

O que é um líquido?

P. I. C. Teixeira^{1,2}

¹ ISEL - Instituto Superior de Engenharia de Lisboa, Instituto Politécnico de Lisboa, Rua Conselheiro Emídio Navarro 1, 1959-007 Lisboa

² Centro de Física Teórica e Computacional, Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, Campo Grande, Edifício C8, 1749-016 Lisboa

piteixeira@fc.ul.pt

Resumo

Neste artigo, explora-se a singularidade e a raridade da fase líquida enquanto forma de organização da matéria. Começa-se por passar em revista algumas das propriedades dos líquidos, relacionando-os com os sólidos e os gases através de ideias básicas da Termodinâmica e da Física Estatística, as quais permitem compreender a estabilidade destas diferentes fases, bem como as transições entre elas. Seguidamente, discute-se que propriedades devem ter as forças interatómicas ou intermoleculares para que um determinado tipo de matéria apresente uma fase líquida. Finalmente, descreve-se trabalho de modelação que mostra como se pode “desligar” a fase líquida em materiais feitos à medida.

Introdução

A pergunta que constitui o título deste artigo pode parecer trivial ou irrelevante, uma vez que todos sabemos (ou julgamos saber) o que é um líquido. Mas a resposta importa a qualquer passageiro de avião (Figura 1), e a verdade é que os líquidos são estranhos. Aquilo que mais visivelmente os distingue dos sólidos é que, tal como os gases, os líquidos fluem, ou seja, sofrem grandes deformações sob a ação de forças infinitesimalmente pequenas, sem que as suas propriedades macroscópicas se alterem. Diz-se, na linguagem da mecânica dos meios contínuos, que os líquidos (e os gases) têm módulo de tensão de corte¹ nulo. No entanto, tal como os sólidos, e ao contrário dos gases, os líquidos são muito pouco compressíveis²: dito em palavras simples, um líquido não tem uma forma bem definida, mas tem um volume bem definido. Mais: as densidades³ de líquidos e



Fig. 1 - Este mostruário no aeroporto de Stansted (Reino Unido) pretende instruir os viajantes acerca da natureza da fase líquida.

sólidos são comparáveis (por exemplo, as densidades do gelo e da água líquida a 0 °C diferem apenas cerca de 10 %), enquanto as densidades dos gases são cerca de mil vezes menores (compare-se a densidade da água à temperatura ambiente – cerca de 1 g/cm³ – com a do ar à mesma temperatura e pressão de 1 atm – cerca de 1 g/dm³). Tomadas em conjunto, estas propriedades sugerem que a organização microscópica de um líquido seja desordenada, como a de um gás, mas compacta, como a de um sólido. Ou seja, os líquidos são singulares.

Por outro lado, como observam os autores de um famoso (para os especialistas) artigo de revisão sobre o estado líquido, escrito em meados dos anos 1970 [1], os líquidos existem apenas num estreito intervalo das temperaturas e pressões vigentes no Universo. Atente-se na tabela periódica: a maior parte dos elementos, incluindo alguns dos mais abundantes (ferro, carbono...) são sólidos à tem-

¹ O módulo de tensão de corte, ou módulo de cisalhamento (*shear modulus*) é uma medida da resistência oferecida por um material à deformação por uma força aplicada paralelamente à sua superfície.

² Ou seja, é necessário aplicar forças muito intensas a um elemento de líquido para que o seu volume se altere.

³ A densidade, ou massa específica, é definida como a massa por unidade de volume de uma substância.

peratura ambiente⁴; uns quantos são gases (azoto, oxigénio...); pouquíssimos são líquidos (bromo, mercúrio e, em dias um pouco mais quentes, frâncio, cézio e gálio). Que não tenhamos de todo esta impressão ao olharmos para o mundo à nossa volta, que nos parece pejado de líquidos, advém, em parte, da familiaridade que temos (ou julgamos ter) com a água, sobretudo no estado líquido. Se pensarmos um instante, muitos líquidos, como o leite, o sangue, a cerveja, o vinho, certas tintas – não passam de “água suja”, isto é, contendo relativamente pequenas quantidades de outros materiais (“impurezas”). Excepções a esta regra são o álcool, derivados do petróleo como a acetona, ou certas gorduras vegetais, que nada têm de aquoso. Ou seja, os líquidos são raros: não há assim tantos, quer naturais, quer artificiais.

