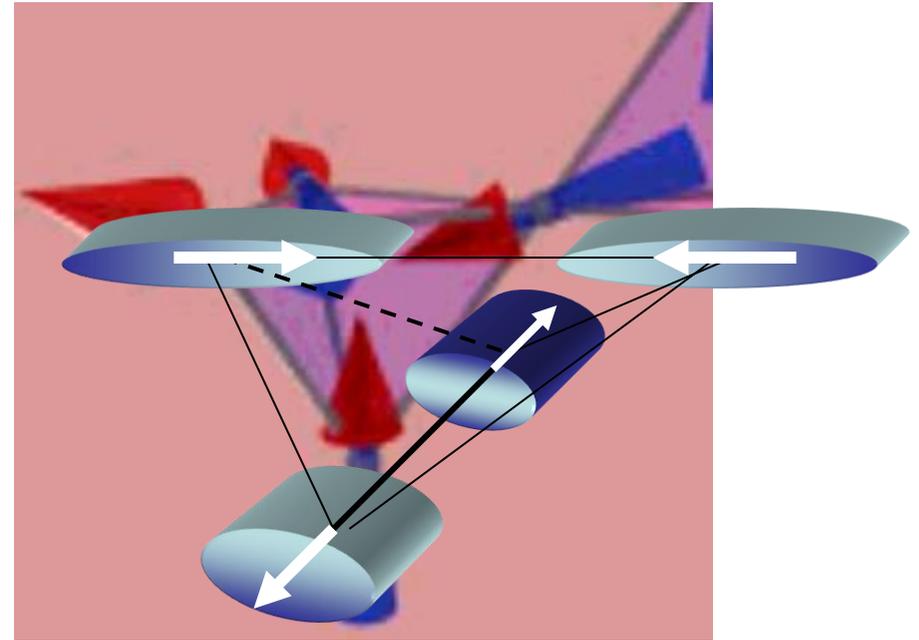
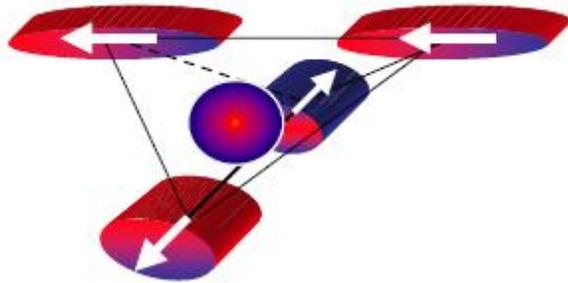
Dois artigos usando espalhamento de nêutrons acaba de ser lançados para o caso 3d; um deles faz uso de um campo magnético externo aplicado (Morris *et al.* Science 326, 411 (2009)) e o outro não considera campos Frennell *et al.* Science 326, 415 (2009) Ambos dão evidências da existência de strings e, portanto, dos monopolos.

1. Medidas da carga e correntes de monopolos em spin ice 3d acabam de ser comunicadas (Bramwell, Nature 461, 956 (2009)).

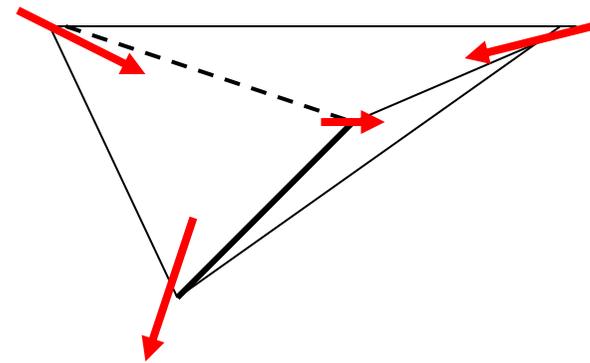
Magnetricidade!?

