

激光辐照下耗散系统的双稳性临界点的 二级相变特征*

欧发 吴福根

(华南理工大学应用物理系, 广州 510641)

提要 用平衡相变的 Landau 平均场理论, 分别考察了两个在相干光驱动下的耗散系统(即化学反应系统和 Josephson 结)中的光学双稳性及其临界现象。揭示了作为类一级相变终止点的双稳性转变点具有二级相变的特征。同时也揭示了这两个物理内容完全不同的系统在该临界点附近的共性。

关键词 光学双稳性, 耗散系统, 二级相变

涉及光学及其他耗散系统双稳性的相变问题一直吸引人们的注意^[1~8]。但存在一种倾向, 只看到它与平衡热力学的一级(不连续)相变的相似性, 而忽略对有、无双稳性的临界现象的研究^[1~4]。一般只有当某种控制参量 C 超过(或低于)某一临界值 C_K 时, 系统才有双稳性, 而 $C < C_K$ (或 $C > C_K$) 时, 则无。后者可谓高对称“相”, 前者则为低对称相。我们发现, 光双稳系统中这两相的转变和作为二级相变的顺磁性与铁磁性之间的转变非常相似。现选择光学与其他领域交叉的两事例: 光化反应和 Josephson 结的光生伏特效应, 作进一步讨论。主要工作是用文献[5~8]中形成的方法与步骤, 阐明上述两事例的双稳性转变点可纳入 Landau 二级相变理论模式^[9]。激光系统的阈行为正是以这个模式为准则被确认为二级相变的^[10]。由于该转变点也就是一级相变的终止点, 我们的理论也将包括一级相变的行为。

1 A \rightleftharpoons B 类型的光化学反应^[11,12]

具体地是指在激光辐照下的如下反应



反应在密闭的容器中进行, 正向为吸热反应, 辐照光波长 488 nm, 主要为 NO_2 所吸收, 但光能最终通过各种光化学弛豫过程转变为热。设反应率 k_i 按照 Arrhenius 关系依赖于反应系统的温度 T

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1994年7月14日; 收到修改稿日期: 1995年4月17日

$$k_i(T) = k_i^0 \exp\left(-\frac{E_i}{T}\right) \quad i = 1, 2 \quad (2)$$

E_i 为活化能, 以气体普适常数为单位, 又令 A 为反应开始时 N_2O_4 的 mol 浓度, X 为某一瞬时 NO_2 的 mol 浓度, 系统的反应动力学将由以下非线性耦合方程组来描述

$$\frac{dX}{dt} = 2k_1(T)\left(A - \frac{X}{2}\right) - 2k_2(T)X^2 \quad (3)$$

$$\frac{dT}{dt} = \alpha fX - \beta(T - C) - \lambda\left(\frac{dX}{dt}\right) \quad (\alpha = \beta/2A) \quad (4)$$

(3)式来自质量作用定律。(4)式之右, 第一项是由于 NO_2 吸收光能而引起的温升, 与其浓度 X 及入射光强 f 成正比; 中间项代表系统向其热库(环境)散热的冷却效应, 其中 C 为环境温度参量; 第三项则为正向吸热反应导致的温度下降。

1.1 临界点与相变

人们首先 (Nitzan 与 Ross, 1973) 从理论上预言了上述反应模式的多重态及滞回性^[11a]。以后 (Creel 与 Ross, 1976) 则对方程组 (3) 与 (4) 的静态作了数值模拟^[11b], 得到在不同环境温度 C (控制参数) 下的 NO_2 浓度 X 对入射光强 f 的曲线族。并定出双稳性的临界环境温度 $C_k = 240$ K, 高于此临界值, 双稳性就消失。同时他们的实验研究结果不但证实了最初的预见, 而且取得与理论上的数值模拟在定性上的一致。有双稳时, 在 X 对 f 曲线上(亦即图 1 上的 x 对 f 曲线, $x = X/2A$) 低支的上跳阈点 $f_{\uparrow}(K_{\uparrow})$ 与高支的下跳阈点 $f_{\downarrow}(K_{\downarrow})$ 的斜率 df/dX 均为零

$$\left(\frac{df}{dX}\right)_{f=f_{\uparrow}} = 0, \quad \left(\frac{df}{dX}\right)_{f=f_{\downarrow}} = 0, \quad (f_{\uparrow} \neq f_{\downarrow}) \quad (5)$$