Para compreendermos melhor as estranhas propriedades dos líquidos, precisamos primeiro de aprender mais acerca das fases da matéria, e das transições entre elas. Em que circunstâncias se obtém a fase sólida, a fase líquida ou a fase gasosa? É possível estabelecer as condições de equilíbrio e de estabilidade de um sistema macroscópico de um modo perfeitamente geral, isto é, sem fazer qualquer suposição quanto à natureza microscópica do mesmo, através do formalismo da Termodinâmica. Considere-se, por exemplo, um sistema a volume V e temperatura T constantes. O seu estado de equilíbrio será aquele que minimiza a energia livre (ou função de Helmholtz), dada por

$$F = E - TS \quad (1)$$

onde E é a energia interna, T é a temperatura absoluta e S é a entropia. A baixas temperaturas ($T \rightarrow 0$), o termo TS é desprezável e o mínimo de F é realizado pelo estado que minimiza a energia, E . Por outro lado, a altas temperaturas ($T \rightarrow \infty$), o termo TS domina, e o estado de equilíbrio é aquele que maximiza a entropia, S . Este princípio de mínimo mais não é do que uma das possíveis reformulações da Segunda Lei da Termodinâmica.

Como podemos deduzir destas considerações as regiões de estabilidade das diferentes fases? A matéria é constituída por partículas (átomos ou moléculas) que interagem entre si (Figura 2). A curtas distâncias, esta interacção é repulsiva – deve-se ao Princípio de Exclusão de Pauli – e impede que duas partículas se sobreponham. A longas distâncias, a interacção é atractiva e de origem electrostática – deve-se a forças entre dipolos permanentes e/ou induzidos. Usando a Equação (1), podemos concluir que o sólido é a fase estável a baixas temperaturas

e densidades elevadas: o potencial de interacção tem um mínimo para uma distância bem definida entre duas partículas, logo a energia potencial total (e , portanto, E) será mínima se as partículas estiverem dispostas num arranjo espacial periódico, perfeitamente regular – o sólido ideal. Como esta distância preferencial é da ordem das dimensões das partículas, tem-se que o sólido é uma fase de alta densidade. De modo análogo se conclui que o gás é a fase estável a altas temperaturas e baixas densidades, às quais a energia de interacção entre partículas é desprezável e a entropia é máxima.

E quanto ao líquido? Claramente, trata-se de uma fase intermédia entre o sólido e o gás, na qual a energia interna e a entropia têm pesos comparáveis. Ou seja, o líquido resulta de um equilíbrio delicado entre o “carácter sólido” e o “carácter gasoso”, o que explica as suas singularidade e raridade.

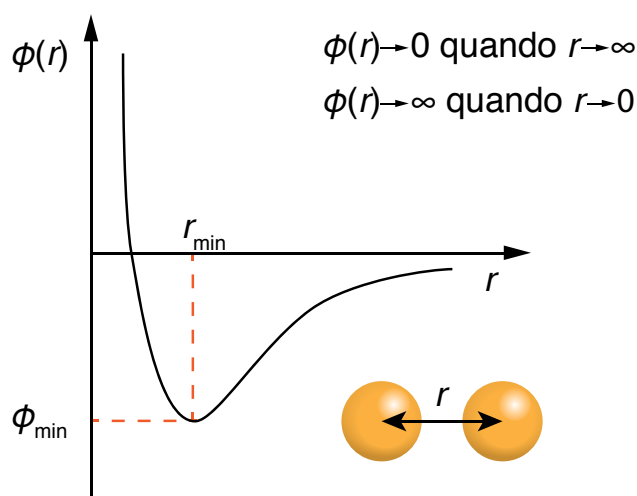


Fig. 2 - Forma genérica do potencial de interacção entre partículas constituintes da matéria. O potencial é repulsivo ($\phi(r) > 0$) a curtas distâncias, atractivo ($\phi(r) < 0$) a longas distâncias, e tem um mínimo, de profundidade ϕ_{\min} , quando a distância entre duas partículas é $r = r_{\min}$.

