

封闭系统中的浸润相变

丁 鄂 江

北京师范大学低能核物理研究所, 北京, 100875

1989 年 12 月 18 日收到

本文讨论了两平行墙之间的流体在温度、体积和粒子数固定的条件下发生的浸润相变。所得结果表明, 封闭系统与开放系统的浸润相变现象不同。本文的理论讨论与 Monte-Carlo 模拟所得结论一致。

PACC: 6845; 6470

一、引 言

讨论浸润相变问题的有效手段之一, 是关于流体的 van der Waals 理论^[1-3]。这个理论把分子之间的相互作用分成刚球排斥部分和长程弱吸引部分。用 $f_h(\rho, T)$ 表示刚球部分的 Helmholtz 自由能密度, 它依赖于流体数密度 ρ 和温度 T 。在对弱吸引部分作平均场近似后, 可以把热力学势写成^[2,3]

$$\begin{aligned} Q = & \int d^3r [f_h(\rho, T) - (\mu - \Phi(\mathbf{r}))\rho(\mathbf{r})] \\ & + \frac{1}{2} \int d^3r \int d^3r' \chi'(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \rho(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}'). \end{aligned} \quad (1)$$

其中 μ 是流体的化学势, $\Phi(\mathbf{r})$ 反映墙对流体的吸引作用, $\chi'(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$ 则反映流体分子之间的相互吸引。基于 (1) 式所进行的解析和数值计算两方面的工作, 特别是关于 Sullivan 模型^[4,5]及其推广^[6-10]的讨论, 取得了丰富的成果。但是, 所有这些讨论都是就开放系统进行的, 即在固定的化学势 μ , 压强 p 和温度 T 的条件下, 将 Q 极小化。诚然, 某些实验也是对于开放系统做的, 但远非所有的实验都局限于开放系统。例如证实浸润相变存在的著名的 Moldover-Cahn 实验^[11]就是在确定的粒子数条件下完成的。至于 Monte-Carlo 方法则几乎只能用于确定体积 V 和确定粒子数 N 的系统。但是, 对于封闭系统中的浸润相变现象却至今没有作过理论研究, 实验与数值模拟^[12]所得的结果也就无法与理论结果相对照。本文拟对封闭系统中的浸润相变作一理论探讨。

为简单起见, 假定墙是置于 $x=0$ 和 $x=H$ 的两个平面, 流体位于两墙之间, 系统在 y 和 z 方向均匀, 则单位横截面积上 Helmholtz 自由能就是

$$\begin{aligned} F = & \int_0^H dx [f_h(\rho, T) + \rho(x)\Phi(x)] \\ & + \frac{1}{2} \int_0^H dx \int_0^H dx' \chi(|x - x'|) \rho(x) \rho(x'). \end{aligned} \quad (2)$$

对于有确定粒子数 N , 温度 T 和体积(这里就指两墙之间有确定的距离 H)的系统, 其平衡态由 F 在约束条件

$$N = \int_0^H dx \rho(x) \quad (3)$$

下的极小值给出, 即

$$\frac{\delta(F - \mu N)}{\delta \rho} = 0, \quad (4)$$

其中 μ 起着不定因子的作用。为确定起见, 本文仍采用 Sullivan 模型^[4,5,13], 取

$$\Phi(x) = -\varepsilon(e^{-x} + e^{x-H}), \quad (5)$$

$$\chi(|x - x'|) = -\frac{\alpha}{2} e^{-|x - x'|}, \quad (6)$$

以便得到尽可能多的解析结果。

二、问题的数学表述

将(2)式代入(4)式可以得到非线性积分方程

$$\mu_h(x) - \mu + \Phi(x) + \int_0^H dx' \chi(|x - x'|) \rho(x') = 0. \quad (7)$$

其中 $\mu_h = \partial f_h / \partial \rho$ 是刚球气体的化学势。由于(5)和(6)式的特定选择, 这个非线性积分方程可以简化为二阶常微分方程

$$\frac{d^2 \mu_h}{dx^2} = \mu_h - \mu - \alpha \rho \equiv -\frac{dV}{d\mu_h}, \quad (8)$$