到了 $C = C_k$ 时, 这两个阈点汇合成一个点 ($f_{\uparrow} = f_{\downarrow} = f_k$), 这个点成为 $X \sim f$ 曲线上的拐点 (K)

$$\left(\frac{d^2f}{dX^2}\right)_{C=C_k, f=f_k} = 0 \quad (6)$$

到了上(下)跳阈点系统自发地由低支(高支)向高支(低支)跃迁, 故这两个阈点意味的是一级(不连续)相变。而(6)式所示的拐点正是最初我们提到作为二级相变点的双稳性转变点。以后会证明上、下跳点和双稳性转变点(拐点)均符合临界点的定义^[13]。如果能知道代表系统动力学行为的势函数 G , 就可以比较方便地给临界点下带有普遍性的定义。势 G 也正是确立双稳性相变的平均场 (Landau) 理论所必需的。

1.2 绝热近似 (Adiabatic approximation)

两个变量 x_1 与 x_2 的耦合方程组存在势 G 须具备以下可积条件

$$\frac{\partial}{\partial x_2}\left(\frac{dx_1}{dt}\right) = \frac{\partial}{\partial x_1}\left(\frac{dx_2}{dt}\right) = \frac{\partial^2 G}{\partial x_1 \partial x_2} \quad (7)$$

显然, 方程组 (3) 与 (4) 并不能满足这个条件, 所幸有浸渐近似, 它是研究临界点附近行为的一个很有效的方法^[13]。这种方法利用两个独立变量变化快慢的不同, 在相当长时间以后, 可近似认为快变量能够及时地随慢变量的变化而变化, 从而只留下一个慢变量的变率方程。在本事例中, 可以设想系统温度 T 的弛豫过程要比 NO_2 的浓度 X 变化慢得多。当浓度 X 已接近于静态, 即 $dX/dt \simeq 0$, 而温度 T 的变化仍很显著, 相应此时方程 (4) 与 (3) 分别可近似表达成

$$\frac{dT}{d\tau} = fx - (T - C), \quad [\tau = \beta t, x = X/2A] \quad (8)$$

$$2k_1(T)(A - X/2) - 2k_2(T)X^2 = 0 \quad (9)$$

利用(2)式并用标度值 x 取代 X , 由(9)式得

$$T = \frac{h}{\ln[\alpha(1-x^2)/x^2]}, \quad \alpha = \frac{k_1^0}{4Ak_2^0}, \quad h = E_1 - E_2 \quad (10)$$

1.3 势 G 的引入与稳定性分析

由于 $dT/d\tau = -\partial G/\partial T$, 据(8)式导出势 G

$$G = \frac{T^2(x)}{2} - CT(x) - f \int x dT, \quad \int x dT = \int x \left(\frac{dT}{dx} \right) dx \quad (11)$$

其中

$$\frac{dT}{dx} = \frac{T^2}{h} \left(\frac{2}{x} + \frac{1}{1-x} \right) \quad (0 < x < 1) \quad (12)$$

当系统完全达到静态, ($dT/d\tau = 0$), (8)式变成

$$fx - (T - C) = -\partial G/\partial T = 0, \quad \text{即 } T = fx + C \quad (13)$$

