

## 根据断层擦痕确定主应力方位理论 及方法的探讨

张银旗 何绍勋 段嘉瑞

(中南工业大学地质系·长沙)

Aleksandrowski (1985) 依据Arthaud的运动面分析, 提出了根据断层擦痕确定主应力方位的图示法。然而, 在理论上他仅考虑了有限的几个应力比值 ( $C = \infty, 10, 2, 1.1$ 和 $1$ ), 是否图示法适用于所有应力比值 ( $-\infty \leq C \leq \infty$ ) 至今尚未得到证实。本文利用空间解析几何原理进行数值推导, 证明图示法适用于所有的应力比值。野外实例验证表明这种方法具有实用性。

**关键词:** 断层; 三维应力分析; 擦痕



工作方法

断层是岩石中具有明显位移的断裂面, 安德森(1951)提出的断层动力学分析法已被人们广泛接受。他认为岩石在应力作用下, 当某一方向剪切强度等于剪应力时将形成两组共轭断层面, 其与最大主压应力夹角呈 $45^\circ$ , 两共轭面交线为中间应力轴。由于摩擦阻力的影响, 两共轭面与最大主应力夹角略小于 $45^\circ$ , 断层两盘的相对滑动垂直于中间应力轴。根据这一理论, 只要已知两组共轭断层面或内摩擦角, 一组断层面及其擦痕产状即可确定主应力方位。但在多数情况下, 很难区分出明显的共轭断层面, 一些断层的运动方向并不垂直于中间应力轴, 而呈现斜向滑动。Bott(1959)提出另一种断层的动力学分析法, 他认为断层面上的滑动方向与该面上的最大分解剪应力方向一致。根据他的经典论述, 一些国外学者提出了两种确定主应力方位的方法, 即反演法和图示法。前者是根据断层面法线和擦痕确定偏应力张

量, 继而确定3个主应力方位 (Etchecopier等, 1981; Angelier, 1984; GePhart和Forrsyth, 1984; Reches, 1987); 后者直接利用断层面法线和擦痕作图求出主应力方位 (Arthaud, 1969; Reches, 1983; Aleksandrowski, 1985; Krantz, 1988)。本文只讨论Aleksandrowski的图示法并予以理论证明, 同时将该方法应用于康山金矿容矿断层的检验, 实践表明这种方法是有效的。

### 简单回顾

1969年Arthaud提出根据运动面确定主应力方位的图示法, 运动面是指断层面法线和擦痕确定的平面。Arthaud认为在同一应力场中形成的断层, 其运动面相交于1点、2点或3点, 这些交点分别对应于3个相互直交的主应变轴 $X$  (最大伸长轴)、 $Y$  (中间变形轴) 和 $Z$  (最大缩短轴)。求出运动面的交点后, 可根据断层的相对运动确定其对应的 $X$ 、 $Y$ 、 $Z$ 轴。Carey(1976)认为此法仅适用于经向应力场( $\sigma_1 = \sigma_2$ 或 $\sigma_2 = \sigma_3$ )。Aleksandrowski(1985)利用Bott(1959)

推导的公式计算出在不同应力比率条件下若干个断层面上擦痕的侧伏角, 其公式为

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{n}{lm} \left\{ m^2 - (1-n^2) \frac{\sigma_y - \sigma_x}{\sigma_y - \sigma_z} \right\} \quad (1)$$

式中,  $\theta$  为擦痕的侧伏角;  $l$ 、 $m$  和  $n$  为断层面法线方向余弦;  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  和  $\sigma_z$  为与坐标轴一致的主应力。Aleksandrowski 将计算结果投影到吴氏网上, 发现仅当  $C = \infty$  或  $C = 1$  时, 所有运动面才相交于一点 (CIP)。这一结论与 Arthaud 方法一致。换言之, Arthaud 方法仅适用于两个极端应力状态 ( $\sigma_x = \sigma_y$  和  $\sigma_y = \sigma_z$ ), 这表明 Carey 的结论是正确的。当  $C = 1.1, 2$  和  $10$  时, 只有当断层面的法线位于一个含一主应力的平面上时, 其对应的运动面才相交于一点。因此 Aleksandrowski 得出如下结论: 当  $1 \leq C \leq \infty$  时, 如果一组断层面法线位于一含一主应力  $\sigma$  方位的大圆 (GCF) 上, 那么与该组断层对应的运动面将相交于一点 CIP, 该点位于垂直  $\sigma$  的另一大圆上, CIP 的法平面 GCP 与 GCF 的交线为该主应力  $\sigma$  的方位。这一方位仅是依据有限的数值计算和图示操作, 至今尚未见有理论证明的报道, 下面将利用空间解析几何原理予以证明。