O cenário de Van der Waals

A distinção entre líquidos e gases é feita habitualmente com base na sua equação de estado, ou seja, no modo como o seu volume varia ao variar a pressão (e a temperatura) a que estão sujeitos: o volume de um líquido varia muito menos do que o de um gás. A primeira equação de estado capaz de descrever a transição gás-líquido, ou condensação, deve-se a Van der Waals [2]:

$$\left(P + \frac{an^2}{V^2}\right)(V - nb) = nRT \quad (2)$$

onde P é a pressão, V é o volume, T é a temperatura, n é o número de moles de gás no volume V , R é a constante universal dos gases ideais, e as constantes a e b são características de cada gás: a mede a intensidade das atracções entre as partículas e b o volume por elas ocupado. Se traçarmos as isotérmicas de Van der Waals, ou seja, o gráfico de P em função de V da equação (2) a uma série de temperaturas T (figura 3), verificaremos que, a altas tempe-

⁴ Na Terra!

raturas, estas são semelhantes às da equação do gás ideal, $PV=nRT$. Existe, porém, uma temperatura T_c – dita *temperatura crítica* – abaixo da qual a curva $P(V)$ tem um ponto de inflexão, (V_c, P_c) . A temperaturas inferiores a T_c , a variação de P com V deixa de ser monótona decrescente – passa a existir um intervalo de V em que P aumenta com o aumento de V – ou seja, em que a compressibilidade do gás é negativa, o que não é físico. Esta limitação da equação de Van der Waals pode corrigir-se substituindo parte da curva por um segmento de recta horizontal (a tracejado na Figura 3), interpretado como correspondendo à região de coexistência de uma fase gasosa (com volume V_2) e uma fase líquida (com volume $V_1 < V_2$ logo densidade mais elevada que a da fase gasosa).

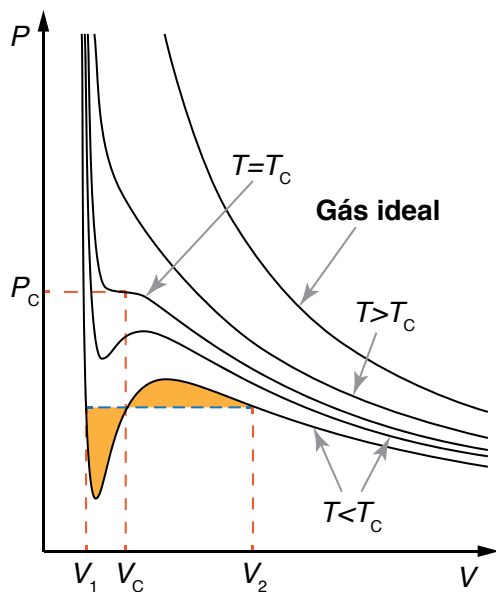


Fig. 3 - Isotérmicas de um gás de Van der Waals. A posição do segmento de recta azul a tracejado é escolhida de modo a que as áreas sombreadas sejam iguais (construção de Maxwell, que garante o equilíbrio relativamente à troca de partículas entre as duas fases). A temperaturas elevadas, as isotérmicas de Van der Waals aproximam-se das do gás ideal.

A equação de estado de Van der Waals pode ser facilmente deduzida pelos métodos da Física Estatística, se admitirmos que as partículas do gás se repelem, a curtas distâncias, como se fossem esferas rígidas (potencial repulsivo isotrópico e infinitamente íngreme), e que cada partícula se comporta como se sujeita a um potencial atractivo presente em todo o espaço e devido a todas as outras partículas (aproximação de campo médio) [3].

O principal mérito da equação de estado de Van der Waals está em esclarecer o mecanismo qualitativo da condensação, ao colocar em evidência os diferentes papéis desempenhados por repulsões e atracções entre partículas. Note-se que, no raciocínio utilizado para a deduzir, está implícita a suposição de que o alcance das atracções é muito maior do que o das repulsões, o que é verdade na maior parte dos sistemas atómicos e moleculares (com a possível excepção do buckminsterfullereno). Ora, nas déca-

das de 1970-1980, começou-se a estudar misturas de colóides⁵ e polímeros, tendo-se concluído que o polímero induz uma interacção efectiva entre os colóides, cujo alcance depende das dimensões da cadeia polimérica. Tornou-se assim possível controlar o alcance da parte atractiva do potencial, deixando inalterado o da parte repulsiva. E verificou-se que, para atracções de alcance suficientemente curto, existiam apenas uma fase sólida e uma fase fluida (líquida ou gasosa), ou seja, deixava de haver condensação. Este comportamento foi esclarecido através de simulações computacionais de um fluido de Yukawa [4]. O fluido de Yukawa é um modelo particularmente conveniente para estes estudos, uma vez que compreende uma repulsão infinita de alcance σ (o diâmetro do cerne rígido de uma partícula) e uma atracção exponencial de intensidade ε e alcance $1/\kappa$:

$$\phi(r) = \begin{cases} \infty, & \text{se } r < \sigma \\ -\varepsilon \frac{e^{-\kappa(r-\sigma)}}{r}, & \text{se } r \geq \sigma \end{cases} \quad (3)$$

