

聚乙烯六方相*

李 鹏, 黄 锐*, 黄 海

(四川大学高分子材料系, 成都 610065)

摘要: 评述了聚乙烯六方相的研究历史和结论, 对其晶格结构、构象特征、热力学特性及形成原因, 以及在聚乙烯结晶, 尤其是形成伸直链晶体的过程中的动力学角色作了较详细的说明。

关键词: 聚乙烯; 六方相; 高压

1 六方相的提出

聚乙烯 (PE) 在通常条件下结晶形成正交结构 (orthorhombic structure, o相)。70年代初, Bassett、Yasuniwa 等^[1,2]在用高压 DTA 研究聚乙烯高压热行为时, 分别独立地发现原来只显示一个熔融吸热峰的样品, 在压力大于 300 MPa 时出现一个新的吸热峰, 并且在降温过程中表现出可逆性。据此, 他们推测 PE 在高压下可能有新的中间相态出现。随后, Bassett 等^[3,4]结合高压膨胀计的实验结果, 论证了将未知峰归属于新相态的自洽性: 首先, DTA 所反映的是样品整体的热特性, 而不是只记录部分样品的变化; 当未知峰出现时, 伴随有样品比容的变化, 而且两种现象都可逆; 新相比容、比熵均介于正交晶相和熔体之间, 其热力学函数满足 Clausius-Clapeyron 方程, 并且在相应的压力、温度区间表现出良好的稳定性; 将正交相的熔点 T_m 外推, 也如所期望地落在由高压 DTA 确定的两个相变温度 T_1 、 T_2 之间, 见图 1。很快, Bassett 等^[5]就用 X 衍射 (XRD) 进行了证实, 并推测新相为六方结构 (hexagonal structure, h相)。Yamamoto 等^[6]用改进的 X 衍射方法进一步肯定了六方相的论断, 同时指出, 虽然六方相中 c 轴方向不具备电子密度周期性, 类似于液晶结构, 但又与通常所指的向列型液晶结构不同^[7]。

2 六方相晶格结构

由 XRD 结果推算的六方相晶格参数为 $a = 0.846 \text{ nm}$, $b = 0.486 \text{ nm}$ ^[5]。由于 XRD 谱中只有 (hk0)

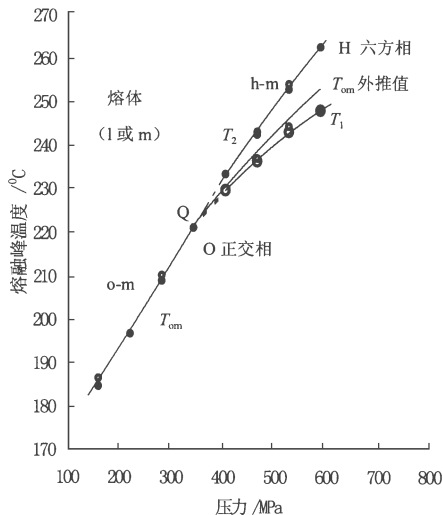


图 1 线形聚乙烯的相图 (分子量 50000)

基金项目: 国家自然科学基金重点项目 (29934070) 的部分文献工作;

作者简介: 李鹏 (1970—), 男, 博士研究生, 主要在聚合物的高压结晶过程、形态与结构方面开展工作; 对静高压实验设备、原位监测技术以及动高压在聚合物中的响应等有所了解。现在航天工业总公司第三研究院华创天元公司工作;

* 通讯联系人

的反射峰,六方相的 c 轴纤维周期 (fiber period, 即每个乙烯单元 $-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$ 在链轴方向所占的长度) 无法直接求出。由图 2 可知, 每根分子链垂直于 c 向所占的截面积, 在正交晶格中为 $ab/2 = 0.182\text{nm}^2$, 而六方相中为 0.206nm^2 , 增加了 13%; 从正交相 (o 相) 向六方相 (h 相) 转变时, 比容变化 $(\nu_h - \nu_o)/\nu_o = 8.9\%$, 因此可以推知 $c = 0.245\text{nm}^{[5]}$ 。后来 Yamamoto^[7] 根据 XRD 强度计算的 0.243nm 及 Monte Carlo 模拟结果都与之很接近。