其中

$$V(\mu_h) = -\frac{1}{2} (\mu_h - \mu)^2 + \alpha(p_h - p). \quad (9)$$

其中 $p_h = -f_h + \mu_h \rho$ 是刚球气体的压强, p 是在考虑到弱吸引相互作用后气体的压强。当 α 不太大时, $V(\mu_h)$ 是一个单峰函数。但当 α 超过某一阈值 α_c 之后, 取适当的化学势 μ 可以使 $V(\mu_h)$ 具有等高的双峰。这一阈值 α_c 与所选用的刚球气体模型有关。例如, 对于理想晶格气体,

$$\rho(\mu_h) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\mu_h}{k_B T}\right)}, \quad (10)$$

在 $\mu = -\alpha/2$ 时, V 是关于 $\mu_h = 0$ 轴对称的, 且 $\alpha_c = 4k_B T$ 。当 μ 偏离 $-\alpha/2$ 时, $V(\mu_h)$ 不再关于 $\mu_h = 0$ 轴对称。当 $\alpha > \alpha_c$ 时, $V(\mu_h)$ 有两个峰, 如图 1 所示。左边的峰称为气态峰, 其位置记为 $\mu_h = \varphi_g$; 右边的峰称为液态峰, 其位置记为 $\mu_h = \varphi_l$ 。由(10)式可以计算相应的密度 ρ_g 和 ρ_l 。气态时的压强就是

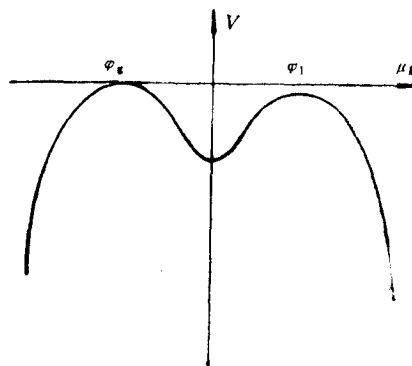


图 1

$$p = p_h(\rho_g) - \frac{1}{2} \alpha \rho_g^2. \quad (11)$$

可以验证 $V(\varphi_g) = 0$. 对于 $\mu = -\alpha/2$ 的对称情况, 容易知道 $\varphi_l = \varphi_0$, $\varphi_g = -\varphi_0$, 其中 φ_0 是方程

$$\frac{\varphi_0}{\alpha} = \frac{1}{2} \operatorname{th} \frac{\varphi_0}{2k_B T}$$

的正根. 在 $\mu_h = \varphi_l$ 处 $V(\mu_h)$ 的一阶导数显然是零, 而二阶导数是负的. 记

$$\lambda = \sqrt{-\frac{d^2 V(\varphi_l)}{d\mu_h^2}}. \quad (12)$$

它在以下的计算中很有用. 可以证明 $\lambda < 1$. 根据(8)式, 两平行板间流体的浸润相变问题可以等价于经典粒子在势场 V 中的运动, 这里 μ_h 相当于经典粒子的坐标, 而 x 相当于运动的时间.

从(7)式还可以得到相应的边界条件, 它们是

$$\begin{aligned} \frac{d\mu_h(0)}{dx} &= \mu_h(0) - \mu - 2\varepsilon, \\ \frac{d\mu_h(H)}{dx} &= -\mu_h(H) + \mu + 2\varepsilon. \end{aligned} \quad (13)$$

(8)式的一个初积分给出机械能守恒定律

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\mu_h}{dx} \right)^2 + V(\mu_h) = C. \quad (14)$$

其中 C 是总能量. 由(14)式得

$$\frac{d\mu_h}{dx} = \pm \sqrt{2(C - V)}, \quad (15)$$

所以从初态 i 到末态 f 所用的时间, 即两平行墙之间的距离 H , 应表示为

$$H = \int_i^f \frac{d\mu_h}{v \sqrt{2(C - V)}}. \quad (16)$$

其中 $v = \pm 1$ 根据速度的方向而定. (16)式称为体积积分. 记 $n = N/H$ 为平均粒子数密度, 则(3)和(15)式给出

$$nH = \int_i^f \frac{\rho d\mu_h}{v \sqrt{2(C - V)}}. \quad (17)$$

这个积分称为粒子数积分. 为了讨论浸润相变, 应当选择 $\rho_g < n < \rho_l$, 并且 n 应当明显区别于 ρ_g 和 ρ_l .