## 论 证

首先假设:  $X$ 、 $Y$  为水平轴,  $Z$  为直立轴,  $\sigma_x = \sigma_1$ ,  $\sigma_y = \sigma_2$ ,  $\sigma_z = \sigma_3$ ,  $C = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_2 - \sigma_3}$ ;

其中  $-\infty \leq C \leq \infty$ 。则  $r$  个断层面方程式可

$$\text{表示为} \begin{cases} l_1 x + m_1 y + n_1 z = 0 \\ l_2 x + m_2 y + n_2 z = 0 \\ \dots \dots \dots \\ l_t x + m_t y + n_t z = 0 \\ \dots \dots \dots \\ l_r x + m_r y + n_r z = 0 \end{cases} \quad (2)$$

式中,  $l_t$ 、 $m_t$ 、 $n_t$  ( $t = 1, 2, \dots, r$ ) 为第  $t$  个断层面法线单位矢量  $\vec{N}_t$  的方向余弦。假设一平面  $P$  平行于  $Z$  轴 ( $\sigma_1$ ),  $P$  的

单位法向矢量为

$$\vec{F} = \{a, b, 0\} \quad (3)$$

式中,  $a$ 、 $b$  和  $0$  为单位矢量  $\vec{F}$  的方向余弦,  $P$  的方程式为

$$ax + by = 0 \quad (4)$$

如果式 (2) 中表示的断层面法线位于平面  $P$  内, 则矢量  $\vec{F}$  垂直于矢量  $\vec{N}_t$ , 即

$$\{l_t, m_t, n_t\} \cdot \{a, b, 0\} = 0 \quad (5)$$

式 (5) 的左边为数量积, 并可简化为

$$l_t a + m_t b = 0 \quad (6)$$

根据 Jaeger 和 Cook<sup>[3]</sup>, 断层面的滑动矢量可表示为

$$\vec{S}_t = \{l_t [m_t^2 (\sigma_2 - \sigma_1) - n_t^2 (\sigma_1 - \sigma_3)], m_t [n_t^2 (\sigma_3 - \sigma_2) - l_t^2 (\sigma_2 - \sigma_1)], n_t [l_t^2 (\sigma_1 - \sigma_3) - m_t^2 (\sigma_3 - \sigma_2)]\} \quad (7)$$

由于每一运动面包含有断层面法线和擦痕线理, 则运动面的单位法向矢量则可表示为

$$\vec{M}_t = \vec{N}_t \times \vec{S}_t \quad (8)$$

$$\text{或} \quad \vec{M}_t = \begin{pmatrix} i & j & k \\ l_t & m_t & n_t \\ s_1 & s_2 & s_3 \end{pmatrix} = m_t n_t (\sigma_2 - \sigma_3) i + n_t l_t (\sigma_3 - \sigma_1) j + l_t m_t (\sigma_1 - \sigma_2) k = \{m_t n_t (\sigma_2 - \sigma_3), n_t l_t (\sigma_3 - \sigma_1), l_t m_t (\sigma_1 - \sigma_2)\} \quad (9)$$

式中,  $i$ 、 $j$  和  $k$  分别为  $X$ 、 $Y$  和  $Z$  轴的单位矢量;  $s_1$ 、 $s_2$  和  $s_3$  为矢量  $\vec{S}_t$  的分量。从式 (9) 中可看出, 当  $\sigma_1 = \sigma_2$  ( $C = 1$ ), 所有运动面相交于  $Z$  轴; 当  $\sigma_2 = \sigma_3$  ( $C = \pm \infty$ ), 所有的运动面相交于  $x$  轴, 这足可证明 Carey 的结论是正确的。

