

به نام خدا



# مرکز دانلود رایگان مهندسی متالورژی و مواد

[www.Iran-mavad.com](http://www.Iran-mavad.com)





## فصل اول

# عیوب کریستالی



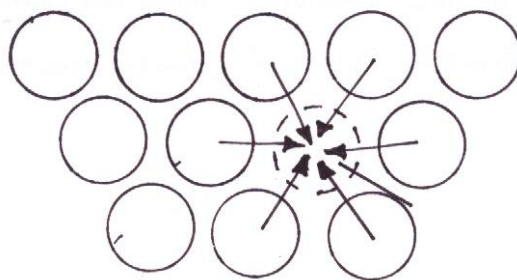
- به طور کلی نقص شبکه‌ای را به سه نوع زیر می‌توان تقسیم کرد:
- ۱- نقص نقطه‌ای ( Point Defect ) مانند جای خالی و اتم بین‌نشین ( Interstitial )
  - ۲- نقص خطی ( Line Defect ) مانند نابجایی ( Dislocation )
  - ۳- نقص صفحه‌ای ( Planar Defect ) مانند مرزدانه - مرز فرعی - نقص در چیده شدن.

#### ۱-۱- نقص نقطه‌ای

از میان نقایص مختلف که ممکن است در یک کریستال (فلز) موجود باشد، جای خالی تنها نقصی است که در غلظت‌های زیاد به طور تعادلی از نقطه‌نظر ترمودینامیکی می‌تواند در آن موجود باشد. غلظت تعادلی جای خالی همان طوری که بعداً خواهیم دید با افزایش درجه حرارت افزایش می‌یابد. لذا اطلاع از ماهیت آنها در فهم چگونگی رفتار مکانیکی مواد بسیار مهم می‌باشد، علی‌الخصوص در دماهای بالا. در فرآیندهای معمول صنعتی مانند آنیل نمودن (برگشت دادن)، همگن‌سازی، سختی‌رسوبی، بازپخت (تمپر)، سینتر نمودن، سختی سطحی، اکسیداسیون و خزش با درجات مختلف انتقال اتم‌ها در داخل شبکه به کمک جاهای خالی انجام می‌گیرد. همین طور جاهای خالی عامل صعود و یا نزول نابجایی‌ها می‌باشند، چون بالا و پایین رفتن نیم صفحه اضافی نابجایی‌ها محتاج انتقال اتمی در مقیاس وسیع می‌باشد. این مکانیزم در فرآیندهای پلی‌گانایزاسیون و بازیابی فوق‌العاده مهم می‌باشد و باعث صعود نابجایی‌ها و گذشتن از موانع موجود در صفحه لغزش می‌گردد که نتیجه آن نرم شدن فلز و یا کاهش مقاومت آن به هنگام تغییر فرم پلاستیک به ویژه در دمای بالا می‌باشد. همان‌طور که بعداً خواهیم دید این فرآیند یکی از مکانیزم‌های بازیابی دینامیکی به هنگام خزش می‌باشد. نقش جاهای خالی در درجه حرارت‌های بالا که غلظت آنها به علت وجود انرژی اکتیواسیون حرارتی بسیار زیاد می‌باشد، در طول مطالعات متمادی تا حدی روشن گردیده است. اما اهمیت آنها در رفتار مکانیکی مواد در درجه حرارت‌های پایین در مقایسه با درجه حرارت‌های بالا کاملاً مشخص نگردیده است و هنوز مسائل پیچیده‌ای در این رابطه موجود می‌باشد. به همین علت آزمایش‌های انجام شده برروی کریستال‌های حاوی مقدار زیادی جاهای خالی به واسطه سریع سرد کردن کریستال از درجه حرارت‌های بالا و یا کریستال‌های تحت بمباران ذرات بنیادی، نقش اصولی در روشن شدن اثر جاهای خالی بر رفتار مکانیکی کریستال دارد.

همان طوری که اشاره شد جاهای خالی می‌توانند حتی به صورت تعادلی در بعضی محدوده‌های حرارتی موجود باشند، که علت آن ملاحظات ترمودینامیکی می‌باشد. اما نابجایی‌ها از نقطه نظر ترمودینامیکی در حالت غیرتعادلی می‌باشند که علت آن کمی انتروپی وضعیتی ( Configurational Entropy ) جای خالی نسبت به نابجایی می‌باشد.

به طور کلی می‌توان روش تشکیل جاهای خالی را از نقطه‌نظر فیزیکی به صورت زیر در نظر گرفت: برداشتن یک اتم از محل تعادلی خود و قرار دادن آن در سطح کریستال مانند شکل ۱-۱.



شکل ۱-۱

اتم‌های اطراف جای خالی (V) دارای میدان تنشی یکنواخت در مقایسه با بقیه اتم‌های کریستال نمی‌باشند و در حالت غیرتعادلی (imbalance) می‌باشند و تمایل دارند که خودشان را با شرایط جدید تطبیق دهند. لذا قدری به طرف V حرکت می‌نمایند. جا افتادن (Relaxation) عبارت است از تغییر موقعیت اتم‌های اطراف جای خالی و تطبیق با شرایط جدید. یک نقص شبکه‌ای مانند شکل ۱-۱ همچنان که بعداً خواهیم دید ممکن است در شرایط تعادلی باشد.

### ۱-۱-۱- جنبه‌های ترمودینامیکی جاهای خالی

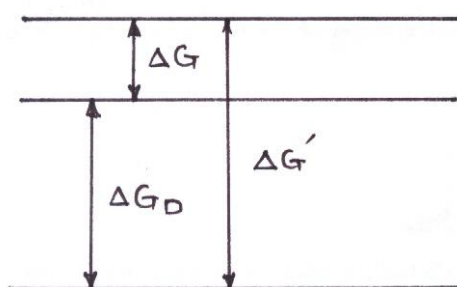
همچنان که می‌دانیم تشکیل یک کریستال همراه با کاهش انرژی  $\Delta G < 0$  می‌باشد. چون کریستال در حالت تعادل ترمودینامیکی می‌باشد، می‌دانیم اگر:

کریستال جامد  $\Delta G < \Delta G_i$  کریستال به صورت اتم‌های منفرد  $\Delta G_i$  کریستال به صورت بخار در خواهد آمد و اگر:

$$\Delta G_i > \Delta G \quad (1-1)$$

باشد کریستال تقطیر خواهد شد یا منجمد می‌شود.

حال فرض کنید که تغییرات انرژی آزاد کریستال در اثر حضور جاهای خالی برابر  $\Delta G_D$  باشد، در حقیقت  $\Delta G_D$  اختلاف بین  $\Delta G$  و  $\Delta G'$  می‌باشد، همان گونه که در شکل ۱-۲ مشاهده می‌شود.



شکل ۱-۲

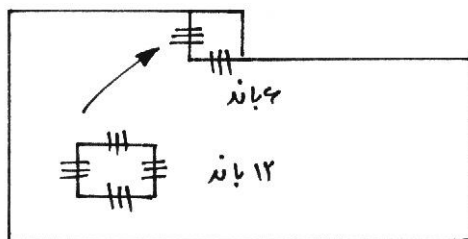
اگر  $\Delta G < \Delta G'$  باشد، از نقطه نظر ترمودینامیکی کریستال با نقص در حالت تعادل ترمودینامیکی می‌باشد، همان گونه که در شکل ۱-۲ ملاحظه می‌شود. می‌خواهیم ثابت کنیم با افزودن نقص به کریستال بدون نقص، انرژی آزاد آن کاهش خواهد یافت. با توجه به شکل ۱-۳ یک جای خالی در شبکه به وجود می‌آوریم، مقدار انرژی آزاد تشکیل کریستال در این صورت تغییر خواهد نمود که آن را با  $\Delta G_F$  نشان می‌دهیم:



$$\Delta G_F = \Delta H_F - T\Delta S_F \quad (1-2)$$

### ۱-۱-۱-۱- محاسبه تقریبی مقدار $\Delta H_F$

فرض کنید یک اتم از داخل یک کریستال FCC برداشته و آن را به سطح منتقل کنیم. با این عمل تعداد باندهای اتمی را همان‌گونه که در شکل ۱-۳ دیده می‌شود به نصف تقلیل داده‌ایم. اگر انرژی هر باند اتمی برابر  $E_B$  باشد، بعد از تغییر مکان انرژی کل باند اتمی از  $-12E_B$  به  $-6E_B$  افزایش خواهد یافت و مقدار انتالپی برابر  $6E_B$  خواهد بود.



شکل ۱-۳

از طرفی اگر یک اتم سطحی تبخیر شود، افزایش انتالپی برابر  $6E_B$  خواهد بود و لذا  $\Delta H_F = \Delta H_{vap}$ ، اما

$$\Delta H_F \approx \frac{1}{3} \Delta H_{vap}$$

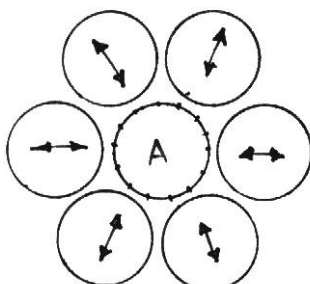
عملاً مشاهده شده است که

علت این عدم تطابق، اختلاف بین اتم‌های داخل کریستال و سطح کریستال از نقطه‌نظر باندهای اتمی می‌باشد و نتیجتاً انتالپی تبخیر برابر انتالپی تشکیل جاهای خالی نبوده و حدوداً سه برابر می‌باشد. محاسبه مقدار دقیق  $\Delta H_F$  مشکل می‌باشد و نتایج به دست آمده از روش‌های دقیق‌تر با نتایج آزمایشگاهی تطابق خوبی دارند.