请注意(10)与(13)这两个 T 与 x 的关系式的区别:前者是浸渐近似的结果,后者是系统真正的静态方程,从中消去 T ,就有

$$(fx + C) \ln[\alpha(1-x^2)/x^2] = h \quad (14)$$

由此可得如图 1 所示, $C > C_k$, $C = C_k$ 和 $C < C_k$ 三种有代表性的控制参量取值的 x 对 f 静态曲线。其中曲线的大致走向,正是参考文献[11b]数值模拟的结果。静态时 f 对 x 的各阶导数,据(13)式,和 T 对 x 的导数有如下关系

$$\frac{d^n T}{dx^n} = x \frac{d^n f}{dx^n} + n \frac{d^{n-1} f}{dx^{n-1}}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (15)$$

由(15)得在静态时势 G 对 x 导数的关系式如下

$$(a) \quad \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} = x \frac{dT}{dx} \frac{df}{dx}; \quad (b) \quad \frac{\partial^3 G}{\partial x^3} = \left(3 \frac{dT}{dx} - 2f \right) \left(x \frac{d^2 f}{dx^2} + 2 \frac{df}{dx} \right) \quad (16)$$

一般静态($\partial G/\partial x = 0$)稳定的必要条件是^[6]

$$\partial^2 G/\partial x^2 > 0 \quad (17)$$

$$\partial^2 G/\partial x^2 = 0 \text{ 的静态定义为临界点}^{[6,13]} \quad (18)$$

临界点稳定的必要条件有两个^[6,9]

$$(a) \quad \frac{\partial^3 G}{\partial x^3} = 0; \quad (b) \quad \frac{\partial^4 G}{\partial x^4} > 0 \quad (19)$$

这样一来,(16)式就说明:(1)高、低支阈点 K_+ 与 K_- ($df/dx = 0$)符合临界点的定义,但因 $d^2 f/dx^2 \neq 0$,相应 $\partial^3 G/\partial x^3 \neq 0$,故不稳,从而发生上跳高支或下跳低支的不连续相变;(2)拐点 K ($df/dx = 0, d^2 f/dx^2 = 0$)临界点的 $(\partial^3 G/\partial x^3)_K = 0$,并且不难证明, $(\partial^4 G/\partial x^4)_K > 0$,因而 K 点是稳定的;(3)斜率 df/dx 为正的高支与低支是稳定的〔这里考虑到(16a)中的 x 与由(12)式表达的 dT/dx 均恒大于零〕,而斜率为负的中间一支是不稳的,故在图 1 上特别用虚线来提示它的不稳定性。以上结论基于斜率恒与 $\partial^2 G/\partial x^2$ 同号,但这并不适用于所有类型的双稳曲线^[8]。

应当指出,势 G 的引入是有其统计力学基础的。可以证明,存在与运动方程(8)相对应的 Fokker-Planck 方程,其统计分布 P 的静态解取决于 G ^[13]

$$P \sim \exp[-G(x)/q], \quad q = \text{涨落常数} \quad (20)$$

可见, $G(x)$ 取极小时的静态,几率分布 P 取极大,因而是稳定的或是亚稳的。在图 1 的双稳曲线

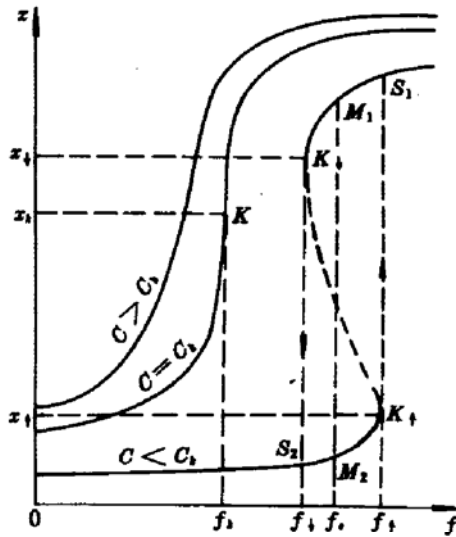


Fig. 1 Curves of concentration x vs driving parameter f . The dash line between threshold points K_+ and K_- of the curve with the controlling parameter $C < C_K$ represents unstable steady states, whereas the solid curves (including $C > C_K$) represent stable steady states. K is the inflection point of the curve with $C = C_K$ which represents a second-order-like transition