将式 (6) 重新整理可得

$$\frac{l_t}{m_t} = -\frac{b}{a} \quad (10)$$

将式 (10) 代入式 (9) 重新整理后得

$$M_i = \left\{ m_i n_i (\sigma_2 - \sigma_3), \right. \\ \left. -\frac{b}{a} m_i n_i (\sigma_3 - \sigma_1), \right. \\ \left. -\frac{b}{a} m_i^2 (\sigma_1 - \sigma_2) \right\} \quad (11)$$

如已知平面相交于 1 条直线, 则平面的法线必垂直于其交线, 反之亦然。根据式 (11)

极易得出矢量  $\vec{M}_i$  垂直于一矢量

$$\vec{L} = \left\{ -\frac{b}{a} \left( \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_2 - \sigma_3} \right), 1, 0 \right\} \quad (12)$$

因此, 所有的运动面相交于一直线, 矢量  $\vec{L}$  必垂直于 Z 轴, 运动面的交线平行于  $x-y$  平面。

上述数学推导可表明, 当断层面法线位于一个含一主应力 ( $\sigma$ ) 的平面上时, 则其相关的运动面必相交于 1 条直线, 该直线位于垂直于  $\sigma$  的另一平面内, 应力比值在  $-\infty$  至  $\infty$  之间。这一论述是对 Aleksandrowski 图示法的进一步补充和发展, 也表明该图示法适用于任何一种应力状态和各项异性岩石。通常仅能在吴氏网上确定运动面的交点, 然后求出 3 个主应力方位。是否运动面相交于 1 点就表明其对应的断层面法线一定位于一个含一主应力的平面大圆上呢? 答案是否定的。但当运动面相交于 1 点, 其对应的断层面法线位于一平面上时, 则该面必含一主应力  $\sigma$ , 下面就此问题予以论证。

首先假设 3 条运动面相交于 1 点, 根据式 (11) 可得运动面的方程组

$$\begin{cases} m_1 n_1 (\sigma_2 - \sigma_1) x + n_1 l_1 (\sigma_3 - \sigma_1) y \\ + l_1 m_1 (\sigma_1 - \sigma_2) z = 0 \\ m_2 n_2 (\sigma_2 - \sigma_1) x + n_2 l_2 (\sigma_3 - \sigma_1) y \\ + l_2 m_2 (\sigma_1 - \sigma_2) z = 0 \\ m_3 n_3 (\sigma_2 - \sigma_1) x + n_3 l_3 (\sigma_3 - \sigma_1) y \\ + l_3 m_3 (\sigma_1 - \sigma_2) z = 0 \end{cases} \quad (13)$$

为了得到  $x$ 、 $y$  和  $z$  的非零解, 系数矩阵必须满足

$$\begin{vmatrix} m_1 n_1 (\sigma_2 - \sigma_1) & n_1 l_1 (\sigma_3 - \sigma_1) \\ m_2 n_2 (\sigma_2 - \sigma_1) & n_2 l_2 (\sigma_3 - \sigma_1) \\ m_3 n_3 (\sigma_2 - \sigma_1) & n_3 l_3 (\sigma_3 - \sigma_1) \\ l_1 m_1 (\sigma_1 - \sigma_2) \\ l_2 m_2 (\sigma_1 - \sigma_2) \\ l_3 m_3 (\sigma_1 - \sigma_2) \end{vmatrix} = 0 \quad (14)$$

或

$$\begin{vmatrix} m_1 n_1 & n_1 l_1 & l_1 m_1 \\ m_2 n_2 & n_2 l_2 & l_2 m_2 \\ m_3 n_3 & n_3 l_3 & l_3 m_3 \end{vmatrix} = 0 \quad (15)$$

假设

$$l_i m_i \neq 0 \quad (i=1, 2, 3) \quad (16)$$

得

$$\begin{vmatrix} n_1/l_1 & n_1/m_1 & 1 \\ n_2/l_2 & n_2/m_2 & 1 \\ n_3/l_3 & n_3/m_3 & 1 \end{vmatrix} = 0 \quad (17)$$

或

$$\frac{(l_1 n_2 - l_2 n_1)(n_3 m_2 - m_3 n_2) / l_1 m_3 - (n_2 m_1 - n_1 m_2)(l_2 n_3 - n_2 l_3) / l_3 m_1 = 0}{l_3 m_1 = 0} \quad (18)$$