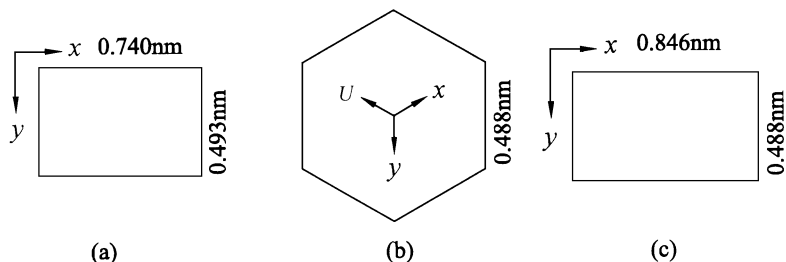


图 2 聚乙烯晶格结构

(a) 正交晶格; (b) 在六方坐标中的六方晶格; (c) 在正六方坐标中的六方晶格

3 分子链在六方相中的构象

Bassett^[5] 根据纤维周期推断 PE 在六方相中不可能以全反式构象存在, 也不可能形成均匀的螺旋结构。应当有少量旁式键存在, 才能满足纤维周期比正交相晶格参数 c (正交相 $c = 0.257\text{nm}$) 小的事实。Yamamoto^[7] 将六方相中单分子链作为一维晶格体系, 并把分子链的无序构象视为该体系中比 2λ 螺旋尺寸小的晶格。利用这种“缺陷晶格序列”与“完善晶格序列”在一条分子链上交互出现的模型, 统计计算六方相的衍射强度, 推算出缺陷序列在链状分子上的平均长度为 2 个亚单元长度 (两个亚甲基在轴向所占的长度), 是完善序列平均长度的二分之一。也就是说, 一条分子链上有 33% 的区段处于构象混乱状态 (图 3)。并且指出, 单分子链上无序区段偏离链轴的最大距离为 0.16nm 。虽然分子链的平均位置在横向上表现出长程有序特征, 但分子间的构象有序区只局限于 $0.4\text{nm} \sim 0.5\text{nm}$ 的范围内。所以, 六方相的无序性体现在两个方面, 一是链内构象的混乱, 二是链间排列的无序, 包括分子链的相对旋转和平移运动等。

D'Ilario 等^[8] 则认为存在一种均匀的聚乙烯双原子螺旋, 其内旋转角度接近 180° 。分子链在接近反式平面构象时进入一个宽广而平坦的势能极小区, 在此区间改变内旋角度对自由能没有明显影响。但是, Raman 光谱技术的发展基本上否认了这种设想。Nagata^[9] 报告了 PE 在 500MPa 下升温过程中 Raman 光谱的变化, 发现 h 相与熔体的谱线非常接近。Wunder 等^[10] 也报道了类似的结果, 认为熔体中反式键与旁式键之比随压力增加是由于压力可使中等分子量链烷烃熔体的有序性改善。Takana 与 Takemura^[11] 进一步指出, 熔体中反式构象浓度随压力升高是很有限的, h 相与熔体 Raman 光谱相似的主要原因是 h 相中旁式键浓度很高, 而不是熔体中反式构象浓度高。

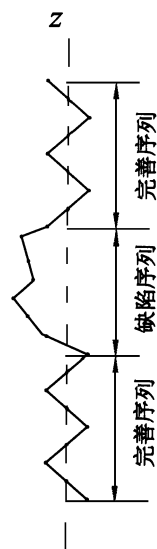


图 3 六方相中分子构象模型

并从分子构象角度肯定了“类液晶相”说法的合理成分。

4 六方相的性质

六方相的热力学特性表现为高熵性,其稳定相区随压力 P 升高而逐渐加宽。这意味着在高压下有更宽的温度范围可以使六方相的 Gibbs 函数比正交相和熔体都低

根据 Clausius-Clapeyron 方程

$$dT_1/dP = \Delta v / \Delta S \quad (1)$$

式中 T_1 为相变温度, Δv ΔS 是相变时的比容变化和熵变化。由于相图中 $h-m$ (六方相-熔体平衡相线, 图中 T_2 线) 和 $o-h$ (正交相-六方相平衡相线, 图中 T_1 线) 是随压力升高不断张开的, 可知曲线 $T_1(P)$ 和 $T_2(P)$ 在三相点 Q 以上的斜率应满足