Ao diminuir-se o alcance da atracção relativamente à repulsão, o equilíbrio líquido-gás torna-se meta-estável relativamente ao equilíbrio líquido-sólido e a condensação é substituída pela sublimação (Figura 4). Este comportamento pode compreender-se recorrendo, novamente, à equação (1): se o alcance da parte atractiva do potencial é muito curto, a baixas temperaturas a energia interna vai ser minimizada por estados em que as partículas estão muito próximas, logo a densidade é muito alta, o que é mais facilmente realizável num sólido, em que o arranjo das partículas é regular.

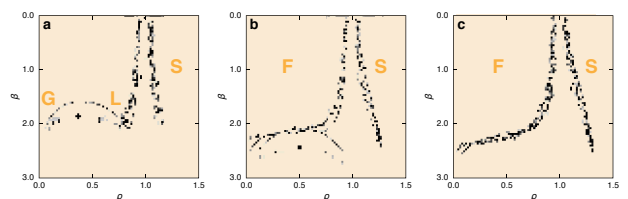


Fig. 4 - Diagramas de fases no plano factor de Boltzmann ($\beta=1/(kBT)$) vs. densidade (ρ) do fluido de Yukawa (Eq. (3)), para alcances decrescentes da parte atractiva do potencial de interacção entre duas partículas. As linhas são previsões teóricas, os símbolos são resultados de simulação computacional. (a) Para $\kappa=3,9$ estão presentes as três fases: gás (G), líquido (L) e sólido (S). (b) Para $\kappa=7$ já só existe uma única fase fluida (F): a curva de coexistência gás-líquido está dentro da curva de coexistência gás-sólido, ou seja, a condensação é meta-estável relativamente à sublimação. (c) Para $\kappa=9$ já só existe a curva de sublimação. (Adaptado de [4].)

Para além de Van der Waals: o fluido dipolar

Para que exista condensação, é claramente necessária a existência de forças atractivas entre as partículas. Mas, como vimos, não servem *quaisquer* forças atractivas: o seu alcance tem de ser suficientemente longo. Ora muitas das forças que se exercem entre átomos e moléculas são de natureza

⁵ Partículas com dimensões da ordem do micrómetro, suspensas num solvente.

electrostática, especificamente, potenciais do tipo dipolo-dipolo:

$$\phi_{dd}(r) = -\frac{1}{r^3} [3(\vec{\mu}_1 \cdot \hat{r})(\vec{\mu}_2 \cdot \hat{r}) - \vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2] \quad (4)$$

onde $\vec{\mu}_i$ é o momento dipolar da partícula i e \hat{r} é o vector unitário que une os centros das duas partículas. Claramente, trata-se de uma força de longo alcance, ainda que fortemente anisotrópica. Será a interacção dipolo-dipolo, por si só, capaz de induzir condensação num sistema no qual, de outro modo, ela não se daria? Pensando no caso mais simples possível: será que um fluido de esferas rígidas dipolares condensa?

Foi isto que se interrogaram De Gennes e Pincus [5]. O potencial (4) é difícil de tratar teoricamente, pelo que se serviram de uma simplificação: consideraram antes o potencial *isotrópico efectivo* entre dois dipolos, que é atractivo e proporcional a $1/r^6$ – ou seja, tem alcance suficientemente longo. Logo, o fluido de esferas rígidas dipolares deveria ter um comportamento semelhante ao de um gás de Van der Waals, com fases líquida e gasosa (e sólida). E neste sentido pareciam também apontar as primeiras simulações em computador deste sistema, feitas ainda na década de 1970.