很明显, 3 条断层面的法线不一定在一平面上, 如果在一平面上, 则其方向余弦必须满足

$$\begin{vmatrix} l_1 & m_1 & n_1 \\ l_2 & m_2 & n_2 \\ l_3 & m_3 & n_3 \end{vmatrix} = 0 \quad (19)$$

假设

$$n_i \neq 0 \quad (i=1, 2, 3) \quad (20)$$

得

$$\begin{vmatrix} l_1/n_1 & m_1/n_1 & 1 \\ l_2/n_2 & m_2/n_2 & 1 \\ l_3/n_3 & m_3/n_3 & 1 \end{vmatrix} = 0 \quad (21)$$

或

$$\frac{(l_1 n_2 - l_2 n_1)(n_3 m_2 - m_3 n_2) - (n_2 m_1 - n_1 m_2)(l_2 n_3 - n_2 l_3) = 0}{(22)}$$

将式 (22) 代入式 (18) 得

$$l_1/m_1 = l_3/m_3 \quad (23)$$

变式 (14) 和 (19) 左边矩阵内行的位置得

$$l_1/m_1 = l_2/m_2 \quad (24)$$

或  $l_1/m_1 = l_2/m_2 = l_3/m_3 \quad (25)$

式 (25) 与式 (10) 相同, 这表明当运动面相交于一点, 对应的断层面在一平面上时, 该平面必通过 Z 轴, 即该面含一主应力。根据上述分析可知, 如果一些运动面相交于 1 点, 只要其中 3 个相关的断层面法线在 1 个平面上, 该面必通过一主应力轴, 运动面交线的法平面 (GCP) 与上述断层面法线确定面 (GCF) 的交点为一应力轴的方位。

### 图示法确定主应力方位

上述分析只是针对同一构造应力场中形成的断层。通常一个地区经过多次构造运动, 断层面上擦痕线理是断层最后一次活动的痕迹, 但也有些断层面上仍存在多组擦痕。多组擦痕有两种成因机制: 即断层的多期活动或断层两盘的相对滑动过程中由于其内局部应力场的变化导致局部块体的异向滑动所致。第 1 种情况, 可通过野外大量实际测量, 利用图示法予以分期, 求出相应的 3 个主应力轴方位; 第 2 种情况, 由于局部块体的异向滑动线理是随机的, 并且其数量远少于区域应力场形成的擦痕线理, 因此大量的实际测量可以求出 3 个主应力轴方位, 局部的异向滑动不会影响其结果。根据以上分析, 将图示法的操作步骤总结如下:

1. 测量断层产状、擦痕侧伏角以及所有指示断层运动的标志;
2. 将断层面法线、擦痕投影到吴氏网上, 画出确定的运动面大圆;
3. 根据区域构造演化和擦痕产状特征, 将擦痕进行分类;
4. 分析第 1 类擦痕对应的运动面。如所有运动面都相交于 1 点, 则属于经向应力状态, 该点为  $\sigma_1$  或  $\sigma_3$  根据断层运动特征来进行确定。之后, 分析第 2 类擦痕;

5. 如果运动面有多个交点, 则属于 3 轴应力状态;

6. 选择第 1 个运动面交点进行分析, 观察其是否对应于至少 3 个断层面法线在一大圆上, 如不存在这 3 个法线确定的大圆 GCF, 则分析下一个运动面交点, 如能找出该大圆, 则画出 GCF 与运动面交点的法平面大圆 GCP 的交点, 求出一主应力方位 (在另一透明纸上操作)。分析所有的运动面交点;

7. 估计主应力轴的平均位置, 根据断层运动方向确定  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  和  $\sigma_3$  方位;