### ۱-۱-۱-۲- محاسبه $\Delta S_F$ به طور تقریبی

انتروپی تشکیل جای خالی ( $\Delta S_F$ ) عبارت است از تغییرات انتروپی ناشی از تغییرات نوسان اتم‌های اطراف جای خالی، که در نتیجه قطع باندهای اتمی، اطراف جای خالی به وجود می‌آید، که در حقیقت همان تغییرات انتروپی نوسان اتمی می‌باشد.

با توجه به شکل ۱-۴ اگر اتم A از محل خود برداشته شود، صلبیت موضعی کریستال تغییر خواهد نمود، یعنی در اطراف جای خالی صلبیت محلی کاهش خواهد یافت.



شکل ۱-۴



نتیجتاً:

$$v' < v \quad (1-3)$$

در رابطه بالا  $v'$  و  $v$  فرکانس اتمی، اتم‌های اطراف جای خالی در کریستال بدون نقص و با نقص می‌باشند.

$$\Delta S_F \approx KZ \log \frac{v}{v'} \quad (1-4)$$

$K$ : ثابت بولتزمن

$Z$ : عدد کوردیناسیون

محاسبه دقیق مقدار  $\Delta S_F$  بسیار مشکل می‌باشد، ولی به طور تقریب می‌توان آن را محاسبه نمود.

## ۲-۱-۱- محاسبه تعداد جاهای خالی تعادلی

جهت این منظور به صورت زیر عمل می‌نماییم:

۱- ابتدا  $n$  جای خالی وارد کریستالی با  $N$  اتم می‌نماییم به قسمی که  $N \gg n$ .

۲- سپس تغییرات انرژی آزاد کریستال  $\Delta G_{cry}$  در اثر افزایش  $n$  جای خالی را به دست می‌آوریم.

۳- اگر  $\Delta G_{cry} < 0$  می‌توانیم نتیجه بگیریم که این تعداد جای خالی در حالت تعادل ترمودینامیکی

می‌باشند. اگر  $E_F$  انرژی لازم برای تشکیل یک نقص (جای خالی) باشد که معمولاً برحسب الکترون‌ولت بر

اتم بیان می‌شود و برابر است با انرژی لازم برای فرستادن یک اتم به سطح کریستال، برای تشکیل  $n$  جای

خالی انرژی لازم برابر  $nE_F$  افزایش می‌یابد. افزایش انتروپی مربوطه را نیز می‌توان با استفاده از رابطه

$S = K \ln W$  که در این رابطه  $W$  برابر تعداد محل‌های قرار گرفتن جاهای خالی می‌باشد و  $K$  ثابت

بولتزمن، محاسبه نمود. با توجه به اینکه تعداد راه‌های پخش  $n$  جای خالی و  $N$  اتم در  $N+n$  محل

$$\frac{(N+n)!}{n!N!}$$

شبکه‌ای عبارت است از مقدار انتروپی انحلال (تشکیل جاهای خالی) برابر خواهد بود با:

$$S = K \ln \frac{(N+n)!}{n!N!} \quad (1-5)$$

در نتیجه تغییر انرژی آزاد کریستال با نقص نسبت به کریستال بی نقص برابر خواهد بود با:

$$\Delta G_{cry} = nE_F - KT \ln \frac{(N+n)!}{n!N!} \quad (1-6)$$

با استفاده از روش استرلینگ که در آن

$$\ln K! = (K \ln K - K) \quad (1-7)$$

خواهیم داشت:

$$\Delta G_{cry} = nE_F - KT[(N+n) \ln(N+n) - n \ln n - N \ln N] \quad (1-8)$$



و مقدار تعادلی  $n$  برابر خواهد بود با:

$$\frac{\Delta G_{\text{cry}}}{dn} = 0 \quad (1-9)$$

$$E_F - KT[\ln(N+n) - \ln n] = 0 \quad (1-10)$$

$$\frac{E_F}{KT} = \ln \frac{N+n}{n} \quad (1-11)$$

$$\frac{n}{N+n} = \exp\left(-\frac{E_F}{KT}\right) \quad (1-12)$$

معمولاً  $N$  در مقایسه با  $n$  خیلی بزرگ بوده و در نتیجه ترم سمت راست معادله بالا را می‌توان برابر غلظت اتمی جاهای خالی قلمداد نمود، یعنی:

$$C_v = \frac{n}{N} \exp\left(-\frac{E_F}{KT}\right) \quad (1-13)$$

که برای مثال  $KT$  در درجه حرارت محیط  $(300K)$  برابر  $\frac{1}{40} \text{ ev}$  بوده و در آلومینیم  $E_F = 0.7 \text{ ev}$  می‌باشد، بنابراین در  $900K$  خواهیم داشت:

$$C = \exp\left[-\frac{2}{10} \times 40 \times \frac{300}{900}\right] = \exp(-9/3) = 10^{-\frac{9/3}{2/3}} \approx 10^{-4}$$

با کاهش درجه حرارت،  $C$  نقصان یافته تا تعادل برقرار شود و جهت این کار جاهای خالی مجبور به مهاجرت به محل‌هایی در شبکه هستند که بتوانند از بین بروند (aninhalation). این محل‌ها در شبکه معمولاً به نام محل غرق جاهای خالی (Vacancy Sink) خوانده می‌شوند. این مناطق شامل: سطح آزاد فلز، مرزخانه‌ها و نابجایی‌ها می‌باشند (برعکس وقتی فلز گرم می‌شود این مناطق به عنوان منبع جاهای خالی عمل نموده و تولید جاهای خالی می‌نمایند). اما در پایین‌تر از درجه حرارت معینی، مهاجرت جاهای خالی فوق‌العاده کند می‌گردد و زمان برای رسیدن به تعادل کافی نمی‌باشد. لذا تعداد جاهای خالی در شبکه در درجه حرارت‌های پایین بیشتر از حالت تعادلی خواهد بود. اگر سرعت سرد کردن فلز و یا آلیاژ زیاد باشد، تعداد بسیار زیادی از جاهای خالی که در درجه حرارت بالا به طور تعادلی در جسم موجود بوده‌اند، در داخل شبکه حبس می‌شوند و لذا تعداد جاهای خالی بسیار بیشتر از غلظت تعادلی آن خواهد بود.

### ۳-۱-۱- تولید جاهای خالی

به طور کلی پنج روش عمده جهت ایجاد جای خالی بیشتر از مقدار تعادلی مربوط به یک درجه حرارت معین در یک کریستال می‌توان در نظر گرفت.

۱- سریع سرد کردن از درجه حرارت بالا به دمای اتاق. در حین سریع سرد کردن فرصت کافی برای حذف جاهای خالی اضافه به مقدار تعادلی وجود نداشته و این مقدار اضافی در شبکه حبس می‌شود. با این روش ممکن است به حدود  $10^4$  جای خالی دست یافت. همان‌طور که می‌دانیم سریع سرد کردن پایه عملیات



حرارتی فولادها و آلیاژهای صنعتی می باشد. جای خالی حبس شده در اثر سریع سرد کردن اثر بسیار زیادی در فرآیندهای بعدی که پس از سریع سرد کردن اعمال می شود (مانند حرارت دادن بعدی جهت ایجاد فاز دوم به روش سختی رسوبی مانند رسوب های  $\theta'$  و  $\theta''$  و تمپرینگ در فولاد مارتنزیت شده) دارد.

۲- وقتی فازهای بین فلزی مثلاً آلومید فلزات انتقالی مانند NiAl، CoAl و FeAl از حالت استوکیومتری خارج می شوند می توانند مقدار زیادی جای خالی نسبت به حالت تعادلی ایجاد کنند.

۳- بمباران فلز به وسیله ذرات با انرژی زیاد باعث تولید جاهای خالی و نیز بین نشینی می گردد.

۴- تغییر فرم پلاستیک می تواند جاهای خالی در جاگ های تولید شده بر روی خط نابجایی که بر اثر برخورد نابجایی های دیگر به وجود آمده است، ایجاد کند.

۵- اکسیداسیون Zn، Cd، Mg، Cu و Ni همراه با ایجاد جای خالی در شبکه می باشد.

### ۱-۱-۳-۱- تولید جاهای خالی به وسیله بمباردman جسم به وسیله ذرات پر انرژی

ذرات با انرژی زیاد که دارای سرعت بسیار زیادی می باشند مستقیماً می توانند تولید جاهای خالی در جامدات کریستالی بنمایند. ساده ترین و کم صدمه ترین روش بمباران جامد با الکترون های پر انرژی (حدود یک مگا ولت 1Mev) می باشد که باعث تغییر مکان اتم ها از محل تعادل خود به محل بین نشینی می گردد که باعث ایجاد جفت جاهای خالی بین نشینی می گردد. مثلاً جهت ایجاد یک جفت نقص فوق الذکر در مس احتیاج به انرژی در حدود 25ev می باشد و این نیاز به حدود انرژی 0/5Mev دارد.

مثلاً در مس، بمباردman با الکترون های با انرژی 1/35ev در 10K باعث افزایش مقاومت الکتریکی به طور قابل ملاحظه ای گردیده است (در حرارت دادن بعدی مقاومت الکتریکی از خود افزایش نشان داده است). بین ۳۷ تا 60K افزایش مقاومت الکتریکی حاصل از بمباران به وسیله فرآیندی با انرژی اکتیواسیون 0/1ev بازیابی می شود. علت پدیده فوق را می توان حرکت بین نشینی ها و ترکیب آنها با جاهای خالی تصور نمود و بقیه جاهای خالی هم در اثر حرارت های بالاتر می توانند حرکت نمایند.

تحقیقات از این نوع نشان می دهند که انواع مختلف نقایصی به صورت زیر ممکن است از یکدیگر متمایز باشند.

۱- جفت بین نشینی - جاهای خالی که فوق العاده غیر متعادل بوده و به سرعت در درجه حرارت های پایین می توانند آنیل شوند (بازیابی).