$$\frac{dT_2}{dP} = \frac{v_m - v_h}{S_m - S_h} > \frac{dT_1}{dP} = \frac{v_h - v_o}{S_h - S_o} \quad (2)$$

即

$$\frac{S_h - S_o}{S_m - S_h} > \frac{v_h - v_o}{v_m - v_h}$$

应有

$$\frac{S_h - S_o}{S_m - S_o} > \frac{v_h - v_o}{v_m - v_o} \quad (3)$$

也就是说, 在从正交结构的固体向熔体转变的历程中, 熵变 ΔS Δv 可以分成两部分, 第一部分是 $o-h$ 转变的贡献 (ΔS_1 Δv_1), 第二部分是 $h-m$ 转变的贡献 (ΔS_2 Δv_2)。总 ΔS 和 Δv 不是成比例地分配在这两次转变之中的, (ΔS_1 ΔS) > (Δv_1 Δv)。这就是称六方相为高熵相的依据^[12]。这种高熵特性部分是由比容增加造成的, 但更重要的原因是分子构象的无序性。

自由能的变化可以沿着 $g(T, P)$ 空间中的 $o-m$ (即正交晶相与熔融相平衡) 相线 l 来考察^[13]。在这条平衡线上有 $g_o = g_m$, $T = T_{om}(P)$ 。 T_{om} 表示正交相的熔点。则 g 沿 l 的变化可用方向导数表示成

$$\frac{dg}{dl} = \left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_P \frac{dT_{om}}{dl} + \left(\frac{\partial g}{\partial P}\right)_T \frac{dP}{dl} \quad (4)$$

结合 Clausius-Clapeyron 方程, 可以导出

$$\frac{dg_h}{dl} - \frac{dg_o}{dl} = \lambda [v_h - v_o] (S_m - S_o) - (S_h - S_o) (v_m - v_o) \quad (5)$$

其中 λ 只与沿 l 所选的单位有关。

由 (3) 式可知上式为负, 表明沿平衡相线考察自由能变化时, h 相自由能增加的幅度不如 o 相快。考虑到在三相点时 $g_h = g_o (= g_m)$, 可以很容易理解为什么随着 T P 升高, h 相的自由能相对于 o 相和 m 相 (熔融相) 都低, 显然这是由其高熵性决定的。

h 相的无序性决定了它的热力学特性——高熵性, 同时又赋予它很高的动力学活动性。超声波实验^[14]表明, 聚乙烯 $o-h$ 转变之后剪切模量迅速降至熔体水平, 表明 h 相抗剪切能力非常低, 在外力作用下将表现出类似于液晶的流动特征。如果把分子链在六方相中所处的“环境”视作由周围分子链围成的“微管”^[15-17], 它沿轴向滑移和扩散所需克服的活化能为^[18,19] $\Delta E = \kappa l'$, κ 是晶格结构和有序程度决定的链间内摩擦系数, l' 是链滑移的有效长度。六方相中众多的无序构象成为晶格中的