8. 分析第 2 类擦痕。

### 实 例

康山金矿位于河南省栾川县境内, 矿体严格受断层控制, 容矿断层具有多走向和多倾向特点 (图 1)。我们曾用滑动模型、奇轴模型解释康山金矿容矿断层的形成机制<sup>[4]</sup>, 但这种方法类似于 Arthaud 的运动面分析法, 并不能成功地解释康山金矿容矿断层的形成机制。对此可采用 Aleksandro-wski 的图示法区分和确定断层的活动期次和应力场分布。康山金矿容矿断层面上擦痕非常发育, 有些擦痕面上发育两组擦痕, 这为图示法确定主应力轴方位提供了有利条件。根据野外实测资料分析, 擦痕可分为两类, 第 1 类为容矿断层陡倾斜滑动形成的擦痕 (侧伏角  $>45^\circ$ ); 第 2 类为缓倾斜滑动形成的擦痕 (侧伏角  $<45^\circ$ )。图 2 为第 1 类擦痕对应的运动面赤平投影图, 从图 2 中只能找到 1 个交点 CIP 确定出 1 个主应力方位, 但根据运动面的特点可看出, NE 象限内运动面交点附近为擦痕的集中区, 因此该点为一主应力  $\sigma_1$  的方位, 这样可确定出该期断层作用的 3 个主应力方位  $\sigma_1: 24^\circ \angle 45^\circ$ ,  $\sigma_2: 205^\circ \angle 45^\circ$ ,  $\sigma_3: 114^\circ \angle 2^\circ$ 。图 3a 为第 2 类擦痕对应的运动面赤平投影图, 从图 3 中可找出 3 个交点确定主应力方位 (图 3b、c、d)。根据

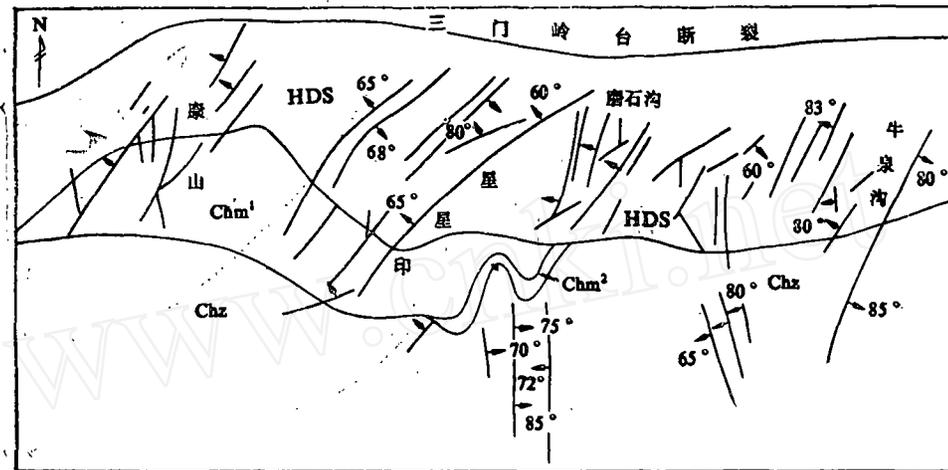


图 1 康山金矿矿脉分布图

Chz—熊耳群张合庙组; Chm<sup>2</sup>—熊耳群磨石沟组上段, Chm<sup>1</sup>—熊耳群磨石沟组下段; HDS—高温韧性剪切带

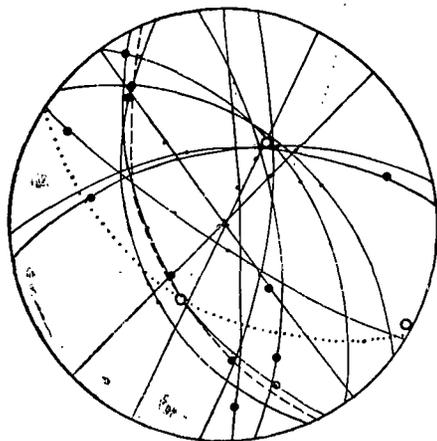


图 2 陡倾斜滑动擦痕对应的运动面赤平投影

1—主应力( $\sigma$ ), 2—GCF, 3—断层面法线, 4—GCP, 5—擦痕

NE向断层具有左行运动特点的分析, 求出3个主应力方位:  $\sigma_1^i 51^\circ \angle 10^\circ$ ,  $\sigma_2^i 290^\circ \angle 60^\circ$ ,  $\sigma_3^i 137^\circ \angle 18^\circ$  (图4)。