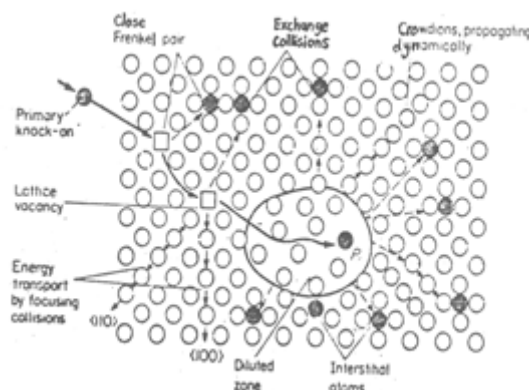
۲- بین نشینی ها به اندازه کافی دور از جاهای خالی که قادر به ترکیب سریع جاهای خالی نیستند. این نقایص تمایل به مهاجرت و غرق شدن (Sink) یا از بین رفتن دارند. انرژی اکتیواسیون نسبت به مورد ۱ بیشتر بوده و درجه حرارت بیشتری جهت بازیابی احتیاج دارند.

۳- جاهای خالی ایزوله که اکثر آنها باعث غرق شدن بین نشینی ها می شوند و و بقیه هم بر اثر آنیل بازیابی می شوند که در آن ایجاد مجتمع (Cluster) نموده و یا به طرف نابجایی ها، مرز دانه ها و یا سطح کریستال مهاجرت می نمایند تا اینکه غلظت تعادلی ترمودینامیکی حاصل شود. بمباران جامدات کریستالی در راکتورهای اتمی در سال های اخیر مورد بررسی قرار گرفته است. ذرات مؤثر نوترون سریع هستند که دارای انرژی های بیشتر از 1Mev می باشند. تصادم اتمی در اکثر فلزات کمیاب می باشد و هر تصادمی احتیاج به





حدود  $5 \times 10^4 \text{ eV}$  انرژی دارد که در اثر آن اتم مورد اصابت به سرعت تغییر مکان داده و باعث تغییر مکان اتم‌های بسیار دیگری می‌شود و ممکن است تعداد اتم‌های درگیر به صدها یا بیشتر برسد. در اثر آزاد شدن سریع انرژی حرارتی مناطقی به نام «حفره‌های حرارتی» یا «Thermal Spike» به وجود می‌آید که عمرشان در حدود  $10^{-11}$  ثانیه می‌باشد که اکثر انرژی تصادم را به خود اختصاص می‌دهند و فقط مقدار کمی انرژی در منطقه آسیب‌دیده باقی می‌ماند. تعیین دقیق منطقه آسیب‌دیده مشکل می‌باشد. به نظر می‌رسد آبخارهایی از جاهای خالی به وجود آمده‌اند که منتهی به اتم‌های بین‌نشین می‌شوند.



شکل ۵-۱

در فلزی مانند مس قطر منطقه متأثر از یک برخورد اتمی برابر  $100 \text{ \AA}$  می‌باشد و پس از انجام برخورد شاید ۱۰۰ تا ۵۰۰ اتم بین‌نشین و یا جاهای خالی در آن موجود باشد. البته باید توجه نمود که صدمه ناشی از بمباران نوترونی فقط در رابطه با ایجاد جاهای خالی و بین‌نشینی‌ها قابل توجیه نمی‌باشد. به هنگام ایجاد حفره‌های حرارتی (Spike) دامنه نقص بر اثر ایجاد مناطق تهی یا رقیق گسترش می‌یابد (به وسیله اتصال ماده در مقیاس زیاد).

فرآیند مزبور به علت پدیده «تمرکز اثر» ایجاد می‌شود که در آن مقداری از انرژی ناشی از تصادم به صورت زنجیره‌ای از اتم‌ها در جهت مختلف شبکه کریستال منتقل می‌شود که باعث تشکیل نقص «کرایونی» (Crowdions) می‌گردد. این نقص در اثر فرو رفتن یک اتم اضافی در ردیف اتمی شبکه تهی یا رقیق در شبکه ایجاد می‌شود که بعضی از محققین آن را عامل سختی ناشی از بمباردمان می‌دانند.

### ۲-۳-۱-۱- بررسی ساختمان داخلی فلزات بمباران شده

مطالعات الکترون میکروسکوپی زیادی بر روی مس آنیل شده پس از بمباران نوترونی انجام گرفته است. در دز (Dose) های پایین تعداد کمی حلقه‌های نابجایی با اقطار تا  $15 \text{ \AA}$  به همراه تعداد زیادی لکه‌های تاریک دیده شده‌اند. با افزایش دز نوترون تعداد بیشتری حلقه نابجایی با اقطار حدود  $300 \text{ \AA}$  قابل رؤیت

می‌شوند. در دزهای در حدود  $6 \times 10^{17} \frac{\text{نوترون}}{\text{cm}^2}$  تا  $10^{20} \frac{\text{نوترون}}{\text{cm}^2}$  دانسیته نقایص به حدود  $10^{15} - 10^{16}$  بالغ می‌گردد. نتایج مشابهی در بمباردمان نوترونی طلا، آهن و پلاتین و بمباردمان مس با اشعه  $\alpha$  به دست آمده است.



نقایص در درجه حرارت‌های حدود ۳۰۰ الی ۴۰۰ درجه سانتی‌گراد از بین می‌روند که این همان درجه حرارت بازیابی صدمات بمباردمان ذرات اتمی می‌باشد.

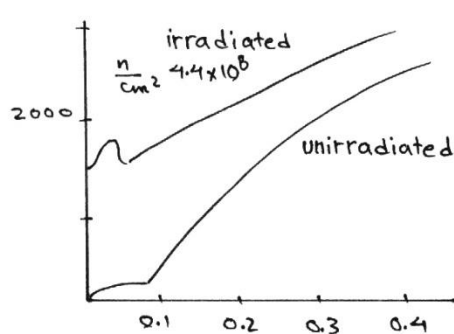
مطالعات دقیق‌تر لکه‌های سیاه با قطر حدود  $25 \text{ \AA}$  یا کمتر در فلزات تحت بمباردمان قرار گرفته نشان می‌دهد که احتمالاً آنها مناطق اتمی یا رقیق می‌باشند و نه حلقه‌های نابجایی کوچک. آنها حتی در درجه حرارت‌های ۵۰- درجه سانتی‌گراد به راحتی می‌مانند. تشکیل در درجه حرارت اتاق تحت تشعشع ذرات ایجاد می‌شوند. از قرائن چنین پیداست که تشکیل آنها همراه نفوذ اتمی نیست بلکه تشکیل آنها در جا یا در محل می‌باشد (از طرف دیگر غلظت آنها با افزایش دز زیاد برعکس حلقه‌های بزرگ‌تر نابجایی دیده شده افزایش می‌یابد).

با آنیل نمودن نمونه‌ها در درجه حرارت‌های نسبتاً پایین حدود ۳۵۰ درجه سانتی‌گراد در مورد مس و طلا نقایص بیشتری پدیدار می‌گردند که احتمالاً بر اثر رشد نقایص غیر قابل مشاهده قبلی بوده است. در درجه حرارت‌های بالا رشد بعضی از این لکه‌ها به همراه از بین رفتن بعضی دیگر می‌باشند. قرائنی دال بر وجود حلقه‌های نابجایی هم از نوع بین‌نشینی و هم از نوع جاهای خالی وجود دارد. اما نتیجه بعضی از تحقیقات نشان‌دهنده کثرت وجود حلقه‌های نوع جاهای خالی می‌باشد. تحقیقات اخیر روی Mo نشان داده است که مجتمع‌ها و حلقه‌های کوچکی در اثر بمباران نوترونی در ۶۰ درجه سانتی‌گراد به وجود آمده است اما پس از آنیل در بالای ۸۰۰ درجه سانتی‌گراد حلقه‌های بزرگی پدیدار می‌گردند که تمامی آنها از نوع بین‌نشینی می‌باشند. نابجایی‌ها دارای بردار برگز  $\frac{1}{2}a\langle 111 \rangle$  می‌باشند. ساختمان نقایص با افزایش خلوص فلز درشت‌تر و پخش‌تر می‌گردد که حتی در دزهای پایین نوترون قابل تشخیص می‌باشد.

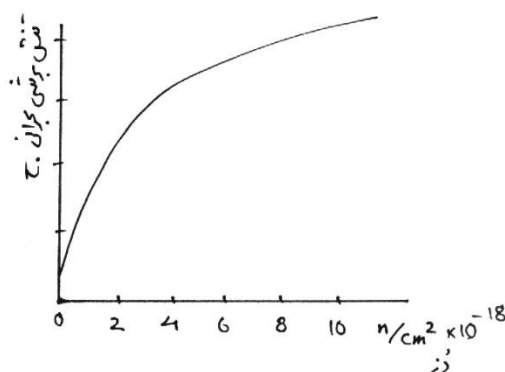
### ۳-۱-۱-۳- اثر بمباردمان اشعه ذرات اتمی بر خواص مکانیکی

#### الف- تک کریستال

بمباران نوترون اثر بسزایی بر خواص مکانیکی کریستال‌ها دارد. به عنوان مثال تنش برشی بحرانی کریستال مس با تابش دزی از نوترون به مقدار  $4/4 \times 10^{18}$  از  $50 \frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}$  به  $1500 \frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}$  افزایش می‌یابد به علاوه کریستال در خود پدیده نقطه تسلیم نشان می‌دهد و تمام منحنی تنش - کرنش به بالا منتقل می‌گردد (شکل ۶-۱). تغییرات خطوط لغزش به مانند تغییرات مشاهده شده در کریستال سریع سرد شده می‌باشد که به سبب آن، این خطوط ضخیم‌تر و فاصله آنها از یکدیگر بیشتر می‌شود. مشاهده شده است که تنش برشی بحرانی کریستال‌های مس به نسبت جزر سوم دز نوترون افزایش می‌یابد (شکل ۷-۱).