Mas as simulações são muito traiçoeiras. O número de partículas de um sistema simulado é sempre muito inferior ao de um sistema real e o potencial de interacção entre as partículas exige especial cuidado sempre que for de longo alcance. Quando, no início da década de 1990, se tornou possível simular sistemas de maiores dimensões e fazer um tratamento mais rigoroso das interacções de longo alcance, o cenário mudou completamente: a baixas temperaturas, um gás de esferas rígidas dipolares não condensava: em vez disso, as partículas agregavam-se em longas cadeias ramificadas, anéis e algumas outras estruturas mais complexas, nas

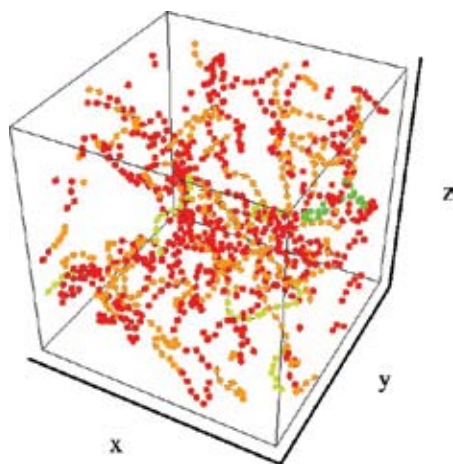


Fig. 5 - Instantâneo de uma configuração de 1024 esferas rígidas dipolares a baixa densidade e baixa temperatura [7]. As cores indicam o número de partículas constituintes das cadeias – vermelho: 1-5; laranja: 10-15; verde: 15-20.

quais dipolos consecutivos assumiam, aproximadamente, a orientação cabeça-com-cauda, que corresponde ao mínimo do potencial (4) [6] (Figura 5).

No final do século XX, a descrição teórica do fluido dipolar tinha chegado a um impasse. Surgiu então uma abordagem inovadora: o estado fundamental ($T=0$ K) do fluido de esferas rígidas dipolares é uma única cadeia linear, infinitamente longa. Tlusty e Safran [8] resolveram tratar o fluido dipolar a temperaturas baixas (mas não nulas) e baixas densidades como uma perturbação deste estado fundamental. Para tal, consideraram que as “excitações elementares” são de dois tipos: extremidades de cadeias (quando a cadeia infinita quebra para dar origem a cadeias mais curtas, com custo energético ε_e por quebra) e pontos de ramificação (onde três cadeias lineares se encontram, com custo energético ε_j). Estas excitações são de origem entrópica: a entropia está associada ao número de maneiras possíveis de quebrar uma cadeia ou de formar um ponto de ramificação. Se $\varepsilon_j < \varepsilon_e/3$ (ou seja, para pontos de ramificação suficientemente “baratos”), o ganho de entropia vence o custo energético (ver, novamente, Equação (1)) e podem ocorrer excitações em número suficiente para se formarem duas fases distintas: um gás, rico em extremidades de cadeias (ou seja, constituído por um grande número de cadeias curtas) e um líquido, rico em pontos de ramificação (ou seja, constituído por cadeias mais longas e mais ramificadas). As fases diferem não tanto nas suas densidades, como nas suas topologias. Abriu-se, assim, uma nova perspectiva acerca do comportamento de fases do fluido dipolar, o qual passou a ser visto como resultando da competição entre dois tipos de agregados: cadeias lineares e cadeias ramificadas. Simulações mais recentes [9,10], porém, sugerem que seja essencial generalizar a teoria de modo a incluir não apenas cadeias abertas, mas também anéis, bem como novos tipos de defeitos susceptíveis de induzir interacções entre agregados.

Ainda mais para além de Van der Waals: patchy colloids

Não é fácil relacionar as escalas de energia ε_e e ε_j da teoria de Tlusty e Safran com os momentos dipolares. Por volta de 2008, descobriu-se que esta teoria era o limite de baixas densidades e baixas temperaturas de uma outra, aparentemente completamente diferente: a teoria de perturbações termodinâmica de colóides com interacções anisotrópicas (*patchy colloids*) [11]. *Patchy colloids* são partículas coloidais que se atraem umas às outras apenas quando certas