上,对应 $f = f_1$ 的高支上 M_1 与低支上 M_2 点具有等几率。高(低)支上 $M_1(M_2)$ 之左(右)的一段 $\overline{M_1 K_+}(\overline{M_2 K_-})$ 是亚稳的,但阈点 $K_+(K_-)$ 为完全不稳。

1.4 在拐点临界点附近的展开

将本事例的双稳性临界现象纳入相变的平均场理论模式的最后一个步骤是将势 G 在拐点临界点 $K(C = C_K, x = x_K)$ 附近展开($p = x - x_K$)

$$G(x) = \sum_{n=0} a_n p^n,$$

$$a_n = \frac{1}{n!} \left(\frac{\partial G}{\partial x^n} \right)_{x=x_K},$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

(21)

这里的 p 是 x 对其临界值 x_K 的(微小)偏离,也正是我们相变理论中所定义的序参量^[5]。为了描述双稳性的有关临界现象及稳定性分析的需要,在 p 的幂级数中保留到 p 的 4 次方项已足够。在拐点临界点 K 附近($T - C - fx$)($= \partial G / \partial T = -\partial T / \partial$

τ), df/dx 及 d^2f/dx^2 都是接近于零的微小量。以后在 $a_1 = (\partial G / \partial x)_{x=x_K}$ 与 $a_2 = \frac{1}{2} (\partial^2 G / \partial x^2)_{x=x_K}$ 的表达式中,分别只需保留 $[T(x_K) - C - fx_K]$ 与 $(df/dx)_{x=x_K}$ 的一次项,而在微小偏离 $p = x - x_K$ 的 3 次与 4 次项的系数 $a_3 = \frac{1}{3!} (\partial^3 G / \partial x^3)_{x=x_K}$ 与 $a_4 = \frac{1}{4!} (\partial^4 G / \partial x^4)_{x=x_K}$ 中这样的微小量的一次项也可略去。据此近似原则计算诸系数 $\{a_n\}$ ($n = 0, 1, 2, 3, 4$) 如下[参见(11)~(16)式]:

$$a_1 = \left(\frac{\partial G}{\partial x} \right)_{x=x_K} = -H, \quad H \equiv (f - f_{op})x_K \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=x_K}, \quad f_{op} = \frac{T(x_K) - C}{x_K}; \quad (22)$$

(22) 式定义的 H 将在势函数 G 中取代驱动力 f 这个参量,正如用参量 $p = x - x_K$ 取代变量 x 一样。我们称 H 为与序参量 p 共轭的等效外场^[5]。若以 p 与铁磁体磁化强度相类比,则 H 与外磁场相当;

$$a_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} \right)_{x=x_K} = \frac{1}{2} at, \quad t = \frac{C}{C_K} - 1, \quad C_K = T(x_K) - x_K \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=x_K} \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array} \right\} \quad (23)$$

$$a = C_K \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=x_K} / x_K > 0$$

$$a_3 = \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 G}{\partial x^3} \right)_{x=x_K} \simeq 0; \quad \left[\text{即} \left(\frac{\partial^3 G}{\partial x^3} \right)_{x=x_K} \simeq \left(\frac{\partial^3 G}{\partial x^3} \right)_{x=x_K, C=C_K} = 0 \right] \quad (24)$$

$$a_4 = \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^4 G}{\partial x^4} \right)_{x=x_K} = \frac{b}{4}, \quad b = \frac{T(x_K) - C_K}{3! x_K} \left(\frac{d^3 T}{dx^3} \right)_{x=x_K} > 0 \quad (25)$$