缺陷,大幅度地降低了滑移链的有效长度(图 4),使分子链的滑移和扩散比在正交相中容易得多。这是在六方相区结晶容易形成厚片晶的原因

5 影响六方相形成的因素

至少有四种途径可以使 PE 出现六方相 除了前述高压手段,采用 γ 射线辐照处理可使三相点位置向低压端移动^[20]。当辐照剂量超过一临界值时,在常压下也可出现 o-h 转变。在应变状态下由溶液生成 PE 纤维^[21],或在变形受限制的情况下加热高度取向的 PE 纤维^[22,23],也能形成出现六方相 γ 辐照法得到六方相的热力学本质是,辐照交联后正交晶相的晶格熵增高,从而降低了 o-h 转变的热焓 ΔH_{o-h} ,使相变温度 T_{o-h} 降低 而纤维在张力下熔融或结晶时,是因为熔体的熵减少,造成熔点 $T_m \equiv T_{o-m} = (\Delta H_{o-m} / \Delta S_{o-m})$ 升高,超过基本不变的 T_{o-h} 才出现六方相的 它们代表了热力学上两种不同的路径^[20]。

由上不难看出,增加正交相的无序程度是使聚乙烯向六方相转变的有效途径。Bassett 曾经指出,PE 相图中的三相点随分子量的升高而降低^[1,4,24],超高分子量 PE 的三相点可以降至 270 MPa 的位置,而若分子量 < 4000 时,将不再出现六方相^[25]。Asahi^[26]则认为出现六方相的最低分子量介于 6000 至 13000 之间 但他同时指出,使用硝化法得到的 $M_n = 1260$ 的聚乙烯级份,在高压下却可以出现六方相。可能是硝化时在分子链两端引入了羧基及硝基 由于羧基间形成大量氢键使分子链运动受到束缚,以至于仍能象高分子量的 PE 一样表现出 o-h 转变 可见,这种现象实质也是由熔体的熵减少造成的。

Matsushige 等^[27]根据 γ 辐照交联后三相点压力下降,以及高分子量聚乙烯三相点压力较低的事实,推测高压下形成六方相的原因是压力诱导分子交联。分子链较长时,其物理缠结浓度也较高,可能起到类似于前述交联点的作用。在正交晶相熔点以上,这些交联点阻滞了聚乙烯向流动态的转变,使其进入一个高熵、低自由能的温度、压力区间,并形成六方结构。

6 聚乙烯六方相与结晶

聚乙烯在高压下结晶时,如果降温速率不是特别快,六方相将参与结晶过程并将直接导致“伸直链晶体”(Extended-chain Crystal, ECC)的形成^[12,25]。实际上,一方面这些片晶中仍有大量的链折叠,完全伸展的分子链只占很少比例;另一方面,晶片最大厚度也不受分子量的限制,在合适条件下可以得到超过分子链长 80 余倍、厚达 40 μm 的厚片晶^[27]。ECC 在形成初期仍是以折叠形式成核的,其后迅速增厚达到可与分子链长度相比拟的厚度。这种生长过程与常压结晶形成折叠链晶体相似,区别只是在高压 尤其是高温条件下更有利于链的伸展和晶片的增厚。在 ECC 晶片边缘可以发现一个楔形的生长前缘,晶片厚度是在此薄缘之后数微米处才建立起来的,清晰地反映出生长过程中成核-增厚的顺序^[25]。

Hikosaka^[18,19]于 1987-1990 年先后提出和完善了伸直链晶体与折叠链晶体的统一成核理论,认为晶片最终厚度是由分子链滑移扩散活化能控制的动力学过程决定的。晶格结构和过冷度都影