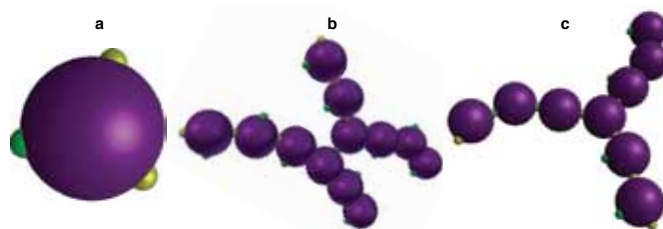


Fig. 6 - (a) Partícula coloidal com cerne de esfera rígida (violeta), dois patches do tipo A (pequenos hemisférios amarelos) e um patch do tipo B (pequeno hemisfério verde). Os patches de diferentes partículas só interagem quando se sobrepõem. (b) Ponto de ramificação do tipo X. (c) Ponto de ramificação do tipo Y. (Figuras da autoria de D. de las Heras)

regiões (*patches*) da superfície de uma partícula estão muito próximas das regiões correspondentes na superfície de outra partícula. Um modelo frequentemente utilizado consiste em tomar os *patchy colloids* como esferas rígidas cujas superfícies estão decoradas com um ou mais poços de potencial atractivos, de pequena largura angular, curto alcance e profundidade uniforme (Figura 6.a).

Aplicando a teoria de perturbações termodinâmica, verificou-se a existência de condensação induzida por pontos de ramificação em colóides com dois *patches* do tipo A e um número arbitrário de *patches* do tipo B (em que os *patches* A e B diferem na sua largura angular, e nos alcances e intensidades das suas interações). Neste modelo, os pontos de ramificação são de dois tipos: X (devidos a ligações BB com energia ϵ_{BB} , Figura 6.b) e Y (devidos a ligações AB com energia ϵ_{AB} , Figura 6.c). As ligações AA (com energia ϵ_{AA}) são responsáveis pela formação de cadeias lineares. Se desligarmos a interacção entre *patches* do tipo B e enfraquecermos a interacção entre *patches* dos tipos A e B relativamente àquela entre *patches* do tipo A, obtemos que (se $1/3 < \epsilon_{AB}/\epsilon_{AA} < 1/2$) a região de coexistência líquido-gás do diagrama de fases se torna reentrante – as densidades de coexistência do líquido e do gás aproximam-se, em vez de se afastarem, como seria de esperar, quando $T \rightarrow 0$ K – até desaparecer por completo (se $\epsilon_{AB}/\epsilon_{AA} < 1/3$). Ou seja, as fases líquida e gasosa tornam-se mais semelhantes a baixas temperaturas – são ambas compostas principalmente por longas cadeias lineares – em perfeita analogia com as previsões de Tlusty e Safran para o fluido dipolar [12] (Figura 7). O líquido torna-se um “líquido vazio”, que apenas difere do gás por ser ligeiramente mais ramificado. *Patchy colloids* e fluido dipolar parecem, portanto, ter alguma física em comum. Infelizmente, não foi possível, até agora, estabelecer uma correspondência isenta de ambiguidades entre os respectivos parâmetros de interacção [13]. Uma outra questão em aberto diz respeito ao papel dos agregados fechados (contendo anéis), que foi desprezado nos tratamentos teóricos mais simples, mas parece poder conduzir a um *segundo* ponto crítico a baixas temperaturas [14].

Conclusão

Embora a descrição clássica da transição gás-líquido, introduzida por Van der Waals no século XIX, se tenha revelado extremamente útil, sabemos hoje que há mais líquidos na Terra (e, porventura, no céu) do que sonha a sua filosofia. Apresentaram-se aqui alguns exemplos, e descreveram-se os esforços, ainda muito incompletos, para os compreender. É particularmente emocionante que se disponha hoje da capacidade de sintetizar no laboratório partículas coloidais com potenciais “feitos à medida” [15], cuja manipulação permitirá a observação de comportamentos de fases como os atrás discutidos, os quais, tanto quanto se sabe, não ocorrem na natureza.

Por opção pessoal, o autor do texto não escreve segundo o novo Acordo Ortográfico.

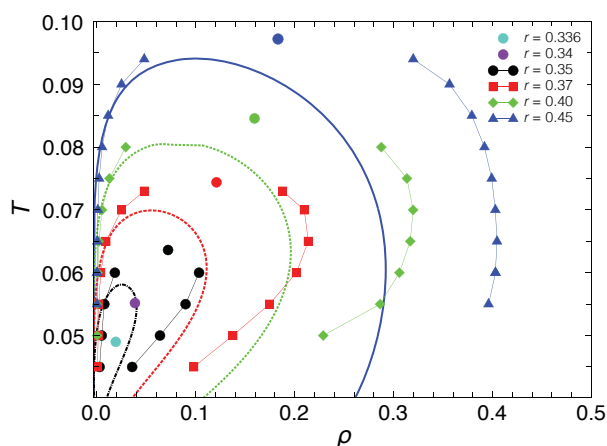


Fig. 7 - Diagrama de fases no plano temperatura T vs. densidade ρ : as linhas são previsões teóricas, os símbolos são resultados de simulação computacional. $r = \epsilon_{AB}/\epsilon_{AA}$ é a razão das intensidades das interações entre pares de *patches* AB e AA. As fases líquida e gasosa correspondem às regiões à direita e à esquerda das curvas, respectivamente. (Adaptado de [12])