先给定 α, T 和 ε 的值. 如果再给定 μ 和 C , 则 p, H 和 n 将分别由(11), (16)和(17)式给出. 但本文要讨论的是, 在给定 H, n 之后系统的状态如何, 因此必须设法从(16), (17)两式反解出 μ 和 C , 再计算相应的压强 p 和自由能 F . 从(16)和(17)式求出的 μ 和 C 可能是多值的, 每一组解当然都满足变分条件(4)式, 但系统的平衡态则由 F 的最小值确定. 最后就可以考查当 α, T, H 和 n 给定之后, 系统的状态如何随 ε 改变, 浸润相变在何时发生, 是一级相变还是二级相变等等. 显然, 这个系统的参数空间是很大的, 本文只限于讨论它的一个很小的子空间.

三、自由能

微分方程(8)确定的粒子运动,在相空间中给出一条轨迹,见图2. Sullivan 曾就无限空间的情况简化了自由能的表达式,证明它的值与相空间中的某个面积有关^[4,5]. 模仿其方法可以证明(2)式在平衡态可写成

$$F = \frac{1}{\alpha} [S - 2\varepsilon^2(1 - e^{-H}) - CH] + \mu nH - pH. \quad (18)$$

其中

$$S = \frac{1}{2} [\mu_h(0) - \mu - 2\varepsilon]^2 + \frac{1}{2} [\mu_h(H) - \mu - 2\varepsilon]^2 + \int_i^f \nu \sqrt{2(C - V)} d\mu_h \quad (19)$$

是两个边界条件线和运动轨迹所围成的面积,即图2中的阴影部分. 当 μ, C 或 p 改变时,运动轨迹和边界条件都发生相应的改变,因此 S 亦随之改变. 由(19)式可得

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial S}{\partial C} \right)_{\mu, p} &= [\mu_h(0) - \mu - 2\varepsilon] \frac{\partial \mu_h(0)}{\partial C} + [\mu_h(H) - \mu - 2\varepsilon] \frac{\partial \mu_h(H)}{\partial C} \\ &\quad - [\nu \sqrt{2(C - V)}]_i \frac{\partial \mu_h(0)}{\partial C} + [\nu \sqrt{2(C - V)}]_f \frac{\partial \mu_h(H)}{\partial C} \\ &\quad + \int_i^f \frac{d\mu_h}{\nu \sqrt{2(C - V)}}. \end{aligned} \quad (20)$$

利用(13), (15)诸式可以消去(20)式等号右边的前四项,再用到(16)式,就得

$$\left(\frac{\partial S}{\partial C} \right)_{\mu, p} = H.$$

类似地可以求得

$$\left(\frac{\partial S}{\partial \mu} \right)_{C, p} = -\alpha nH, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_{C, \mu} = \alpha H.$$

因此

$$dS = HdC - \alpha nHd\mu + \alpha Hd p. \quad (21)$$

当 $H \rightarrow \infty$ 时,粒子必须在气态峰和液态峰分别停留无限长时间,因此有

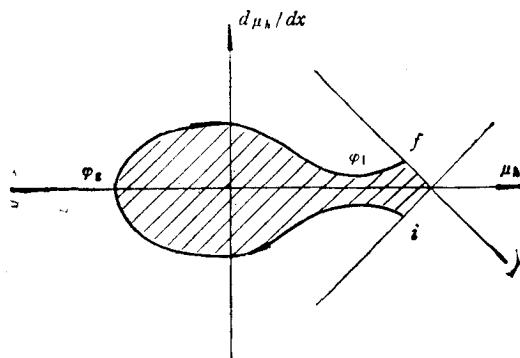


图 2

$$\mu = -\frac{\alpha}{2}, C = 0, p = p_{\infty} \quad (\text{当 } H \rightarrow \infty \text{ 时}) \quad (22)$$

其中 p_{∞} 由(11)式决定。把 $H \rightarrow \infty$ 时图 2 阴影部分的面积记为 S_0 , 利用(21)和(22)式, 可得

$$S = S_0 + (C - \alpha n m + \alpha \Delta p)H + S_1, \quad (23)$$

其中

$$S_1 = \int_H^{\infty} (C - \alpha n m + \alpha \Delta p) dH, \quad (24)$$

$$m = \mu + \frac{\alpha}{2}, \quad (25)$$

而

$$\Delta p = p - p_{\infty} \quad (26)$$

表示当 H 由无穷变到有限的值时气体压强发生的相应改变。用到(23)式, 可以改写(18)式为

$$F = F_0 + \frac{1}{\alpha} (S_0 + S_1). \quad (27)$$

其中

$$F_0 = -\left(p_{\infty} + \frac{1}{2} \alpha n\right)H - \frac{2}{\alpha} \varepsilon^2 (1 - e^{-H}). \quad (28)$$