شکل ۱-۷



شکل ۱-۶

اکثر کریستال‌ها از خود نقطه تسلیم نشان داده و منطقه گسترش تسلیم با افزایش دز کاهش درجه حرارت آزمایش افزایش می‌یابد. مثلاً با بمباردمان با دزی برابر  $10^{20} \frac{n}{cm^2}$ ،  $\tau_0$  تا  $8 \frac{kg}{cm^2}$  از خود افزایش نشان می‌دهد.

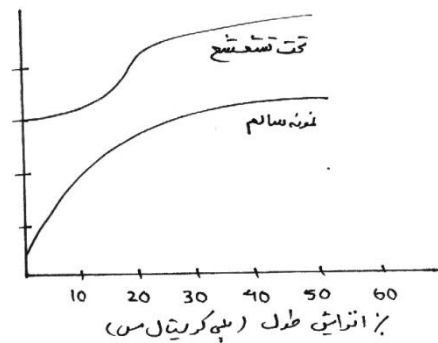
دیپل (Diehl) رفتار پلاستیک مس و نیکل که تحت دز حدود  $10^{18} cm^{-2}$  مورد تشعشع قرار گرفته‌اند را مورد مطالعه قرار داده و مشاهده نمود افزایش  $\tau_0$  به نسبت جزر سوم مقدار دز تا  $2 \times 10^{-7} cm^{-2}$  نسبت خطی داشته و بیش از آن در اثر اشباع باعث انحراف از نسبت خطی می‌گردد. تا مقدار  $10^{18} cm^{-2}$  منحنی تنش برشی - کرنش مراحل معمول کارسختی را از خود نشان می‌دهد اما گسترش منطقه تسلیم باعث پنهان ماندن منطقه یک کارسختی می‌گردد. تحت تنش‌های برشی بالاتر در مرحله سوم سختی (حتی در نمونه‌ای که تحت تشعشع قرار نگرفته است) تمایل به جمع شدن و همگرایی مشاهده می‌شود اما در هر صورت تحت اثر دزهای زیاد منحنی‌های مربوط اساساً بالاتر از نمونه‌های تحت تشعشع دزهای کم قرار می‌گیرند.

### ب- چند کریستال‌ها

در این مورد نیز تشعشع نوترونی باعث افزایش قدرت می‌شود که شدت افزایش به مقدار دز و درجه حرارت بمباردمان بستگی خواهد داشت. اثر برروی تنش سیلان کاملاً مشخص می‌باشد (شکل ۱-۸) و گاهی به ایجاد پدیده نقطه تسلیم منجر می‌گردد که این مسئله در مس، آلومینیم و دیگر فلزات با ساختمان FCC مشاهده شده است (اما به ندرت هم فلزات دارای پدیده نقطه تسلیم ناشی از محلول‌های بین‌نشینی این پدیده را از دست می‌دهند.  $\sigma_{uts}$  هم اغلب افزایش پیدا می‌کند ولی مقدار آن افزایش به اندازه  $\sigma_{ys}$  نمی‌باشد). افزایش  $\sigma_{ys}$  و  $\sigma_{uts}$  نسبت به مقدار دز به صورت پارابولیک (سه‌می) بوده که اشباع در مقدار دزهای در حدود  $10^{20} - 10^{21} cm^{-2}$  صورت می‌گیرد اما باید به خاطر داشت که مقدار دقیق افزایش در یک فلز یا یک آلیاژ بستگی به فرآیند بمباردمان (تشعشع) و علی‌الخصوص به درجه حرارت

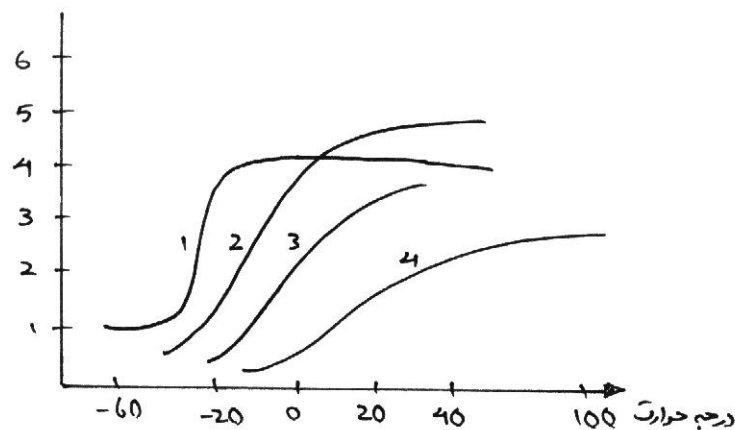


که نمونه تحت تشعشع است، ارتباط خواهد داشت. به طور کلی هرچه درجه حرارت نهایی کمتر باشد اثر مقاوم نمودن بیشتر خواهد بود.



شکل ۱-۱

در فلزات BCC که چقرمگی آنها در مقابل درجه حرارت حساس می‌باشند تشعشع باعث افزایش درجه حرارت تبدیل تردی به نرمی می‌گردد. این موضوع از اهمیت فوق‌العاده‌ای در طراحی راکتورها برخوردار است. دامنه این اثر در فولاد ۰/۲٪ کربن در شکل ۱-۹ نشان داده شده است که در آن دزی به مقدار  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  باعث افزایش درجه حرارت تبدیل تردی به نرمی از ۵۰- درجه سانتی‌گراد به ۸۰ درجه سانتی‌گراد می‌گردد.



شکل ۱-۹

شبه همین اثر در Mo تحت تشعشع  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  دز نوترون مشاهده شده که باعث تردی بسیار زیاد این فلز در درجه حرارت گشته است. بمباردمان اورانیم باعث به وجود آمدن پدیده پیچیده‌تری می‌گردد که قسمتی از آن به خاطر اثر ایزوتروپی خواص فیزیکی کریستال‌های اورانیم و قسمتی از آن بر اثر تولید محصولات حاصل از فعل و انفعالات رادیواکتیو (سوختن اورانیم) حاصل می‌گردد. در اثر تشعشع کریستال‌های اورانیم -  $\alpha$  اعوجاج شدیدی در آنها به وجود می‌آید و در کریستال‌های دارای جهت مرجع رشد، تغییرات عمده ابعادی ایجاد می‌گردد که بستگی به دز اورانیم دارد.

$$I = I_0 \exp(Gf)$$

(۱-۱۴)



در رابطه بالا  $l$  و  $l^0$  برابر طول لحظه‌ای و طول اولیه سوخت اورانیم و  $f$  برابر تعداد نسبی اتم‌های فعل و انفعال رادیواکتیو و  $G$  برابر ضریب رشد می‌باشد.

تغییرات طولی در میله اورانیم در اثر تغییرات سیکلی درجه حرارت (خستگی در حرارت‌های بالا) نیز تشدید می‌گردد. در یک راکتور اتمی ایجاد پدیده فوق‌الذکر اجتناب‌ناپذیر بوده و هنگام طراحی دقت بسیار زیادی باید به موضوع داخل پدیده فوق‌الذکر نمود.

علت رشد با افزایش طول ناشی از تشعشع اتمی هنوز به طور کامل تشریح نشده است اما تئوری‌های موجود را می‌توان به دو دسته تقسیم نمود. دسته اول تئوری‌هایی هستند که سعی در بیان تغییرات طول در ارتباط با حرکت غیرایزوتروپیک نقایص حاصل اثر تشعشع می‌نمایند. تئوری‌های دیگر خود طبیعت غیرایزوتروپیک تغییر فرم چه به وسیله لغزش و چه به دلیل دوقلوپی‌ها را مسئول تغییرات شکل اورانیم می‌دانند. محصولات ناشی از فعل و انفعالات هسته‌ای شامل تعداد زیادی از عناصر با عدد اتمی متوسط هستند که شامل گازهای خنثی از جمله گزنون و کریپتون می‌باشند.

اورانیم در ارتباط با این گازها به صورت فوق‌اشباع درآمد و باعث ایجاد حباب‌های گاز فوق‌العاده کوچکی در داخل ساختمان داخلی سوخت اورانیم می‌شوند.

اگر تشعشع در درجه حرارت‌های بالایی (بالتر از ۶۰۰ درجه سانتی‌گراد) انجام شود حباب‌های گازی بزرگ‌تر شده و تغییرات حجمی بسزایی در سوخت رخ می‌دهد که به آن باد نمودن یا تورم نمودن (Swelling) گویند.

نوترون در اثر اندرکنش با عناصر دیگر نیز ممکن است تولید گازهای خنثی بنماید. به عنوان مثال در فولادهای حاوی بر (Boron) در اثر تشعشع ایجاد حباب‌های گازی هلیوم می‌نماید که باعث ناقص شدن ساختمان داخلی آلیاژ به صورت شدید می‌شود و مسئله خطرناک در اینجاست که معمولاً بر به علت سطح مقطع محدب زیاد نوترون آن به کنترل کننده فولادی میله‌های سوخت راکتور جهت ایجاد خواص مطلوب اضافه می‌گردد.

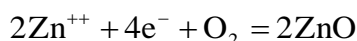
#### ۴-۳-۱-۱- تولید جاهای خالی به وسیله اکسیداسیون

رشد یک فیلم اکسیدی بر روی سطح فلزات یا ناشی از مهاجرت همگانی یون‌های فلزی است که باعث اکسید در فصل مشترک اکسید و اکسیداسیون می‌شود و یا یون‌های اکسیژن که باعث رشد فصل مشترک اکسید و فلز می‌گردد.