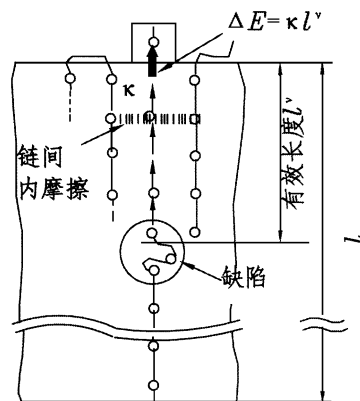


图 4 链在晶体(晶核或片晶)内的滑移扩散模型及活化能 ΔE 的定义

响这一活化能的大小。在 h 相区结晶时,分子链可以从折叠核内部向核的上、下端面(链轴方向)滑移(图 4),使晶核表现出很快的增厚速率。进入正交相区后,由于晶格结构变得紧密,分子构象也更趋有序,链滑移非常困难。Barham 等人^[28]发现,聚乙烯在常压下结晶时,初始成核阶段也有迅速的晶核增厚过程,而且是以整数倍发展的。但是这个过程很短,在完成了厚度的“突然跳跃”后,就进入缓慢的与时间对数成正比的增厚阶段。这也许就是以前人们很难发现在正交相区结晶增厚现象的原因。由于结晶初期的晶核厚度非常小,使链滑移的活化能也很小,这一点与“统一理论”中片晶增厚原因相呼应。

聚合物相变具有普遍的滞后现象,在 h-o 平衡相线以下、温度不太远离平衡线的条件下,聚乙烯仍表现出以六方相为主的结晶过程^[4,12],这是六方相结晶和正交相结晶竞争的结果。在三相点以下,过冷度 $\Delta T < 4^\circ\text{C}$ 时,等温结晶仍以 h 相为主。由于三相点以下六方相熔点 T_{hm} 比正交相熔点 T_{om} 低的幅度约为 $0.04^\circ\text{C}/\text{MPa}$,可以粗估在 200 MPa 时仍能形成 h 相晶体^[12],而这对片晶增厚形成“伸直链晶体”是至关重要的。

Hikosaka 等^[29,30]实测了六方晶体和正交晶体的生长速率,认为可以将正交相看作一种“不生长”结构。在正交相区结晶时,虽然晶片主体为正交结构,但其楔型生长前缘为六方结构,在约等于晶片厚度的距离之后发生 o-h,生长过程就此停止或者不再被人察觉。因此,三相点以下介于 o-m 相线和 h-m 延长线之间的区域是一个“非生长区”(图 5, III 区),晶体的生长是在 h-m 相线以下、六方相能够以亚稳态出现的区域发生的。联想到 PE 的平衡熔点为 145°C ,而常压下结晶却必须在 $T \leq 132^\circ\text{C}$ 时才能进行,很容易使人想到 $145^\circ\text{C} \sim 132^\circ\text{C}$ 之间确实就是一个“非生长区”。如果再结合三相点压力 $P_Q \approx 300 \text{ MPa}$,三相点以下 $\Delta(T_{hm} - T_{om})/dP \approx 0.04^\circ\text{C}/\text{MPa}$,可以估计出常压下 $T_{hm} \approx 145 - 3 \times 4 = 133^\circ\text{C}$ 。这个结果令人称奇。

结合“统一理论”,则六方相为“生长相”、晶体在六方相稳定相区能快速生长成为“伸直链”晶体就成为显而易见的事。那么,如果正交相是非生长相,为什么在三相点以下,甚至在常压下,六方相不能以稳定形式出现时,晶体仍能生长呢? Keller 等^[30,31]认为这完全是由于尺寸效应引起的六方相和正交相稳定性反转造成的。为了说明这一问题,需要作一些概念上的准备。在三相点以下,正交结构比六方结构稳定,可以说六方相是“晶体学亚稳相”。但在结晶的早期阶段,晶体尺寸很小时,根据 $T_m = T_m^0 (1 - 2\epsilon/l\Delta H)$ 可知,其熔点尚远未达到平衡熔点(式中 T_m^0 为平衡熔点, ϵ 是折叠表面自由能, l 为片晶厚度, ΔH 是单位体积熔融焓),实际晶体必然都是亚稳的,不妨称之为“形态学亚稳相”。如果将各相的 $T_m - 1/l$ 作图,得到图 6a 其中,由于三相点以下 $(T_m^0)_h < (T_m^0)_o$,当斜率 $(\epsilon/l\Delta H)_h < (\epsilon/l\Delta H)_o$ 时,两条直线将相交于 Q(应注意它不再仅仅是 $P-T$ 平面内的三相点,参见图 6b)。这就得到了理论上非常重要的情况,即稳定性随尺寸变化产生反转。这表明“晶体学亚稳相”在其尺寸足够小时可能成为相对的“形态学稳定相”,而“晶体学稳定相”变成“形态学亚稳相”了。图中的直线实际上也就代表了不同 T 值时能够存在的最小相尺寸。这暗示着在温度 T 等温结晶时总是那些能以最小尺寸存在的相先出现。若从动力学角度审查,这个最小稳定尺寸就是临界核尺寸。临界核反映了相生长的自由能位垒:位垒越小,即临界核