对于给定的 α, T, H, n 和 ε , 从(28)式给出确定的 F_0 , 因此 F 的最小值取决于 $S_0 + S_1$ 的最小值。当 $H \rightarrow \infty$ 时, $S_1 \rightarrow 0$, 系统的平衡态就是 S_0 取最小值的状态。根据这一判据可以讨论 $H \rightarrow \infty$ 时系统的浸润相变。

1. 完全浸润状态

如果 $\varepsilon > \varepsilon_0$, 其中

$$\varepsilon_0 = \frac{\varphi_0}{2} + \frac{\alpha}{4}, \quad (29)$$

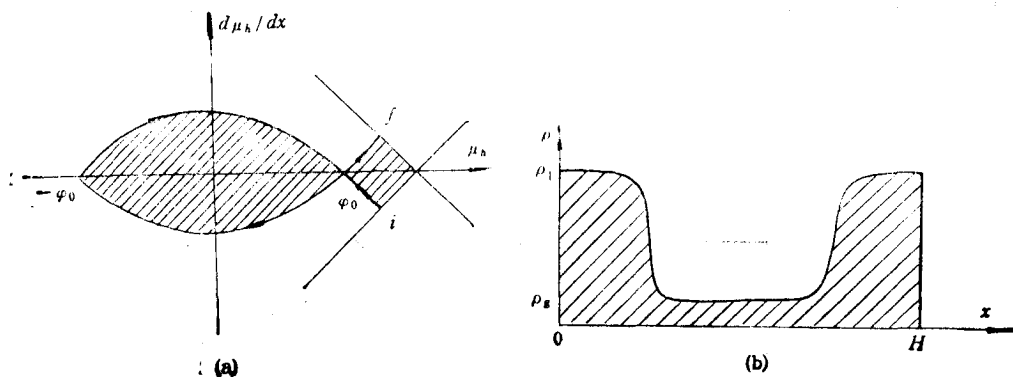


图 3

则两个边界条件线的位置将如图 3(a) 所示, 它们与 μ_h 轴的交点位于 φ_0 的右侧。从初态 i 到末态 f 将只能沿如图 3(a) 所示的路径, 即 i —液—气—液— f 。流体的密度 ρ 在两平行墙之间的分布, 则相应地如图 3(b) 所示, 两墙都被流体所浸润。这种状态称为完全浸润状态。

初看起来, 从 i 到 f 的轨迹, 也可以在液—气之间反复多次。这样的轨迹尽管也保证自由能取极值, 但显然不是最小值, 这从 S_0 的大小容易判断。以后不再考虑这种解。

2. 部分浸润状态

如果 $-\varepsilon_0 < \varepsilon < \varepsilon_0$, 则两条边界条件线与 μ_h 轴的交点位于气态点与液态点之间, 如图 4(a) 所示。 i 和 i' 都是可能的出发点, 而 f 和 f' 都是可能的终止点。因此, 共有四种可能的轨迹:

- a i —气—液— f
- b i' —液—气— f'
- c i' —气—液—气— f'
- d i' —液—气—液— f

显然 a 和 b 是等价的, 流体浸润一个墙而不浸润另一个墙。这种状态可称为部分浸润状态。轨迹 c 相应于流体不浸润任何一个墙的状态, 称为完全不浸润状态, 而轨迹 d 相应于完全浸润状态。在这里, 由于 $H \rightarrow \infty$, 故 F 的最小值完全由 S_0 的最小值决定, 因此 c 与 d 都相应于较高的自由能, 系统应当处于部分浸润状态。在有限 H 的情况下, 状态将有可能发生变化。这将在下一节讨论。