اهمیت نقص نقطه‌ای در لایه اکسیدی بر روی این فرآیندهای نفوذی تا حدی روشن می‌باشد ولی روابط داخلی بین نقص‌های نقطه‌ای در اکسید و در داخل فلز اخیراً توجیه گردیده‌اند. نتایج آزمایشی نشان می‌دهند که فصل مشترک فلز و اکسید عموماً به اندازه‌ای غیر منظم نمی‌باشد که به صورت منبع نامتناهی جاهای خالی و یا محل غرق جاهای خالی عمل نماید و با توجه به اینکه جاهای خالی به وسیله حرکت (همانگ) یا همگانی اکسید از بین می‌روند و یا ایجاد می‌شوند، جریان جاهای خالی در اکسید باید در فصل مشترک فلز - اکسید یکنواخت و همانگ باقی بماند. اگر فرض شود که جاهای خالی نقص عمده در فلز می‌باشند پس مهاجرت یا انتقال اتم‌های فلز به داخل لایه اکسید و نفوذ بعدی آن باید باعث ایجاد جاهای



خالی در شبکه فلزی بشود و برعکس نفوذ جابجایی ( Substitutional ) یا جانشینی اتم های اکسیژن از داخل اکسید به شبکه فلز نزدیک فصل مشترک باید به ایجاد جریان جاهای خالی از فلز به اکسید منجر شود. لذا به نظر می رسد رشد لایه اکسیدی همراه با نفوذ کاتیون باعث ایجاد جاهای خالی در شبکه فلز و رشد لایه اکسیدی همراه با نفوذ آنیون باعث جذب جاهای خالی شبکه فلزی خواهد گردید. یک مثال معمولی از رشد لایه اکسیدی نوع دوم Zn می باشد که در آن انحراف از شرایط استوکیومتری در نتیجه وجود منابع (ذخیره) اتم های روی واکنش بین نشینی دیده می شود. واکنش تعادلی تولید جاهای خالی به صورت زیر می باشد:



واکنش اگزوترمیک بوده که به آزاد شدن ۸۳/۱۷ کیلوکالری انرژی برای هر مول روی می انجامد. اکسیداسیون باعث راندن واکنش به سمت راست می گردد و در نتیجه غلظت اتم های بین نشین روی در اکسید کاهش می یابد اما غلظت تعادلی اتم های بین نشین روی لایه در اکسید با ایجاد جفت های بین نشین - جای خالی در فصل مشترک اکسید - فلز برقرار می گردد که در نتیجه آن اتم های بین نشین روی به داخل اکسید مهاجرت نموده و جاهای خالی به شبکه روی فلزی مهاجرت می نمایند.

### ۵-۳-۱- تولید جاهای خالی به وسیله سریع سرد کردن ( Quench )

همان طور که می دانیم غلظت تعادلی جاهای خالی به صورت نمایی با درجه حرارت تغییر می نماید.

$$C_v = \text{Be} \left( \frac{Q_f}{RT} \right) \quad (1-15)$$

که در این رابطه  $Q_f$  انرژی لازم برای تشکیل یک مول از جاهای خالی و B ترم انتروپی می باشد که تقریباً برابر ۱ می باشد. مقادیر مختلف  $Q_f$  بر حسب eV بر اتم (جهت تشکیل یک نقص  $E_f$ ) و غلظت جاهای خالی در درجه حرارت های مختلف برای مس در جدول زیر نشان داده شده است.

نوع نقص	$E_f$ (eV)	300K	800K	1300K
جای خالی	1	$10^{-15}$	$10^{-6}$	$10^{-3}$
بین نشین	4	$10^{-67}$	$10^{-25}$	$10^{-15}$

نتایج فوق نشان می دهند که جاهای خالی در درجه حرارت های بالاتری ایجاد می شوند و هم غلظت تعادلی آنها بیشتر خواهد بود. مثلاً به طور تقریب از هر ده محل اتمی در هر یک جهت کریستالوگرافی دلخواه یک محل به وسیله جای خالی در 1300K اشغال گردیده است.

جاهای خالی به وسیله پرش اتمی حرکت نموده و تحرک ( Mobility ) آنها مانند غلظتشان تابع نمایی از درجه حرارت می باشد.

$$v_v = A \exp \left( \frac{Q_m}{RT} \right) \quad (1-16)$$

$v_v$ : فرکانس پرش اتم به جای خالی



A : ضریب ثابت

$Q_m$ : انرژی اکتیواسیون جهت به حرکت درآمدن جای خالی برحسب کالری بر مول  
می‌دانیم که سرعت نفوذ خود به خودی در یک فلز برابر سرعتی می‌باشد که اتم‌ها به جاهای خالی پرش می‌نمایند در نتیجه ما باید تعداد پرش اتم را با توجه به غلظت تعادلی جاهای خالی در واحد زمان در یک درجه حرارت معین مورد بررسی قرار دهیم.

$$U_a = \frac{n_v}{n_a} A \exp\left(-\frac{Q_m}{RT}\right) \quad (1-17)$$

 $n_v$ : تعداد جای خالی $n_a$ : تعداد اتم‌ها

$$U_a = C_v A \exp\left(-\frac{Q_m}{RT}\right) \quad (1-18)$$

با جایگذاری در معادله ۳ خواهیم داشت:

$$U_a = A \exp\left(-\frac{Q_m}{RT}\right) \cdot \exp\left(-\frac{Q_f}{RT}\right) \quad (1-19)$$

$$U_a = A \exp\left(-\frac{Q_m + Q_f}{RT}\right) \quad (1-20)$$

در نتیجه سرعت نفوذ بستگی به دو انرژی اکتیواسیون  $Q_m$  و  $Q_f$  خواهد داشت و لذا انرژی اکتیواسیون نفوذ  $Q_D$  برابر خواهد بود با:

$$Q_D = Q_f + Q_m \quad (1-21)$$

با سریع سرد کردن یک فلز از درجه حرارت نزدیک به نقطه ذوب امکان دارد که تعداد زیادی جاهای خالی در حد فوق اشباع در درجه حرارت اتاق در داخل شبکه نگهداری نمود. با آزمایش‌های اندازه‌گیری خواص فیزیکی از قبیل مقاومت الکتریکی یا اندازه‌گیری انرژی انباشته شده فلز به وسیله کالری‌متری در درجه حرارت‌های مختلف به راحتی می‌توان ثابت نمود که جاهای خالی پس از کوئنچ در اثر حرارت حرکت نموده و یا از بین می‌روند.

همچنین اگر درجه حرارت سریع سرد نمودن تغییر نموده و باعث تغییرات در غلظت جاهای خالی گردد، باز هم می‌توان با اندازه‌گیری تغییرات خواص فیزیکی مقدار  $Q_f$  را محاسبه نمود. تعداد زیادی آزمایش در مورد فلزات با ساختمان FCC مانند مس، طلا، نقره و نیکل انجام شده است و نتایج آزمایش مقدار کمیت‌های  $Q_m$ ،  $Q_f$  و  $Q_D$  را مشخص نموده است (جدول زیر).

	$Q_f$ (ev)	$Q_m$ (ev)	$Q_D$ (ev)
Au	0/05 – 1/05	0/6 – 0/9	1/81



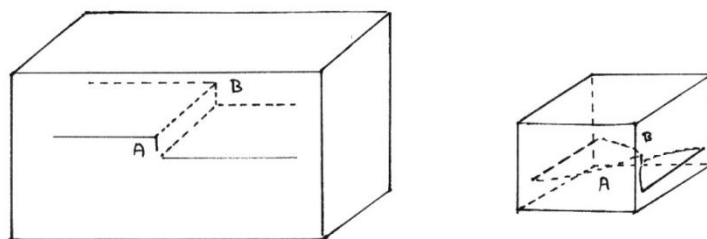
Cu	1	0/7	1/8
Pt	1/2 – 1/4	1/1	12/9
Al	0/8 – 1	0/44	1/40/9 –

تحرك نسبتاً زیادی در ایجاد فوق اشباع جاهای خالی با توجه به تغییرات مقاومت الکتریکی فلز سریع سرد شده و نگهداری شده حتی در درجه حرارت زیر صفر مشاهده گردیده است. جهت از بین بردن نقایص اضافی در اکثر فلزات FCC به درجه حرارت‌های حدود ۲۰۰-۴۰۰ درجه سانتی‌گراد احتیاج می‌باشد (درجه حرارت بازیابی جاهای خالی).

### ۶-۳-۱-۱- تولید جاهای خالی به هنگام تغییر فرم پلاستیک (کار سرد)

آزمایش‌های زیادی از جمله اندازه‌گیری تغییرات مقاومت الکتریکی بعد از تغییر فرم پلاستیک نشان داده شده است که جاهای خالی به وسیله کار سرد ایجاد شده و غلظت آنها،  $C$ ، بستگی به مقدار تغییر فرم یا کرنش پلاستیک  $\varepsilon$  با توجه به رابطه  $C = 10^{-4} \varepsilon$  دارد. به نظر می‌رسد که این جاهای خالی در اثر حرکت نابجایی جاگ‌دار به وجود آمده باشند چون دیده شده است که در تغییر فرم محدود به لغزش اولیه در یک صفحه لغزش غلظت جاهای خالی نسبتاً کم بوده در صورتی که در حین لغزش متقاطع افزایش قابل توجهی در مقاومت الکتریکی و کاهش محسوسی در دانسیته حاصل می‌گردد.