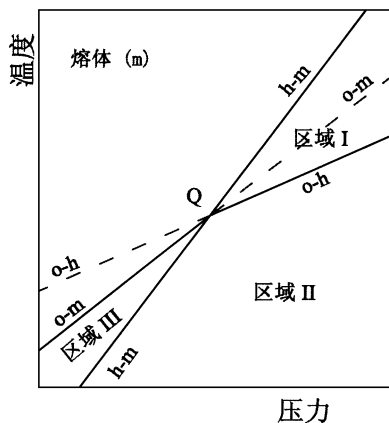


图 5 包括“非生长区”III定义的相图示意图

六方相向正交相转变时,晶片的形态及晶面的取向均有所变化^[32]。图 7(a)是六方结构晶片在(hk0)方向切面的示意,它含有大量的缺陷(扭结与位错),分子构象有序序列和无序序列共存。向正交结构(图 7b)转变时,这些缺陷通过分子运动向晶格外排斥,并在一定部位聚集形成垂直于 c 轴的边界(图 9中)。同时,相变时比容的减小造成相界上的应力,可能使原来六方晶格中三个等价的(100)晶面分别转化成为正交相的(100)、(110)等晶面^[12](图 8)。由于脆断时断面倾向于沿(200)晶面发展,不同取向的两簇(200)面相交处则形成平行于 c 轴的边界(图 8中虚线交点 b,图 9中 b)。

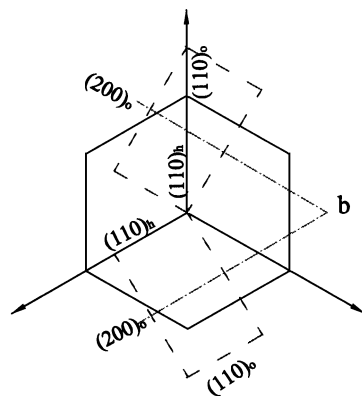


图 8 相变时可能引起的取向方式

7 六方相与退火

常规结晶得到的折叠链晶体只是一种亚稳态结构,退火时片晶将进一步增厚。这里,“增厚”是热力学要求,“升温”是动力学条件。退火的分子机制是局部熔融再结晶^[33]。高压下片晶厚度与退火时间的对数成线性关系,变化规律与常压下相似。但在六方相区退火时片晶增厚速率比在正交相区快得多,熔点可以迅速提高 10°C 左右,达到常压退火所不能达到的温度^[12]。

图 10 是不同压力下退火所得到的片晶长周期与样品 DTA 曲线^[34]。可以看出,长周期随退火温度升高呈加速增长的趋势。压力为 200 MPa 时, A 点 (182.5°C) 之前的样品都保持有尖锐的 WAXD 反射,说明增厚过程至少可以持续到这一温度。但是,由于 SAXS 测量范围有限,大于 45 nm 长周期已经无法测出。(b) 是 500 MPa 的退火情况,长周期的变化与 (a) 非常接近。但样品 WAXD 反射可以保持到 A' (237°C) 或者更高,照此推算,在 237°C 退火能所达到的长周期就远远高出 (a) 的上限。