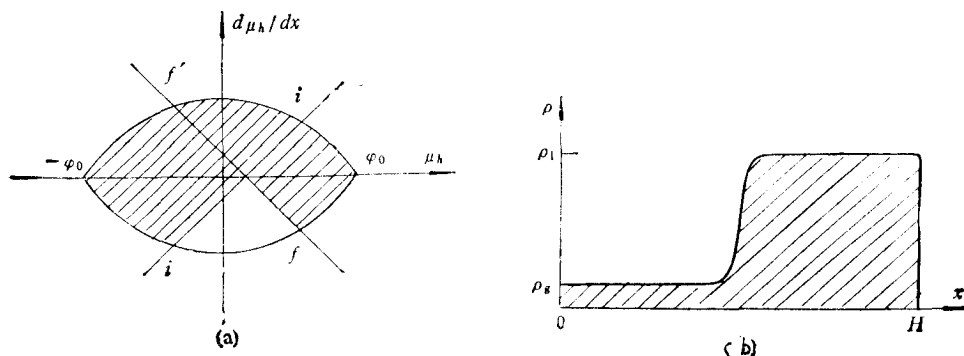


图 4

3. 完全不浸润状态

当 $\varepsilon < -\varepsilon_0$ 时, 系统的平衡态是完全不浸润状态, 见图 5。

以上的讨论说明, 在 $H \rightarrow \infty$ 的条件下

$$\begin{aligned}
 &\text{当 } \varepsilon < -\varepsilon_0 \text{ 时} && \text{完全不浸润} \\
 &\text{当 } -\varepsilon_0 < \varepsilon < \varepsilon_0 \text{ 时} && \text{部分浸润} \\
 &\text{当 } \varepsilon > \varepsilon_0 \text{ 时} && \text{完全浸润}
 \end{aligned} \tag{30}$$

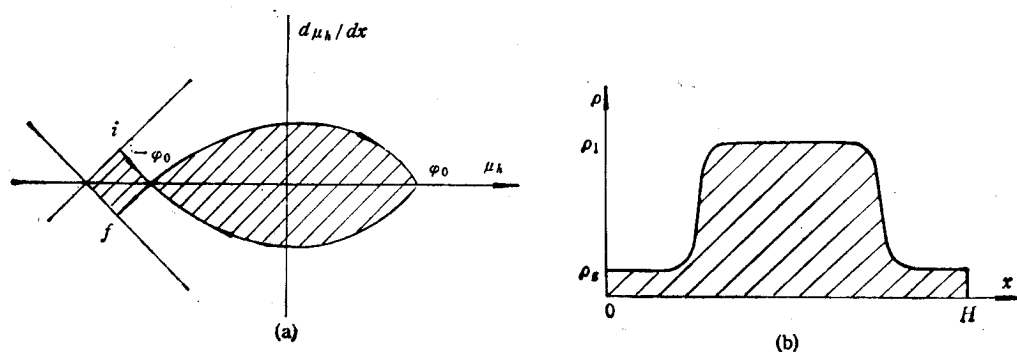


图 5

不难从图 3 至图 5 中直观地得到 S_0 随 ε 变化的大致情况。图 6 中部的曲线表示部分浸润状态下 S_0 的变化, 而 $\varepsilon = \varepsilon_0$ 和 $\varepsilon = -\varepsilon_0$ 附近的 U 形曲线分别表示完全浸润和完全不浸润状态下的 S_0 。仔细的计算给出, 在 $\varepsilon = \varepsilon_0$ 附近, 完全浸润状态下

$$S_0(\varepsilon) - S_0(\varepsilon_0) = \frac{4\lambda}{1+\lambda} (\varepsilon - \varepsilon_0)^2, \quad (31)$$

而部分浸润状态下则有

$$S_0(\varepsilon) - S_0(\varepsilon_0) = -\frac{4\lambda^2}{1-\lambda^2} (\varepsilon - \varepsilon_0)^2 \quad \varepsilon < \varepsilon_0. \quad (32)$$

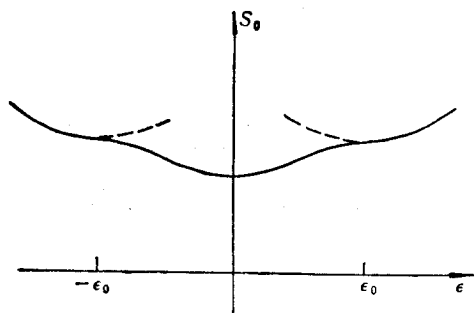


图 6

在 $\varepsilon = -\varepsilon_0$ 附近有类似的结果。由此容易知道, 自由能在 $\varepsilon = \pm \varepsilon_0$ 处有连续的一阶偏导数和不连续的二阶偏导数, 因此 $H \rightarrow \infty$ 时系统发生的浸润相变是二级相变。