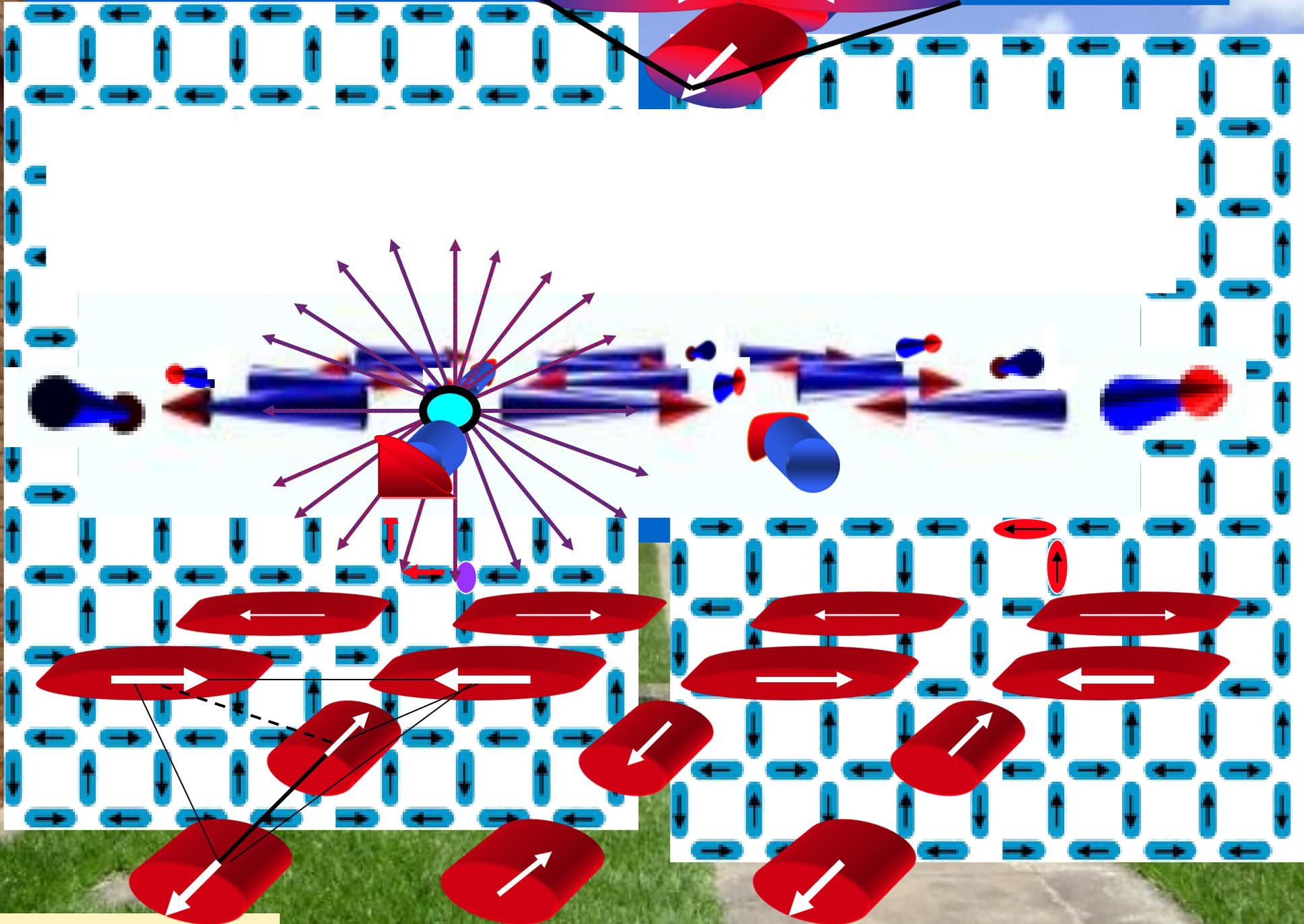
2. O desafio agora é o caso 2d ou spin ices artificiais. Transições de fase e determinação experimental.