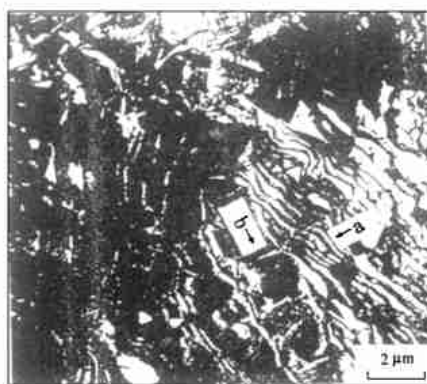


图 9 以六方相结晶的 PE 经高锰酸刻蚀后在断面上表现出来的晶区边界
(a) 平行链轴方向; (b) 垂直链轴方向

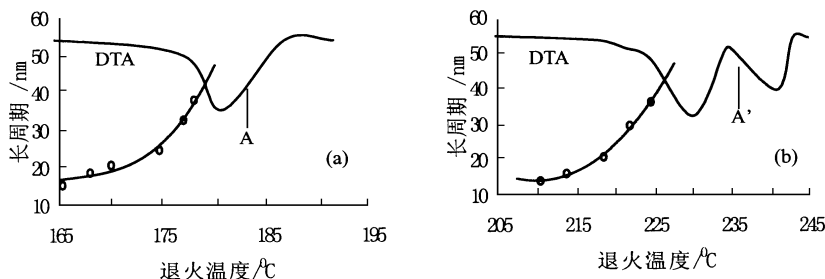


图 10 PE 单晶在 200 MPa 和 500 MPa 退火的 DTA 曲线及长周期变化

(图中有意将两种曲线在同一温度坐标上绘出)

由于 DTA 分析中的 ΔT 大致与样品焓变成正比, 所以 DTA 曲线上的峰面积可以近似表示从固体到熔体的焓变。如果定义熔融分数 = 部分面积 / 总面积, 将长周期对熔融分数作图, 得到图 11, 可见长周期是熔融分数的单调增函数。200 MPa 时, 45 nm 的长周期对应的熔融分数超过 50%。显然, 在这种半固半液状态下, 晶片的厚度不会再持续大幅度增加。但是在 500 MPa 时, 45 nm 的长周期对应的熔融分数只有 20% 左右。若继续升温使熔融分数增至 50%, 可以预见片晶将增厚至“伸直链”晶体的尺寸。显然, 这是在六方相区才能完成的。

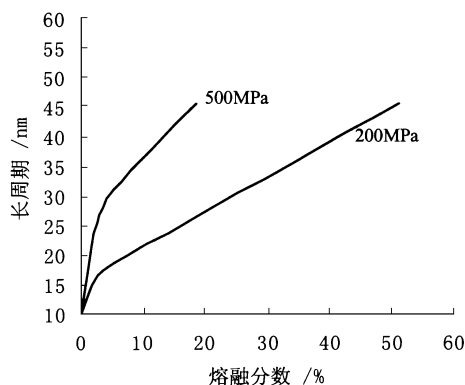


图 11 不同压力下长周期与熔融分数 (%) 的关系

8 结束语

六方相在聚乙烯的结晶与退火过程中起到十分重要的作用。一些研究者认为只有六方相才是实际的晶体生长相。晶格结构和构象特征是决定其独特性能的根本内因。研究六方相在低压或常压下存在的条件, 对控制聚乙烯结构形态有重要意义。本文作者的部分工作见文献 [35], 其他将陆续发表。

参考文献:

- [1] Bassett D C, Turner B. Nature Phys Sci, 1972, 240: 146~ 148.
- [2] Yasuniwa M, Nakafuk f C, Takemura T. Polymer J, 1973, 4: 526~ 533.
- [3] Bassett D C, Turner B. Philos Mag, 1974, 29: 285~ 307.
- [4] Bassett D C, Turner B. Philos Mag, 1974, 29: 925~ 955.
- [5] Bassett D C, Block S, Piermarini G J. J Appl Phys, 1974, 45: 4146~ 4150.
- [6] Yamamoto T, Miyaji N, Asai K. Rep Prog Polym Phys Jpn, 1976, 19: 191~ 194.
- [7] Yamamoto T, J Macromol Sci-Phys, 1979, B16(4): 487~ 509.
- [8] D'Ilario L, Pavel N V, Giglio E. Polymer, 1980, 12: 355.
- [9] Nagata K, Taki S, Tanaka H, et al. Polym Prepr, Jpn, 1978, 27: 1832.
- [10] Wunder S L, Cavatorta F, Priest R G, et al. Polym Prepr, 1979, 20(1): 770~ 773.
- [11] Tanaka H, Takemura T. Polym J, 1980, 12(6): 355~ 361.
- [12] Bassett D C. Dev Cryst Polym. Essex, England App Sci Pub, 1982, vol. 1, chapt 3.
- [13] Vaughan A S, Ungar G, Bassett D C, et al. Polymer, 1985, 26: 726~ 732.
- [14] Nagata K, Tagashira K, Taki S, et al. Jpn. J Appl Phys, 1980, 19(5): 985~ 990.
- [15] Richard G P. Macromol, 1985, 18(7): 1504~ 1508.
- [16] Yamamoto T. Polymer, 1983, 24: 943~ 948.
- [17] Yamamoto T. Polymer, 1984, 25: 178~ 186.
- [18] Hikosaka M. Polymer, 1987, 28: 1257~ 1264.
- [19] Hikosaka M. Polymer, 1990, 31: 458~ 468.
- [20] Ungar G, Keller A. Polymer, 1980, 21: 1273~ 1277.
- [21] Pennings A J, Zwijnenburg A. J Polym Sci, Polym Phys Edn, 1979, 17: 1011.
- [22] Tsubakihara S, Nakamura A, Yasuniwa M. Polym J, 1996, 28(6): 489~ 495.
- [23] Tsubakigara S, Yasuniwa M. Polym J, 1996, 28(7): 563~ 567.

- [24] Bassett D C. Polymer, 1975, 16 460~ 470.
- [25] Bassett D C, Khalifa B. Polymer, 1976, 17 275~ 283.
- [26] Takanao Asahi. J Polym Sci, Polym Phys Edn, 1984, 22 175~ 182.
- [27] Matsushige K, Takemura T. J Cryst Growth, 1980, 48 343~ 354.
- [28] Barham P J, Keller A. J Polym Sci, Polym Phys, 1989, 27 1029~ 1042.
- [29] Rastogi S, Hikosaka M, Kawabata H, et al. Macromol, 1991, 24 6384~ 6391.
- [30] Hikosaka M, Rastogi S, Keller A, et al. J Macromol Sci Phys, 1992, B31 87~ 131.
- [31] Keller A, Stephen Z D. Cheng. Polymer, 1998, 39(19): 4461~ 4487.
- [32] Miyashita S, Asahi T, Miyaji H, et al. Polymer, 1985, 26 1791~ 1794.
- [33] Bassett D C, Khalifa B A, Olley R H. Polymer, 1976, 17 284~ 290.
- [34] Yasuniwa M, Tsubakihara S, et al. J Polym Sci, Polym Phys, 1997, 35 535~ 545.
- [35] 李鹏,黄锐,李良斌,等. 高压物理学报, 1999年 10月(增刊): 98~ 100.

A Review on the Hexagonal Phase of Polyethylene

LI Peng, HUANG Rui, HUANG Hai

(Department of Polymeric Material Science and Engineering, Sichuan University, 610065, China)

Abstract The study of the hexagonal phase of polyethylene was carefully reviewed from aspects of its lattice structure, conformation and thermodynamic features. The reason of Polyethylene to form hexagonal structure is also analyzed. The kinetic role of this metastable intermediate phase in crystallization, especially in forming ECC, was thoroughly elaborated.

Key words Polyethylene; Hexagonal; High-pressure

2001年《高分子通报》改为双月刊

为进一步促进本学科的交流与发展,缩短稿件发表周期,《高分子通报》2001年将改为双月刊,每期 80面,每偶数月底出版。定价: 8.00元/期,全年 6期,共计 48元。

欢迎广大作者、读者踊跃来稿,订阅《高分子通报》。

邮发代号: 18-109

漏订的读者可在编辑部补订。