Referências

1. J. A. Barker e D. Henderson, "What is "Liquid"? Understanding the states of matter", *Rev. Mod. Phys.* 48, 587 (1976).
2. J. D. van der Waals, *Over de Continuïteit van de Gasen Vloeistofoestand* (Leiden, 1873).
3. F. Reif, *Statistical and Thermal Physics* McGraw-Hill, 1965).
4. M. H. J. Hagen e D. Frenkel, "Determination of phase diagrams for the hard-core attractive Yukawa system", *J. Chem. Phys.* 101, 4093 (1994).
5. P. G. de Gennes e P. Pincus, "Pair correlations in a ferromagnetic colloid", *Phys. Kon-dens. Mater.* 11, 189 (1970).
6. J. J. Weis e D. Levesque, "Chain formation in low-density dipolar hard spheres: A Monte Carlo study", *Phys. Rev. Lett.* 71, 2729 (1993).
7. J. M. Tavares, J. J. Weis e M. M. Telo da Gama, "Strongly dipolar fluids at low densities compared to living polymers", *Phys. Rev. E* 59, 4388 (1999).
8. T. Tlusty e S. A. Safran, "Defect-induced phase separation in dipolar fluids", *Science* 290, 1328 (2000).
9. L. Rovigatti, J. Russo e F. Sciortino, "No evidence of gas-liquid coexistence in dipolar hard spheres", *Phys. Rev. Lett.* 107, 237801 (2011).
10. L. Rovigatti, S. Kantorovich, A. O. Ivanov, J. M. Tavares e F. Sciortino, *J. Chem. Phys.* 139, 134901 (2013).
11. J. M. Tavares, P. I. C. Teixeira e M. M. Telo da Gama, "Criticality of colloids with distinct interaction patches: The limits of chains, hyperbranched polymers, and dimers", *Phys. Rev. E* 80, 021506 (2009).
12. J. Russo, J. M. Tavares, P. I. C. Teixeira, M. M. Telo da Gama e F. Sciortino, "Reentrant phase behavior of network fluids: A patchy particle model with temperature-dependent valence", *J. Chem. Phys.* 135, 034501 (2011).
13. J. M. Tavares e P. I. C. Teixeira, "Patching up dipoles: can dipolar particles be viewed as patchy colloids?", *Molec. Phys.* 109, 1077 (2011).
14. L. Rovigatti, J. M. Tavares e F. Sciortino, "Self-assembly in chains, rings and branches: A single-component system with two critical points", *Phys. Rev. Lett.* 111, 168302 (2013).
15. Y. Wang, Y. Wang, D. R. Breed, V. N. Manoharan, L. Feng, A. P. Hollingsworth, M. Weck e D. J. Pine, "Colloids with valence and specific directional bonding", *Nature* 491, 51 (2012).



Paulo Teixeira faz teoria e modelização de vários sistemas do âmbito da matéria condensada mole (cristais líquidos, espumas, polímeros, elastómeros e colóides). Licenciado e Mestre em Física pela Universidade de Lisboa, doutorou-se na Universidade de Southampton (Reino Unido) e foi investigador pós-doutorado em Amesterdão, Cambridge, Leeds e no Instituto Superior Técnico. Foi Professor Auxiliar da Faculdade de Engenharia da Universidade Católica Portuguesa e é presentemente Professor Adjunto com Agregação do Instituto Superior de Engenharia de Lisboa e investigador do Centro de Física Teórica e Computacional da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa. É um dos primeiros Outstanding Referees da Sociedade Americana de Física (2008) e co-autor (com João Paulo Casquilho) do livro *Introdução à Física Estatística*, publicado em Portugal (IST Press, 2011), Brasil (Livraria da Física, 2013) e no resto do mundo (Cambridge University Press, 2015).