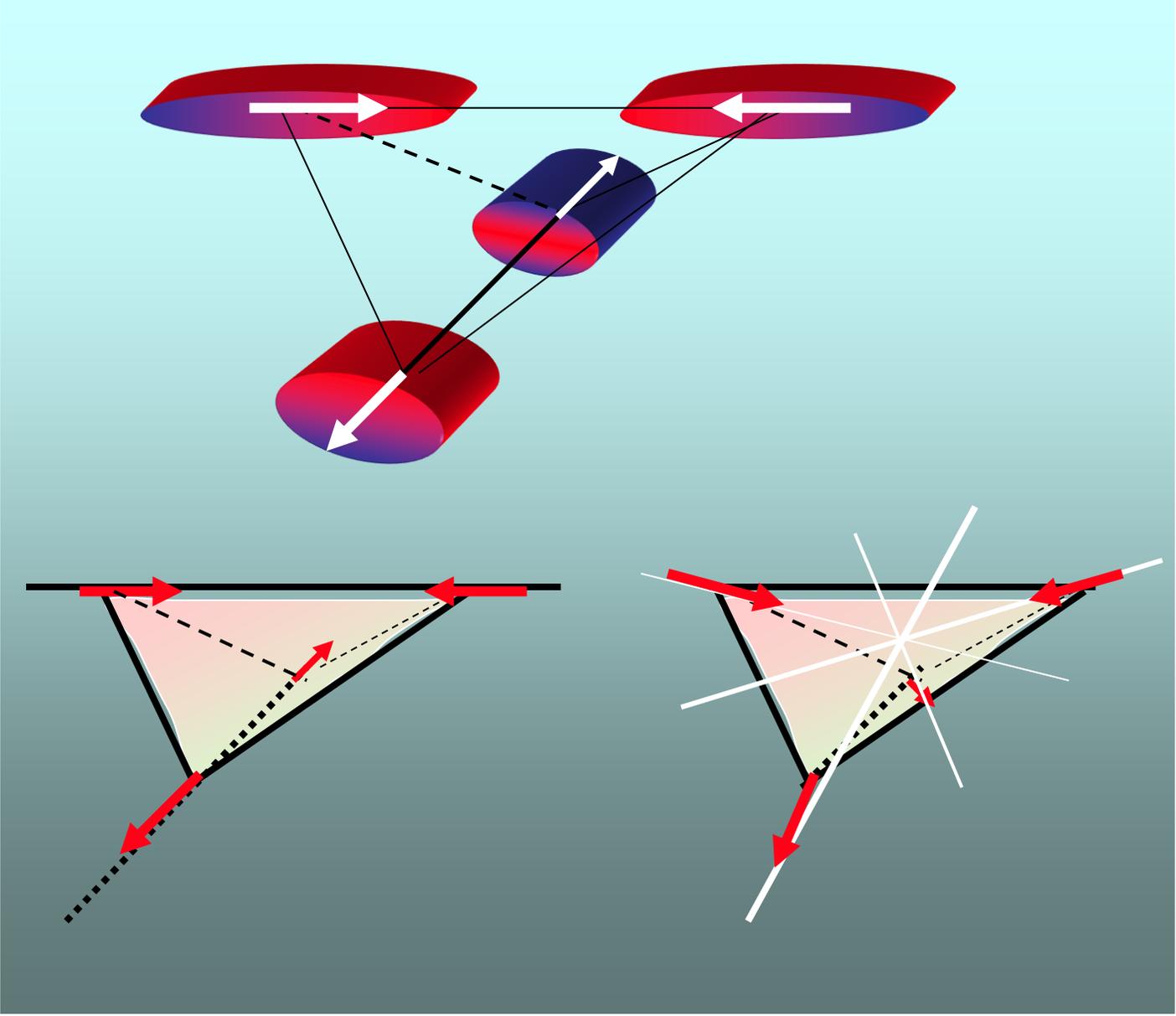
Note a diferença nas 2 situações. Na esquerda os spins apontam ao longo das quinas do tetraedro enquanto na direita, eles apontam ao longo do eixo que passa pelo centro do tetraedro (saindo dos vertices).