四、有限空间中的一级相变

对有限的 H 值, C 和 m 都可能不再是零, 它们的值应当由 (16) 和 (17) 式确定。为解出 C 和 m 的值, 有必要作某种近似。

首先, 当 m 由零稍有改变时, φ_g , φ_l 和 λ 都将有 $O(m)$ 级别的变化。计算表明它们不影响计算结果的支配项, 因此忽略这些变化。其次, 由 $\partial p / \partial \mu = \rho$ 可以得到

$$\Delta p = \rho_g \cdot m + O(m^2), \quad (33)$$

利用 (33) 式可以把 (24) 式写成

$$S_1 = \int_H^\infty [C - \alpha(n - \rho_g)m] dH. \quad (34)$$

最后, 注意到 $m \neq 0$ 时 $V(\varphi_g) \neq V(\varphi_l)$ 。当选定 $V(\varphi_g) = 0$ 后, 就有

$$V(\varphi_l) = 2m\varphi_0 + O(m^2). \quad (35)$$

现在来讨论体积积分(16)式. 在 H 很大时, C 和 m 都很小,故积分的主要贡献来自 $V(\mu_h)$ 的极大点附近. 例如,在极大点 φ_g 附近

$$V \approx V_0 - \frac{\lambda^2}{2} (\mu_h - \varphi_g)^2. \quad (36)$$

其中 $V_0 = 0$. 设 $\varphi_g < \mu_h(b) < \mu_h(a)$, $C = V(\mu_h(b)) < V_0$ (如图7所示), 则

$$-2(C - V_0) = \lambda^2 [\mu_h(b) - \varphi_g]^2.$$

因此积分

$$I = \int_{\mu_h(b)}^{\mu_h(a)} \frac{d\mu_h}{\sqrt{2(C - V)}} \simeq \frac{1}{\lambda} \ln \frac{\sqrt{2(C - V_0) + \lambda^2 h^2} + \lambda h}{\sqrt{2|C - V_0|}}. \quad (37)$$

其中

$$h = \mu_h(a) - \varphi_g. \quad (38)$$

(37)式也适用于 $C > V_0$ 的情况, 这时 $\mu_h(b) = \varphi_g$, 见图8. 由于本文引用(37)式时, C 和 m 总是比 h^2 更高级的小量, 故(37)式可以简化为

$$I \simeq \frac{1}{\lambda} \ln \frac{\sqrt{2\lambda h}}{\sqrt{|C - V_0|}}. \quad (39)$$

以上结果在液态点附近也可适用. 在计算体积积分(16)式时, 我们将对 $\mu_h < 0$ 和 $\mu_h > 0$ 的情况分别在气态点和液态点附近使用这些近似式.

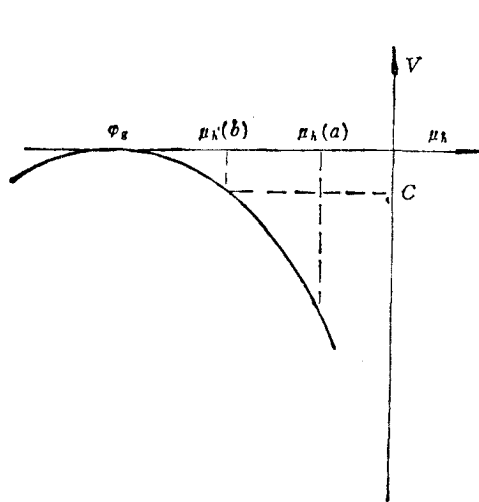


图 7

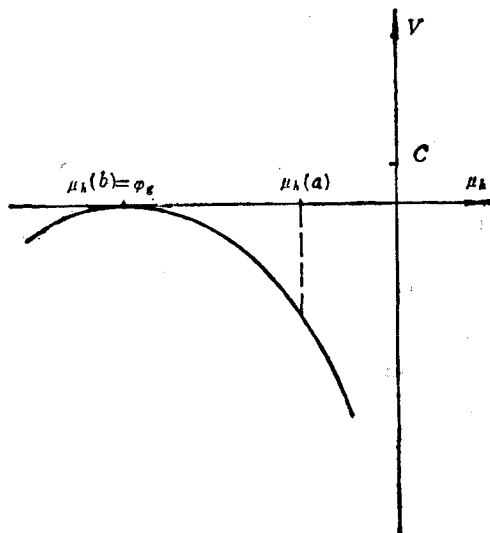


图 8

关于粒子数积分(17)式, 亦由于主要贡献来自气态点和液态点附近, 故可认为

$$\rho = \begin{cases} \rho_g & \text{当 } \mu_h < 0 \text{ 时;} \\ \rho_l & \text{当 } \mu_h > 0 \text{ 时.} \end{cases} \quad (40)$$

对体积积分和粒子数积分做了以上近似处理之后, 就可以讨论 H 有限情况下的浸润相变.