康山金属位于豫西马超营逆冲推覆断层系内 (图5), 通过研究, 将其分为4个演化

期: 区域褶皱变质期 (元古代) 生成韧性剪切带 (包括高温剪切带和深层剪切带); 区域伸展构造期 (印支期—燕山早期) 形成破碎带, 部分岩脉侵入; 逆冲断层活动期 (燕山期—喜山期) 形成逆冲断层、推覆构造; 左行平移断层活动期 (燕山期) 形成平移断层及主要的含金断裂系。经研究, 还发现第4期的左行平移活动又可分为两个阶段。图6a为马超营逆冲断层系北部边界断层 (三门—岭台断层) 内的斜列石英透镜体, 根据其产状和断层产状可求出断层运动线理产状  $288^\circ \angle 21^\circ$  (图6b), 因此断层性质以左行剪切为主, 有少量正落 (上盘下降) 垂直位移。根据三门—岭台断层两侧发育的两组剪节理  $s_1, 350^\circ \angle 60^\circ$ ,  $s_2, 265^\circ \angle 80^\circ$  (图7a) 和断层之间关系求出断层运动线性产状:  $92^\circ \angle 18^\circ$  (图7b), 其表明断层以左行平移为主, 并有少量逆向 (上盘上升) 的垂直位移。

康山金矿床是燕山期运动形成的<sup>[4]</sup>, 从形成容矿断层的应力场分布特点可看出, 容矿断层的形成与马超营逆冲推覆断层系的

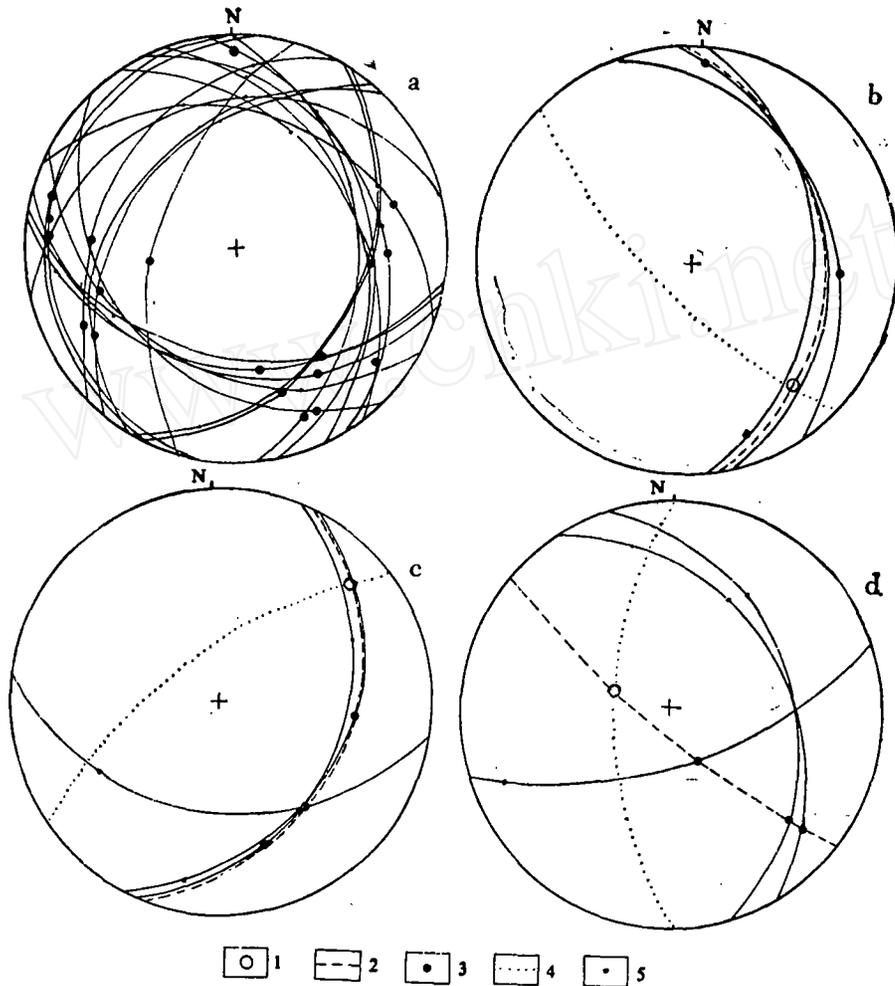


图3 缓倾斜滑动擦痕对应的运动面赤平投影(a)及分别据3个CIP点确定主应力方位  
1—主应力( $\sigma$ ), 2—GCF, 3—断层面法线, 4—GCP, 5—擦痕