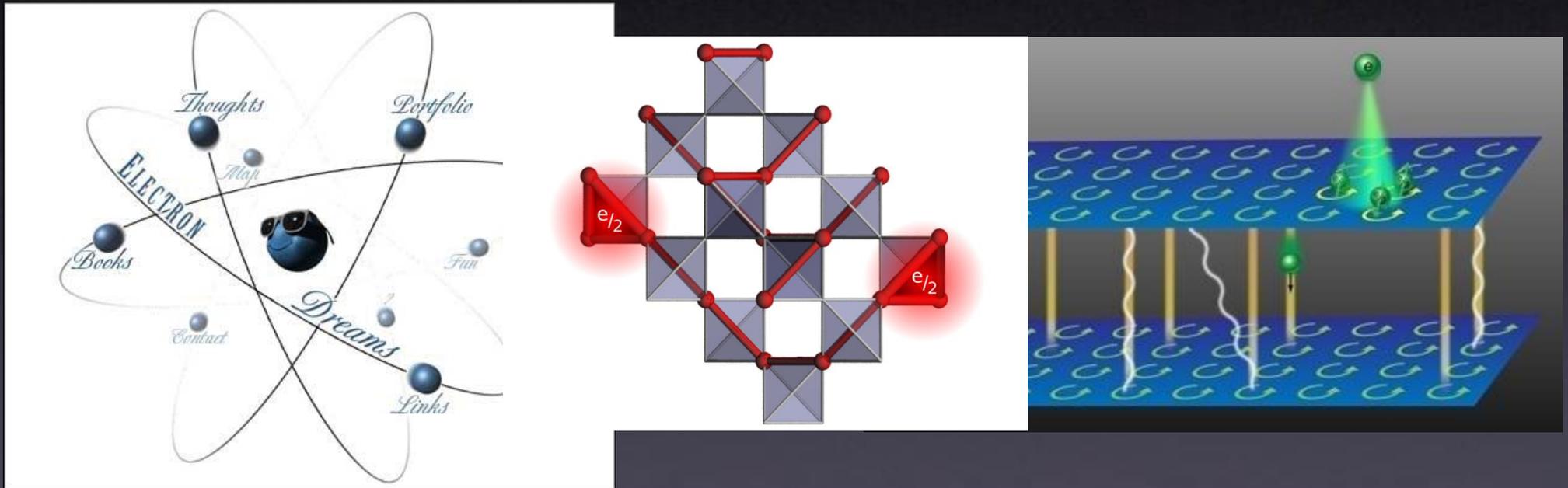
However, we note that, differently from the usual 3d spin ice systems, the spins in the artificial compound do not point out to the center of the tetrahedron, but along of its edges. This disparity may cause an anisotropy, which is responsible for the residual string tension at the ice regime and also for the different string tension values as the monopoles are located at different angular positions in the array. Indeed, the islands are rigid objects that do permit the spins to point only along their longest axis. Only in the limit $l \rightarrow a$, the endpoints of the islands form a tetrahedron, eliminating the ordering and the string tension.







De fato, uma coisa que realmente sabemos sobre o elétron é que ele é o responsável por carregar eletricidade nos fios e por formar os magnetos. Essas duas propriedades (carga elétrica e magnetismo ou spin) são transportadas pelo elétron que parece não ter forma ou tamanho.



No entanto, o que parece ser verdade para um **único elétron**, não parece ser o caso quando muitos deles são colocados juntos. Em **Física da Matéria Condensada**, algumas coisas sobre o “elétron” seriam de estranhas implicações para Física de Partículas e o Modelo Padrão. É sobre isso que falaremos aqui...