这里 $(\partial^4 G / \partial x^4)_{x=x_K}$ 也是近似取 $(\partial^4 G / \partial x^4)_{x=x_K, C=C_K}$ 的数值。据(10), (12) 式可以证明, $(d^3 T / dx^3)_{x=x_K} > 0$, 即 $b > 0$, 最后得

$$G = a_0 - Hp + \frac{1}{2}atp^2 + \frac{b}{4}p^4, \quad (t = \frac{C}{C_K} - 1), \quad a_0 = G(x_K) \quad (26)$$

这正是平均场理论描述与二级相变有关的临界现象的标准形式。不过最初 Landau 相变理论中,规定 $p = 0$ 与 $p \neq 0$ 代表具有不同对称性的两相,相应要求序参量 p 的一次项为零,即 $H \equiv 0^{[9]}$ 。然而,现在看来,要描述系统在外界驱动下的双稳性, p 的一次项系数 H 就成为必要。(26) 式给出静态方程与临界点方程 ($\partial G/\partial p^2 = 0$)

$$H = atp + bp^3 \text{ 与 } dH/dp = at + 3bp^2 = 0 \quad (27)$$

由此解得上、下跳阈值 (H_+, p_+) 与 (H_-, p_-)

$$p_{\pm} = \left(-\frac{a}{3b}t\right)^{1/2} = -p_{\mp}, \quad H_{\pm} = 2b\left(-\frac{a}{3b}t\right)^{3/2} = -H_{\mp} \quad (28)$$

在 H 轴上 H_+ 与 H_- 之间, $H = 0$ [这实际上意味着将 f 偏置在 $f = f_0$, 参见 (22) 式中 H 的定义式] 这一点也很重要,在该点 (a) 双稳曲线高、低支的势 G 相等,它对应图 1 f 轴上的等几率点 f_+ ; 相当于平衡热力学一级相变的两相共存点 [参见 (29) 式 (b)]; (b) $H = 0$ 的静态方程有两种解

$$(a) \quad p = 0; \quad (b) \quad p = \pm \sqrt{-\frac{a}{b}t} \quad (29)$$

以上 $p = 0$ 与 $p \neq 0$ 的解将和 Landau 最初赋予序参量的使命一样,代表两种破的对称性。 $p = 0$ 与 $p \neq 0$ 之间的转变正代表连续相变(二级相变)。又据稳定性判据 ($\partial^2 G/\partial p^2 > 0$ 为稳定)可知:

(1) 当 $t > 0 (C > C_K)$, $p \neq 0$ 的解为虚数,故只存在 $p = 0$ 的解,且为稳定。 $p = 0$ 代表高对称,无双稳;

(2) 当 $t = 0 (C = C_K)$, $p = 0$ 的解是临界稳定的 [$(\partial^3 G/\partial x^3)_{p=0} = 0$, $(\partial^4 G/\partial x^4)_{p=0} = 6b > 0$];

(3) 当 $t < 0 (C < C_K)$, $p = 0$ 的解是不稳定的,而 $p = \pm \sqrt{-(a/b)t}$ 的解是稳定的,代表双稳性 - 低对称。

2 Josephson 结的光生电压

Agarwal 与 Shenoy 从理论上证明,在相干光辐照下的 Josephson 结所产生的电压(可称为一种光生伏打效应)具有双稳性^[10,14]。他们强调研究该系统的双稳性对理解非平衡相变的重要意义。但也是只看到双稳性的一级相变这一面,从未涉及二级相变的问题。综合各种相互作用,建立了量子运动方程组。然后又通过包括浸渐近似在内的若干近似步骤,确立了相应的 Fokker-Planck 方程并有如(20)式所示形式的静态解,最后他们得到包含在其中的热函数 G ,具有如下形式

$$G(x) = G(1) + \frac{1}{2}(x^2 - 1) - f(x - 1) + C \tan^{-1} 2Q(x - 1) \quad (30)$$