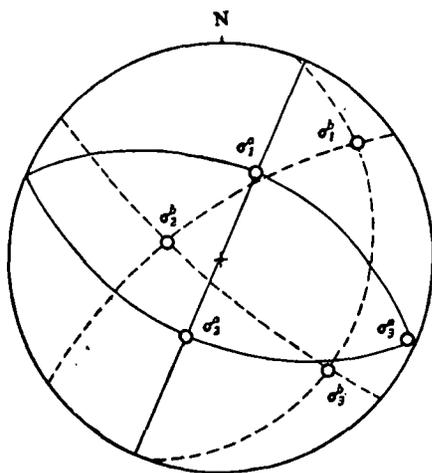


图4 两类擦痕对应的主应力方位

左行剪切有关, 但直接区分两次左行剪切的先后顺序是很难的, 这里只能根据容矿断层面的擦痕发育特征进行区分。由于大部分断层面的擦痕线理是断层最后一次活动的痕迹, 因此对应于该次断层运动的擦痕数应远超过前期的擦痕数。据康山金矿实测资料分析, 断层陡倾斜滑动擦痕与缓倾斜滑动擦痕线理数之比为2:3, 因此可认为, 缓倾斜滑动应晚于陡倾斜滑动。由于绝大部分陡倾斜滑动容矿断层表现为张剪性, 因此该期活动对应于马超营逆冲推覆断层系的第1次左行剪切(运动线理为 $288^\circ < 21^\circ$ ), 从而可推断容矿断层的缓倾斜滑动对应于马超营断层系的

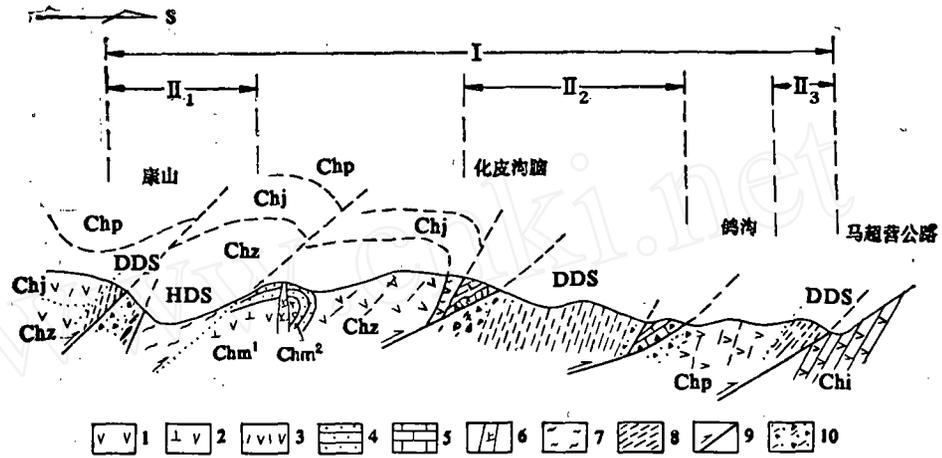
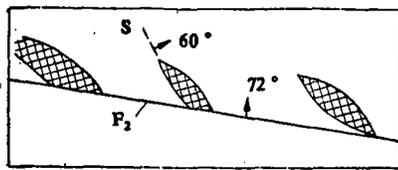
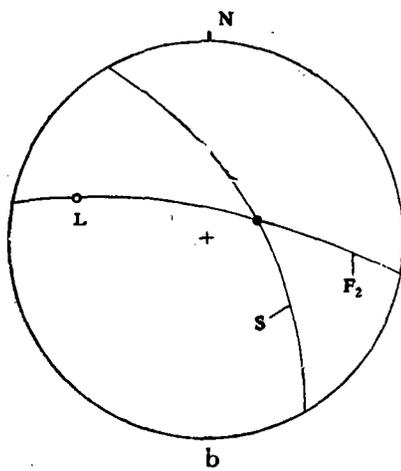