همان‌طور که می‌دانیم جاگ بر روی یک نابجایی در اثر برخورد با نابجایی دیگر با بردار برگرز در جهت دیگر نسبت به نابجایی اولیه به وجود می‌آید در نتیجه جاگ جهت هماهنگی با حرکت نابجایی مجبور به حرکت غیر محافظه کارانه خواهد بود که در اثر آن جاگ کشیده شده و باعث ایجاد مقدار زیادی جاهای خالی و یا بین‌نشین می‌گردد اما امکان دارد که جاگ بتواند به طور محافظه کارانه نیز با بقیه نابجایی حرکت کند بدون اینکه تولید جاهای خالی بنماید و این در صورتی است که نابجایی تجزیه شده باشد. از طرف دیگر اگر انرژی نقص در چیده شدن به اندازه کافی کم باشد که اجازه تجزیه نابجایی‌های جزئی را ادامه دهد جاگی که به دو قسمت تجزیه شده نابجایی را به هم مربوط می‌کند نیز تجزیه شده و حرکت احتمالی محافظه کارانه جاگ به همراه نابجایی اصلی فوق‌العاده مشکل می‌گردد.



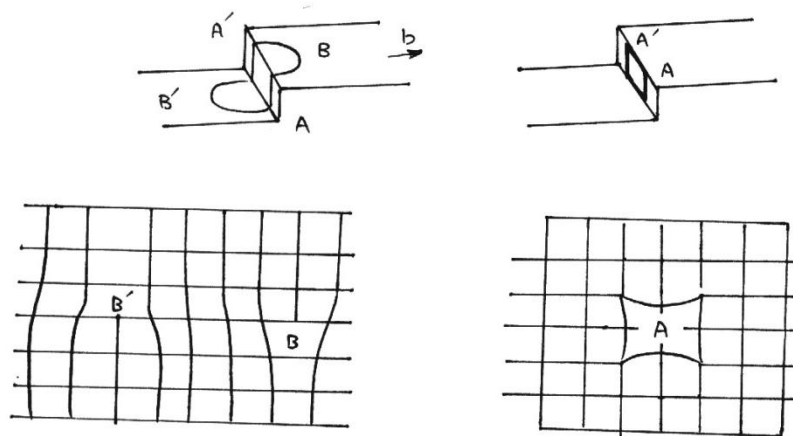
شکل ۱۰-۱

البته احتمال دارد که جاگ تجزیه شده دوباره ترکیب و جمع شده و پس از آن حرکتش آسان‌تر شود. در هر صورت مطمئناً به نظر می‌رسد که در مورد فلزات با انرژی نقص کم نقایص شبکه با حرکت غیر محافظه کارانه نابجایی ایجاد شوند.





مکانیزم دیگر ممکن است، اندرکنش دو نابجایی مثبت و منفی در دو صفحه لغزش همسایه باشد. همچنان که دو نابجایی با یکدیگر ترکیب می‌شوند دو نیم‌صفحه اضافی با یکدیگر جفت شده ولی فاصله بین آنها (صفحات لغزش) باعث ایجاد ردیفی از جاهای خالی خواهد گردید.



شکل ۱-۱۱

مکانیزم دیگری که در تشکیل جاهای خالی اهمیت دارد از قرار زیر می‌باشد:

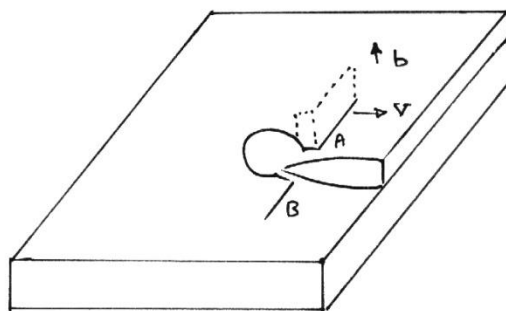
یک حلقه نابجایی را که به ازاء تنش وارده در صفحه لغزش در حال گسترش بوده و جاگ‌دار نیز شده است را در نظر بگیرید (شکل ۱-۱۱). اگر تنش از روی نمونه برداشته شود حلقه تمایل به جمع شدن از خود نشان داده و مرحله‌ای ممکن است برسد که یک خط از نقص نقطه‌ای تشکیل شود. در نتیجه مرحله برداشتن باز اهمیت بسزایی می‌تواند در ایجاد جاهای خالی داشته باشد. به همین خاطر است که تنش‌های وارده تغییر جهت می‌دهند و مرحله بارگذاری و باربرداری مرتباً تکرار می‌شود. می‌توان انتظار ایجاد جاهای خالی را داشت که عملاً هم مکانیزم بالا علت غلظت فوق‌العاده زیاد جاهای خالی را در خستگی نسبت به کشش تک محوری را توجیه می‌کند.

مکانیزم مشابهی که در تولید جاهای خالی وجود دارد کمانه نمودن یک نابجایی لبه‌ای بر روی یک نابجایی پیچی می‌باشد.

به هنگام حلقه زدن نابجایی اولیه دو قسمت آن (A و B) به یکدیگر نزدیک شده و به علت آنکه در نابجایی پیچی یک صفحه اتمی اختلاف وجود دارد بر اثر آن دوباره خطی از جاهای خالی به وجود می‌آید. هنوز در مورد نسبت دقیق جاهای خالی به اتم‌های بین‌نشین که در حین تغییر فرم پلاستیک به وجود می‌آیند شک وجود دارد چون بین‌نشینی‌ها به راحتی و به سرعت در درجه حرارت‌های پایین از بین می‌روند. با آنیل و اندازه‌گیری مقاومت الکتریکی فلز تغییر فرم یافته، شاهد افزایش مقاومت حتی در درجه حرارت‌های پایین می‌باشیم به طوری که می‌توان گفت که تعداد بیشتری نقص با انرژی اکتیواسیون حرکت جاهای خالی نسبت به بین‌نشینی‌ها موجود می‌باشد. مثلاً مسی که در درجه حرارت هلیوم مایع تغییر فرم یافته است مقدار زیادی بازیابی در درجه حرارت 300K به هنگامی که جاهای خالی متحرک هستند از خود نشان می‌دهد اما مقدار بازیابی در درجه حرارت 77K به هنگام حرکت بین‌نشینی‌ها بسیار جزئی و



نزدیک به صفر می‌باشد. اخیراً آزمایش‌های انجام شده بر روی طلا در درجه حرارت  $77K$  نشان‌دهنده تشکیل بین‌نشین‌ها با انرژی مهاجرت حدود  $0.15eV$  بوده است اما این برابر  $10$  تا  $20$  درصد کل تعداد جاهای خالی می‌باشد. به طور کلی مهاجرت در درجه حرارت‌های پایین بین  $77$  تا  $90K$  انجام گرفته و تأثیر محسوسی در مقاومت الکتریکی داشته است. در درجه حرارت اتاق بازیابی مقاومت الکتریکی بسیار سریع‌تر بوده و انرژی مهاجرت در حدود  $1eV$  محاسبه گردیده است که در حدود انرژی لازم برای حرکت جاهای خالی در طلا می‌باشد.



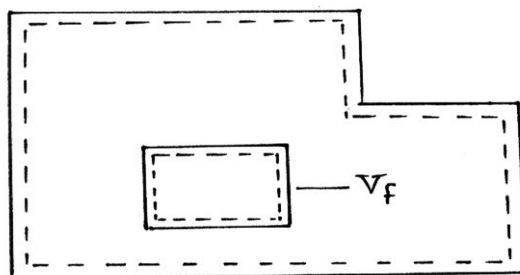
شکل ۱-۱۲

### ۷-۳-۱-۱- اثر جاهای خالی بر خواص فیزیکی و روش‌های اندازه‌گیری جاهای خالی - اثر بر اندازه

#### کریستال و مطالعه تجربی جاهای خالی به کمک اندازه‌گیری طول شبکه و کریستال

تولید جاهای خالی در کریستال باعث افزایش ابعاد می‌گردد. با استفاده از آزمایش توانسته‌اند غلظت جاهای خالی را در کریستال محاسبه نمایند.

آنها واحد شبکه و طول نمونه مورد آزمایش را به صورت تابعی از درجه حرارت نشان دادند. با انتقال یک اتم به سطح کریستال روشن است که ظاهراً حجم کریستال به مقدار  $V_A$  (حجم اتم منتقل شده) افزایش خواهد یافت اما به علت انقباض جای خالی بعد از برداشتن اتم، حجم جای به وجود آمده کمتر خواهد شد. از طرف دیگر با توجه به تئوری‌های الاستیسیته خود کریستال هم مقداری انقباض می‌یابد ( $V_R$ ) و فرض بر این است که مقدار انقباض به طور یکنواخت در کریستال پخش می‌شود یعنی تغییرات حجمی نسبی در کل کریستال یکنواخت فرض می‌شود.

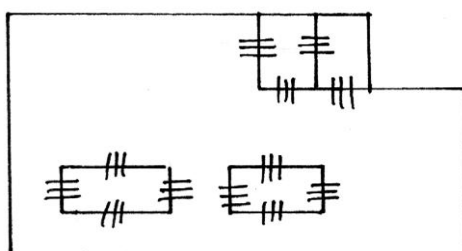


شکل ۱-۱۳



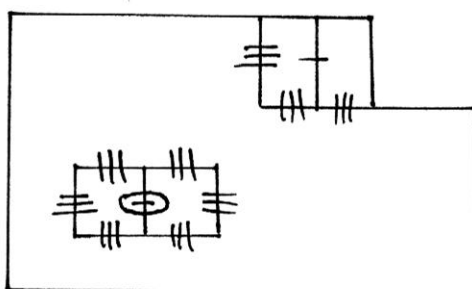
## ۴-۱-۱- جاهای خالی دوتایی یا دوبل

آیا جای خالی می‌تواند به صورت دوتایی در حالت تعادل وجود داشته باشد؟ نشان داده شده است که نیروی چسبندگی بین دو جای خالی می‌تواند موجود باشد. با توجه به ملاحظات ترمودینامیکی پیوند شیمیایی بین دو جای خالی (چسبندگی) می‌توان گفت وجود جاهای خالی دوتایی محتمل است. با توجه به شکل فرض کنید دو تا جای خالی در شبکه به صورت ایزوله به وجود آورده‌ایم. افزایش انرژی ناشی از شکستن باندهای اتمی و قرار دادن دو اتم در سطح کریستال و ایجاد دو تا جای خالی مستقل برابر  $12E_B$  خواهد بود. اما ایجاد دو تا جای خالی چسبیده چطور؟



شکل ۱-۱۴

همان طوری که دیده می‌شود باید ۱۱ باند اتمی بشکنیم و در نتیجه افزایش انرژی حاصله بیشتر از تشکیل جای خالی تکی و کمتر از دو تا جای خالی می‌باشد اما نشان داده شده است به طور کلی غلظت جاهای خالی دو تایی کمتر از جاهای خالی تکی بوده و بستگی به عوامل مختلف از قبیل درجه حرارت و باند بین آنها دارد.