其中 x , f 与 C 依次代表根据系统各种常数来标度的电压、入射光强与负载电阻。 Q 为氧化层与两侧超导体形成的谐振腔的品质因子。现在我们要证明,这个势函数 G 在双稳性的转变点临界点附近,同样具有相变平均场理论那样的模式。首先据(30)式不难解得在该点作为光生电压 x 的取值 x_K 与作为控制参量(负载电阻) C 的临界值 C_K

$$x_K = 1 + (2\sqrt{3}Q)^{-1}, \quad C_K = 2(3\sqrt{3}Q^2)^{-1} \quad (31)$$

以及序参量 $p = x - x_K$ 的各阶展开系数

$$a_1 = \left(\frac{\partial G}{\partial x}\right)_{x=x_K} = -(f - f_{op}) = -H, \quad f_{op} = x_K + \frac{2QC}{1 + 4Q^2(x_K - 1)^2}; \quad (32)$$

$$a_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial x^2}\right)_{x=x_K} = \frac{t}{2}, \quad t = 1 - \frac{C}{C_K}, \quad C_K = 2(3\sqrt{3}Q^2)^{-1}; \quad (33)$$

$$a_3 = \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 G}{\partial x^3}\right)_{x=x_K} = 8CQ^3 \frac{12Q^2(x_K - 1)^2 - 1}{3[1 + 4Q^2(x_K - 1)^2]^3} = 0; \quad (34)$$

$$a_4 = \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^4 G}{\partial x^4}\right)_{x=x_K} = \frac{3}{4}Q^2 = \frac{b}{4} \quad (\text{其中 } C \text{ 近似取作 } C_K) \quad (35)$$

最后有

$$G = a_0 - Hp + \frac{1}{2}tp^2 + \frac{b}{4}p^4, \quad t = 1 - \frac{C}{C_K}, \quad a_0 = G(x_K) \quad (36)$$

将(36)式与(26)式比较,包括各自展开系数 $\{a_n\}$ 表达式的比较,可见两者完全相似。因此,在前一事例中,根据拐点临界点附近势函数 G 所得一切计算结果以及有关相变,特别是二级相变的讨论,同样适用于本事例。

以上讨论的两个事例,虽然同是相干光驱动下耗散系统的双稳性,但两者的物理内容以及各自的运动方程(组)均迥然不同,然而,两者在双稳性转变点(临界点)附近,由各自的势 G 反映出的动力学行为都是相似的。这正是平均场理论所揭示的临界现象与相变规律的共性或普遍性。

3 后 记

3.1 代表有无双稳这一转变的临界点 K (拐点)是客观存在,上述光化反应事例已在实验上确切地测出临界环境温度 C_K 为 $240\text{ K}^{[11,12]}$,说明了它的可观测性。数值计算的结果(Gronchi, Benza, Lugiato等, 1981)^[15,3]表明,等几率点 f_c [$f = f_c$; $C(x_{M_1}) = G(x_{M_2})$, 参见图1及其说明]附近(文献[3]称之为“transition region”)的涨落出现急剧的(drastic)增长。而 $\lim_{C \rightarrow C_K} f_c(f_+, f_-) = f_K$ ($C \rightarrow C_K$ 指从存在双稳性的 C 向 C_K 趋近),因此,可以预期在临界点 K 附近也会有异常的涨落。

3.2 K 点正是 $f_c \sim C$ (以及 $f_+ \sim C$ 与 $f_- \sim C$)曲线-类一级相变线的终止点^[5],通过对多种事例(包括本文的两事例)的具体分析,证明该临界点可纳入平衡二级相变的平均场理论框架,即具有二级相变共性。以1869年Andrews发现临界点为开端的平衡相变研究历史表明:人们主要注意力集中在一级相变的终止点(包括铁磁性的居里点,铁磁性本身也是一种双稳性),并非一级相变本身^[9,11]。我们感到,非平衡系统的类一级相变的临界点 K 同样有引人入胜的问题。看来,这方面的研究还处在萌芽阶段,有待实验上与理论上的进一步探索。