1. 完全浸润状态

由于积分路径上下对称(见图9), 故只须写出体积积分在图中所示三段轨迹上的表达式:

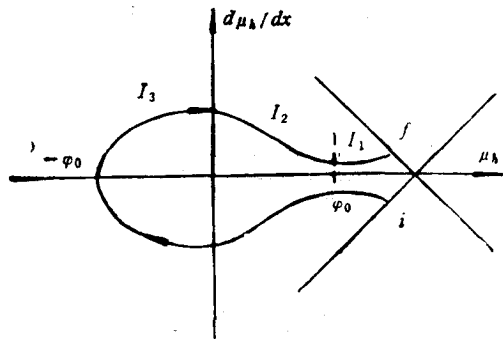


图 9

$$I_1 = \int_{\varphi_0}^{\mu_h(0)} \frac{d\mu_h}{\sqrt{2(C-V)}} \approx \frac{1}{\lambda} \ln \frac{\sqrt{2} \lambda h}{\sqrt{C-2m\varphi_0}}, \quad (41)$$

$$I_2 = \int_0^{\varphi_0} \frac{d\mu_h}{\sqrt{2(C-V)}} \approx \frac{1}{\lambda} \ln \frac{\sqrt{2} \lambda \varphi_0}{\sqrt{C-2m\varphi_0}}, \quad (42)$$

$$I_3 = \int_{-\varphi_0}^0 \frac{d\mu_h}{\sqrt{2(C-V)}} \approx \frac{1}{\lambda} \ln \frac{\sqrt{2} \lambda \varphi_0}{\sqrt{-C}}. \quad (43)$$

其中

$$h = \mu_h(0) - \varphi_0. \quad (44)$$

利用上面的表达式和(40)式, 可以把体积积分和粒子数积分写成

$$\begin{aligned} 2(I_1 + I_2 + I_3) &= H, \\ 2(I_1 + I_2)\rho_l + 2I_3\rho_g &= nH. \end{aligned}$$

由此可以求得

$$I_1 + I_2 = k_1 H, \quad I_3 = k_2 H. \quad (45)$$

其中

$$k_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{n - \rho_g}{\rho_l - \rho_g}, \quad k_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho_l - n}{\rho_l - \rho_g}, \quad k_1 + k_2 = \frac{1}{2}. \quad (46)$$

由于 n 明显地区别于 ρ_g 和 ρ_l , 故 k_1 和 k_2 都明显地区别于零. 将(41), (42), (43)各式代入(45)式中, 可以解得

$$C = 0, \quad m = -\lambda^2 h \delta_1. \quad (47)$$

这里及以下的计算中都略去 δ_1^2, δ_2^2 及 $\delta_1 \delta_2$ 级别的量, 其中 $\delta_i = \exp(-\lambda k_i H)$, $i = 1, 2$. 可以验证(47)式对于 $h < 0$ 的情况也正确. 注意到在(36)式那样的近似下, 有

$$C = V_0 - \frac{\lambda^2}{2} [\mu_h(0) - \varphi_0]^2 + \frac{1}{2} [d\mu_h(0)/dx]^2,$$

再利用边界条件(13)式, 就可得到

$$h = \frac{2}{1 + \lambda} (\varepsilon - \varepsilon_0). \quad (48)$$

将(47)和(48)式代入(34)式, 就有

$$S_1 = -\frac{8\lambda}{1+\lambda} \varphi_0(\varepsilon - \varepsilon_0)\delta_1. \quad (49)$$

2. 部分浸润状态

用完全类似的方法, 可得

$$S_1 = 0 \quad (50)$$

3. 完全不浸润状态

与(49)式相对应, 有

$$S_1 = -\frac{8\lambda}{1+\lambda} \varphi_0(\varepsilon + \varepsilon_0)\delta_2. \quad (51)$$