باند اتمی مشترک

شکل ۱-۱۵

حال می‌خواهیم غلظت جاهای خالی دوبل را در شبکه مورد بررسی قرار دهیم: با توجه به قانون فعل و انفعالات شیمیایی خواهیم داشت:

$$V + V \xrightleftharpoons[K_2]{K_1} V_2$$

$K_1$ : ثابت سرعت تشکیل جای خالی دوبل

$K_2$ : ثابت سرعت تجزیه جای خالی دوبل



غلظت جای خالی را با توجه به رابطه سرعت واکنش می‌توان محاسبه نمود:

$$K_1[V][V] = K_1[V]^2 \longrightarrow \text{سرعت تشکیل}$$

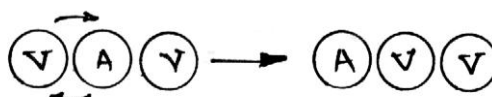
$$K_2[V_2] \longrightarrow \text{سرعت تجزیه}$$

$[V]$ : غلظت جاهای خالی

$[V_2]$ : غلظت جاهای خالی دوتایی

حالا می‌خواهیم مقدار ثوابت واکنش تشکیل و تجزیه را محاسبه نماییم.

اگر تشکیل یک جای خالی دوتایی را به صورت زیر در نظر بگیریم مشاهده می‌شود که:



این عمل با پرش اتمی همراه بوده و این پرش اتمی دارای یک مانع انرژی می‌باشد که آن را می‌توان به صورت منحنی شکل ۱-۱۶ نشان داد.

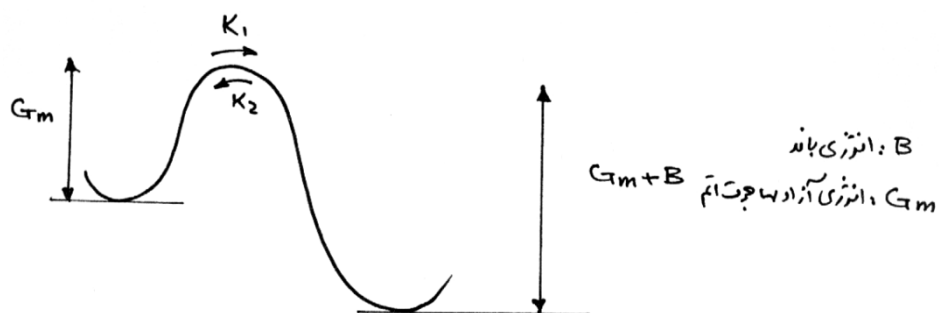
به طور کلی  $K$  با فرکانس جاهای خالی، احتمال وجود انرژی لازم برای تفوق بر مانع تعداد راه‌هایی که یک جای خالی دوبل را تشکیل می‌دهد، متناسب می‌باشد.

(۱-۲۲)

$$K_1 = nV \exp\left(-\frac{Q_m}{KT}\right)$$

B: انرژی باند

$G_m$ : انرژی آزاد مهاجرت اتم



شکل ۱-۱۶

با توجه به شکل در شبکه FCC اطراف یک جای خالی ۱۲ اتم موجود می‌باشد لذا ۱۲ راه برای تشکیل جای خالی دوبل وجود دارد. اما نشان داده شده است راه‌هایی که با یک پرش احتمال تشکیل جای خالی دوبل ایجاد می‌شود برابر ۸۴ می‌باشد، پس:

(۱-۲۳)

$$K_1 = 84V \exp\left(-\frac{Q_m}{KT}\right)$$

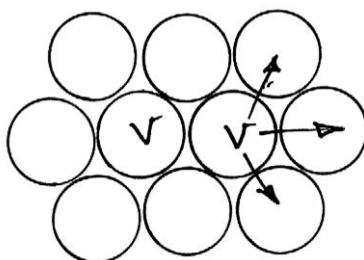


حالا واکنش برگشت (تجزیه) را در نظر بگیرید.

مانع در مقابل تجزیه  $K_2$  بیشتر از  $K_1$  می‌باشد اما مقدار  $V$  در هر دو حالت یکی بوده و فاکتور احتمال

انرژی  $\frac{Q_m + B}{KT}$  بوده و حالا با توجه به شکل تعداد راههایی که یک جای خالی دوپل می‌تواند تبدیل به جای خالی تکی شود را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

به طور کلی با ۳ پرش در صفحه شکل ۱-۱۷ + دو پرش در صفحه بالایی + ۲ پرش در صفحه پایینی و جمعاً با ۷ پرش برای هر محل، این جای خالی دوپل تبدیل به جای خالی تکی می‌گردد. در نتیجه کل تعداد راههای تجزیه (با توجه به اینکه دو تا جای خالی موجود می‌باشد) برابر  $7 \times 2 = 14$  خواهد بود.



شکل ۱-۱۷

(۱-۲۴)

$$K_2 = 14 V \exp\left(-\frac{Q_m + B}{KT}\right)$$

$$[V_2] = \frac{84 V \exp\left(-\frac{Q_m}{KT}\right)}{14 V \exp\left(-\frac{Q_m + B}{KT}\right)} [V]^2$$

در حالت

(۱-۲۵)

تعادلی

(۱-۲۶)

$$[V_2] = 6 \exp\left(\frac{B}{KT}\right) [V]^2$$

و نسبت جاهای خالی دوپل به جاهای خالی تکی برابر است با:

(۱-۲۷)

$$\frac{[V_2]}{[V]} = 6 [V] \exp\left(\frac{B}{KT}\right)$$

اما:

$$[V] = \exp\left(\frac{-Q_f}{KT}\right)$$

(۱-۲۸)

در نتیجه:



(۱-۲۹)

$$\frac{[V_2]}{[V]} = 6 \exp\left(\frac{B - Q_f}{KT}\right)$$

مقدار ضریب معادله (فاکتور انتروپی شکل) برای شبکه BCC برابر ۴ و انرژی باند (B) برای شبکه‌های فشرده در حدود  $0/1 < B < 0/5 \text{ eV}$  ارزیابی گردیده است. مثلاً برای آلومینیم ۰/۷، طلا ۰/۳ و نقره ۰/۳۲ می‌باشد.

همان طوری که دیده می‌شود نسبت غلظت جاهای خالی دوبر به جای خالی تکی بستگی به انرژی باند اتمی و انرژی تشکیل جاهای خالی  $Q_f$  دارد. این نسبت با افزایش درجه حرارت بیشتر می‌شود. به طور کلی با افزایش درجه حرارت که غلظت جاهای خالی تکی کمی زیاد می‌شود غلظت جاهای خالی دوبر نیز افزایش یافته و حتی احتمال تشکیل جاهای خالی سه‌تایی و چندتایی افزایش می‌یابد که می‌تواند نهایتاً مجمعی از جاهای خالی بدهند (Cluster) که بعداً راجع به این موضوع بیشتر بحث خواهد گردید.

### ۵-۱-۱- اثر جاهای خالی بر خواص فیزیکی و روش‌های اندازه‌گیری جاهای خالی

اگر تعداد اتم‌های کریستال را N در نظر بگیریم خواهیم داشت:

$$NV_A$$

حجم کریستال:

البته ما از جاهای خالی موجود در کریستال صرف‌نظر کرده‌ایم  $n \ll N$  (n برابر تعداد جاهای خالی می‌باشد).

تولید جای خالی باعث ایجاد انقباض نسبی به مقدار  $\frac{V_R}{NV_A}$  خواهد گردید.