参 考 文 献

- (a) D. F. Walls, P. D. Drummond, K. J. McNeil. Bistable systems in nonlinear optics (p. 51); (b) G. S. Agarwall, S. R. Shenoy. Bistability in irradiated Josephson junction (p. 85); (c) R. Graham, A. Schenzle. Dispersive optical bistability with fluctuations (p. 293); (d) C. M. Bowden. Optical bistability based upon atomic

- correlations in a small volume (p. 405); (e) C. R. Will. Complex order parameter in quantum optics first-order phase transition analogies (p. 431). In *Optical Bistability*, Eds. C. M. Bowden *et al.*. Plenum Press, New York, 1981
- 2 P. H. Richter, I. Procaccia, J. Ross. Chemical instabilities. *Adv. Chem. Phys.*, 1980, **43**:217
 - 3 L. A. Lugiato, in *Progress in Optics XXI*, Ed. E. Wolf. Theory of optical bistability. Elsevier Science Pub. 1984. **71**, 188
 - 4 李福利. 高等激光物理学. 合肥: 中国科技大学出版社, 1992. 543
 - 5 Fa Ou. Critical phenomena and phase transitions of optical bistability. *Phys. Rev.*, 1990, **A41**:3021
 - 6 欧 发. 光学耗散系统的准热力学模型及其在光学双稳性相变问题上的应用. *物理学报*, 1992, **41**:1222
 - 7 Fa Ou, Tingwan Wu, Changfu Luan. A phenomenological theory of phase transitions of the nonlinear dissipative systems in quantum optics. Proc. of Shanghai Inter. Symp. on Quantum. Optics, Eds. Yuzhu Wang *et al.*, *SPIE*, 1992, **1728**:117
 - 8 Fa Ou. A dynamical model for the increasing absorption optical bistability. *Z. Phys.*, 1992, **B88**:117
 - 9 L. A. Landau, E. M. Lifschitz. 统计物理学. 中译本, 北京: 人民教育出版社, 1964. 535
 - 10 H. Haken. Laser light dynamics, *Light*, Vol. 2, North-Holland, 1985. 309
 - 11 (a) A. Nitzan, J. Ross. Oscillations, multiple steady states and instability in illuminated systems. *J. Chem. Phys.*, 1973, **59**:241
(b) C. L. Creel, J. Ross. Multiple stationary states and hysteresis in chemical reaction. *J. Chem. Phys.*, 1976, **65**:3779
 - 12 李如生. 非平衡热力学和耗散结构. 北京: 清华大学出版社, 1986. 249, 257
 - 13 H. Haken, *Advanced Synergetics*, Springer-Verlag, Berlin, 1983. 46, 315, 194
 - 14 S. R. Shenoy, G. S. Agarwall. Radiation-induced bistability in Josephson. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **44**:1525
 - 15 M. Gronchi, V. Benza, L. A. Lugiato *et al.*. Analysis of self-pulsing in absorption optical bistability. *Phys. Rev.*, 1981, **A24**:1419
 - 16 于 淦, 郝柏林. 相变和临界现象. 北京: 科学出版社, 1984. 前言, 第一、第二章

Bistability in Irradiated Dissipative Systems and Its Second-order-like Transition Character

Ou Fa Wu Fugen

(Department of Applied Physics, South China University of Technology, Guangzhou 510641)

Abstract The critical phenomena of optical bistability in two dissipative systems, i. e. the chemical reaction system and the Josephson junction, both driven externally by coherent light field, are examined by Landau (mean field) theory of phase transition in equilibrium thermodynamics. It is revealed that the critical point of bistability as an end point of first-order-like transitions possesses the features of phase transition of second order. And the generality in the neighbourhood of this critical point of these two systems with very different physical contents is illustrated also.

Key words optical bistability, dissipative systems, phase transition of second order