综合(49), (50)和(51)式的结果, 示出 $S_0 + S_1$ 的图象(见图 10), 将与图 6 有所不同. 不难求得, 发生相变的 ε 值向原点靠拢, 在

$$\begin{aligned} \varepsilon'_0 &= \varepsilon_0 - 2(1-\lambda)\varphi_0\delta_1, \\ \varepsilon''_0 &= -\varepsilon_0 + 2(1-\lambda)\varphi_0\delta_2. \end{aligned} \quad (52)$$

也就是说

$$\begin{aligned} \text{当 } \varepsilon < \varepsilon''_0 \text{ 时} & \quad \text{完全不浸润;} \\ \text{当 } \varepsilon''_0 < \varepsilon < \varepsilon'_0 \text{ 时} & \quad \text{部分浸润;} \\ \text{当 } \varepsilon > \varepsilon'_0 \text{ 时} & \quad \text{完全浸润.} \end{aligned} \quad (53)$$

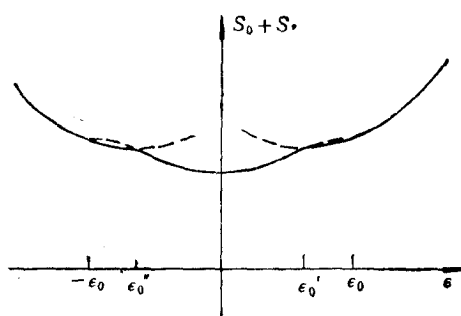


图 10

很明显地 F 的一阶偏导数在相变点不连续, 因此发生的浸润相变是一级相变.

五、结 语

1. 两平行墙之间开放系统的浸润相变已有讨论^[13]. 本文的结果表明, 封闭系统与开放系统中的浸润相变现象有许多不同之处. 同时, 封闭系统的理论分析显得更加困难.

2. 用 Monte-Carlo 方法讨论具有长程相互作用的流体浸润现象^[12], 所得结果与本文定性一致. 这说明 Sullivan 模型在浸润相变的讨论中是有典型意义的.

3. 本文方法的优点是可以做解析讨论. 但如何讨论 H 较小的系统, 则仍是一个难题.

本课题得到国家教育委员会博士点基金的资助.

- [1] P. C. Hemmer and J. L. Lebowitz, in "Phase Transitions and Critical Phenomena", Vol. 5B, C. Domb and M. S. Green eds., (Academic Press, London, 1976).
- [2] E. H. Hauge, in "Fundamental Problems in Statistical Mechanics", Vol. VI, edited by E. G. D. Cohen, (North-Holland, Amsterdam, 1985).
- [3] S. Dietrich, Wetting Phenomena, in "Phase Transitions and Critical Phenomena", Vol. 12, C. Domb and J. Lebowitz eds., (Academic Press, London, 1988).

- [4] D. E. Sullivan, *Phys. Rev.*, **B20** (1979), 3991.
- [5] D. E. Sullivan, *Phys. Rev.*, **A25** (1982), 1669.
- [6] T. Aukrust and E. H. Hauge, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 1814.
- [7] T. Aukrust and E. H. Hauge, *Physica*, **A141** (1987), 427.
- [8] E. J. Ding and E. H. Hauge, *Physica*, **A143** (1987), 54.
- [9] E. J. Ding and E. H. Hauge, *Physica*, **A155** (1989), 189.
- [10] 丁鄂江, *物理学报*, **39**(1990), 591.
- [11] M. R. Moldover and J. W. Cahn, *Science*, **207** (1980), 1073.
- [12] J. H. Sikkenk *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987), 98.
- [13] R. Evans, U. Marini Bettolo Marconi, and P. Tarazona, *J. Chem. Phys.*, **84** (1986), 2376.

WETTING TRANSITION IN A CLOSED SYSTEM

DING E-JIANG

Institute of Low-Energy Nuclear Physics, Beijing Normal University, Beijing, 100875

(Received 18 December 1989)

ABSTRACT

The wetting transition in a closed system between two parallel walls with fixed temperature, volume and number of particles is discussed. It is shown that a closed system is different in wetting aspect from an open system. The conclusion in agreement with the investigation via Monte-Carlo techniques is obtained analytically.

PACC: 6845; 6470