图 5 豫西马超营逆冲断层系剖面图

1—安山岩, 2—角闪安山岩, 3—英安岩, 4—长石石英砂岩, 5—灰岩, 6—更长岩脉, 7—高温韧性剪切带 (HDS) 片麻岩、片岩、糜棱岩, 7—深层韧性剪切带 (DDS) 糜棱岩, 9—逆冲断层, 10—破碎带, Chm<sup>1</sup>—熊耳群磨石沟组下段, Chm<sup>2</sup>—磨石沟组上段, Chz—张合庙组, Chj—焦园组, Chp—坡前街组, Chi—眼容寨组, I—马超营逆冲断层系, II<sub>1</sub>—康山逆冲断层带, II<sub>2</sub>—白土街逆冲推覆构造, II<sub>3</sub>—马超营逆冲断层带



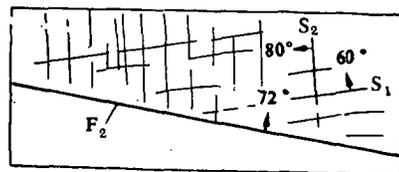
a



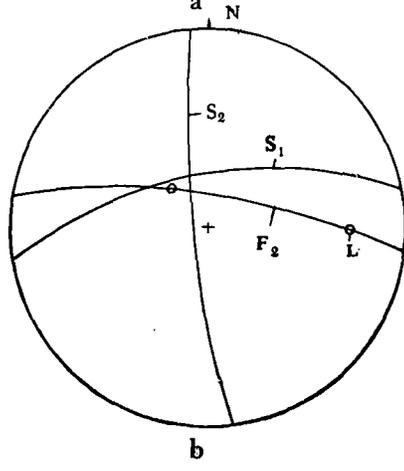
b

图 6 根据斜列透镜体求断层F<sub>2</sub>位移方向

F<sub>2</sub>—断层面, S—透镜体偏平面, L—运动线



a



b

图 7 根据断层F<sub>2</sub>侧羽节理计算运动方向

F<sub>2</sub>—断层面, S<sub>1</sub>、S<sub>2</sub>—两组节理面, L—运动线

第2次左行剪切(运动线理为 $92^\circ < 18^\circ$ )。

## 结 语

通过论证和实例验证表明Aleksandrowski的图示法适用于任何应力状态和各项异性岩石(含先存的节理、断层、层理等不连续面),并能准确的划分运动期次和确定主应力方位。图示法尚存有如下不足:

1. 此法未考虑断层的扩展方式,因为断层在扩展过程中由于受到邻近一些断裂面产生的应力干扰,改变其扩展方向或断层两盘的相对滑动方向,因而产生误差;

2. 此法虽能比较准确地确定活动期次和相应的主应力方位,但很难将断层划出期次,据图示法将断层进行分类并分别归入不同应力场的产物是很难的,因为断层面上的擦痕并不表征其是断层形成时的产物,它可以是后期活动所致;

3. 此法需要大量的野外测量,在测量

过程中无疑会产生误差,此法无法消除这些误差;

4. 此法比较费时,但可采用计算机技术弥补。

图示法虽有上述不足,但在区分断层活动期次和确定主应力方位是比较先进的方法,尤其对于单一的断层作用地区,如无断层面的旋转和断层之间的相互作用,这种方法能准确地确定主应力方位。

## 参 考 文 献

[ 1 ] Aleksandrowski, P., 1985, Graphical determination of principal stress directions for slickenside lineation populations: an attempt to modify Arthaud's method. *J. Struct. Geol.*, 7, 73—82.

[ 2 ] Bott, M. H. P., 1959, The mechanics of oblique slip faulting. *Geol. Mag.*, 96, 109—117.

[ 3 ] Jaeger, J. C. & Cook, N. W. G., 1979, *Fundamentals of Rock Mechanics* 593p. London.

[ 4 ] 张银旗、何绍勋、段嘉瑞,地质与勘探,1991,第6期。

## On the Method for Determination of Principal Stress from Fault Slickenside

Zhang Yinqi He Shaoxun Duan Jiarui

The graphical method on the basis of movement plan analysis for determination of principal stress distribution from fault slickenside was put forward by Aleksandrowski. In his paper only a few cases with particular stress ratio values ( $\infty$ , 10, 2, 1.1 and 1) were dealt with. However, whether the method is adaptable to more general cases with stress ratio values other than those mentioned or not is remained to be considered.

Through a spatial geometrical analysis and numerical derivation the authors revealed that this method is applicable to principle stress direction calculations for cases of any stress ratios. In this paper a field example is given to demonstrate the practical validity of the method.