تغییرات ابعاد را در نتیجه افزایش درجه حرارت می‌خواهیم بررسی نماییم:

با افزایش درجه حرارت از  $T_0$  به T فرض نماییم n جای خالی ایجاد شده است، پس:

$$\text{افزایش} = n(V_A - V_R) \quad (۱-۳۰)$$

کل حجم

$V_R$ : حجم جا افتاده (Volume of Relaxation)

$$\text{تغییرات} = \frac{n(V_A - V_R)}{NV_A} \quad (۱-۳۱)$$

نسبی حجم

با افزایش درجه حرارت فاصله اتم‌ها زیاد شده و در نتیجه:

$$\text{تغییرات نسبی} = \frac{n(V_A - V_R)}{NV_A} + \gamma(T - T_0) \quad (۱-۳۲)$$

حجم



$\gamma(T - T_o)$  : تغییر حجم در اثر حرارت

اما تغییرات نسبی طول

$$(1-33)$$

$$\frac{\Delta V}{V} = 3 \frac{\Delta l}{l}$$

$$(1-34)$$

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{3} \frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{3} \left[ \frac{n(V_A - V_R)}{NV_A} + \gamma(T - T_o) \right]$$

#### ۱-۱-۵-۱- اندازه شبکه

اگر  $a_o$  برابر اندازه شبکه در دمای  $T_o$  باشد می‌خواهیم تغییرات اندازه شبکه (Unitcell) را در  $T$  حساب کنیم. تغییرات ناشی از دو عامل انبساط حرارتی و انقباض یا جا افتادن (Relaxation) می‌باشد.

$$(1-35)$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \gamma(T - T_o) + \frac{nV_R}{NV_A}$$

با توجه به تغییرات حجمی کریستال اطراف جای خالی:

$$(1-36)$$

$$\frac{\Delta a}{a_o} = \frac{1}{3} \left[ \frac{-nV_R}{NV_A} + \gamma(T - T_o) \right]$$

$$(1-37)$$

$$\frac{\Delta l}{l_o} = \frac{1}{3} \left[ \frac{n}{N} - \frac{nV_R}{NV_A} + \gamma(T - T_o) \right]$$

$l_o$ : طول نمونه در  $T_o$

$$(1-38)$$

$$\frac{\Delta l}{l_o} = \frac{1}{3} \frac{n}{N} + \frac{\Delta a}{a_o} \Rightarrow \frac{n}{N} = 3 \left[ \frac{\Delta l}{l_o} - \frac{\Delta a}{a_o} \right]$$

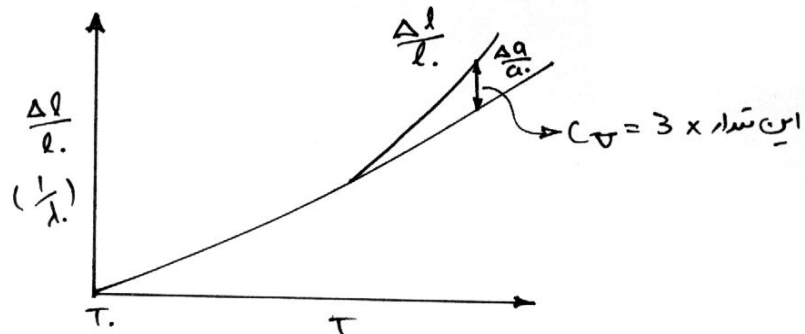
$$(1-39)$$

$$C_v = 3 \left[ \frac{\Delta l}{l_o} - \frac{\Delta a}{a_o} \right]$$

با اندازه‌گیری تغییرات طول و تغییرات اندازه شبکه می‌توان غلظت جاهای خالی را حساب کرد (به شکل ۱-۱۸ مراجعه شود).

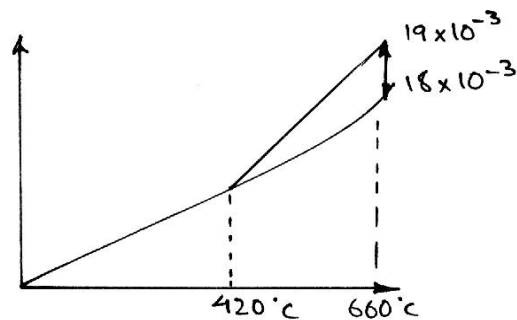


**اشکالات:** اولاً دقت آزمایش شدیداً به دقت اندازه گیری طول و اندازه شبکه وابسته می باشد. ثانیاً بین یک جای خالی و جای خالی دو برابر تفاوت  $V/V$  نمی باشد و تشخیص و تفکیک تعداد جاهای خالی دو برابر و معمولی از یکدیگر ممکن نمی باشد.



شکل ۱-۱۸

**مثال:** برای آلومینیم در زیر نقطه ذوب (۶۶۰ درجه سانتی گراد) تعداد جای خالی با توجه به شکل برابر خواهد بود با:



شکل ۱-۱۹

(۱-۴۰)

$$C_v = 3 \left[ \frac{\Delta l}{l_0} - \frac{\Delta a}{a_0} \right]$$

$$C_v = 3 \times 0.3 \times 10^{-3} = 9 \times 10^{-4}$$

اندازه گیری های مربوطه  $\frac{\Delta l}{l_0}$  و  $\frac{\Delta a}{a_0}$  در درجه حرارت های پایین مشکل تر و پرخطا تر می گردد به طوری که از حدود ۴۲۰ درجه سانتی گراد به پایین روش فوق غیر قابل استفاده است.

	$H_f$	$\frac{S_f}{R}$	at M.pt $C_v$
Au	0.96ev	۱/۲	$7/2 \times 10^{-4}$
Al	0.76ev	2/2	$9/0 \times 10^{-4}$
Cu	1.17ev	?	$2 \times 10^{-4}$





$H_f$ : انرژی لازم برای شکستن باندهای اتمی می باشد و باید متذکر شد که گرمای تبخیر تقریباً برابر 3ev می باشد.

## ۲-۵-۱-۱- اثر بر مقاومت الکتریکی

با وارد شدن جای خالی در یک فلز به وسیله یکی از مکانیزم های ذکر شده مقاومت الکتریکی افزایش خواهد یافت. استفاده از این خاصیت راحت ترین روش اندازه گیری غلظت جاهای خالی می باشد. افزایش مقاومت الکتریکی مثلاً بعد از سریع سرد کردن یک فلز برابر است با:

(۱-۴۱)

$$\Delta \rho_o = A \exp \left( - \frac{E_f}{KT_Q} \right)$$

که  $A$  ثابت مربوط به انتروپی تشکیل،  $E_f$  انرژی تشکیل جای خالی و  $T_Q$  درجه حرارت کوئنچ است. در نتیجه با اندازه گیری مقاومت الکتریکی بعد از کوئنچ از درجه حرارت های مختلف می توان  $E_f$  را با رسم  $\frac{1}{T_Q}$  نسبت به  $\Delta \rho_o$  محاسبه نمود (جدول زیر).

غلظت جاهای خالی مربوطه را با دانستن مقاومت الکتریکی یک جای خالی می توان به دست آورد.										
انرژی	Cu	Ag	Au	Al	Ni	Pt	Mg	Fe	W	NiAl
$E_f$	1/0-1/1	1/1	0/98	0/76	1/4	1/4	0/9	2/13	3/3	1/05
$E_m$	1/0-1/1	0/83	0/83	0/62	1/5	1/1	0/5	0/76	1/9	2/4
$E_D$	2/0-2/2	1/98	1/81	1/38	2/9	2/5	1/4	2/9	5/2	3/4

مثلاً در مس این مقدار برابر ۱/۵ اهم برای یک درصد از جاهای خالی می باشد. همان طوری که قبلاً نشان دادیم با افزایش درجه حرارت احتمال تشکیل جاهای خالی دوتایی و یا حتی چندتایی افزایش می یابد و نسبت جاهای خالی دوتایی به جاهای خالی تکی با کاهش درجه حرارت نهایی کوئنچ افزایش می یابد.

از بین بردن جاهای خالی نگه داشته شده در شبکه بعد از کوئنچ به وسیله آنیل با مهاجرت جاهای خالی به محل های غرق شدن صورت می گیرد (Annihilation). مقدار متوسط پرش های اتمی قبل از غرق شدن

$$n = AZvt \exp \left( - \frac{E_m}{KT_Q} \right)$$

برابر می باشد که در این رابطه  $A$  ضریب ثابت ( $\sim 1$ ) و مربوط به انتروپی مهاجرت می باشد،  $Z$  برابر عدد همسایگی اطراف جای خالی،  $v$  فرکانس،  $t$  زمان آنیل نمودن در درجه حرارت  $T_Q$  و  $E_m$  انرژی مهاجرت جای خالی می باشد.



انرژی اکتیواسیون  $E_m$  جهت حرکت جاهای خالی را می‌توان با اندازه‌گیری سرعت آنیل جاهای خالی و در درجه حرارت‌های آنیل مختلف محاسبه نمود. سرعت آنیل با زمان رسیدن به مقدار معینی آنیل که با بازیابی مقاومت الکتریکی می‌توان مقدارش را معین نمود، نسبت عکس دارد، بنابراین:

(۱-۴۲)

$$\frac{1}{t_1} = A \exp\left(-\frac{E_m}{KT_1}\right)$$

(۱-۴۳)

$$\frac{1}{t_2} = A \exp\left(-\frac{E_m}{KT_2}\right)$$

(۱-۴۴)

$$\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right) = E_m \left[ \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right] \frac{1}{K}$$

از رابطه بالا می‌توان  $E_m$  را نیز محاسبه نمود.

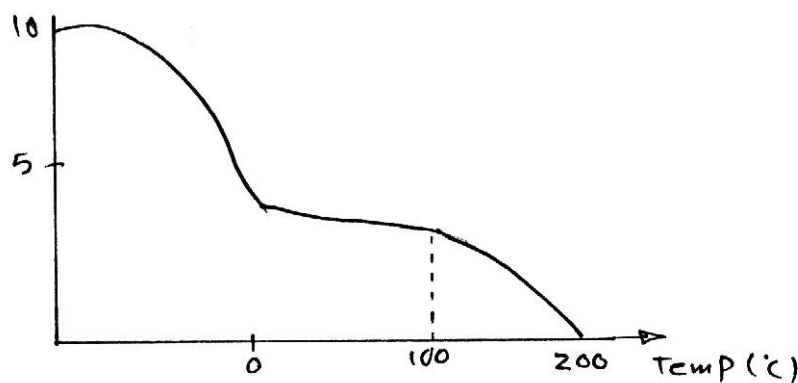
جهت این منظور تغییرات سرعت آنیل را قبل و بعد از یک تغییر سریع درجه حرارت باید اندازه‌گیری نمود. از طرف دیگر انرژی لازم برای تشکیل جاهای خالی  $E_f$  را نیز می‌توان به واسطه اطلاعات ناشی از تعداد جاهای خالی محبوس شده بعد از کوئنچ از درجه حرارت‌های مختلف به دست آورد یا آنکه به طور غیر مستقیم با داشتن انرژی نفوذ خود به خودی با استفاده از رابطه  $E_D = E_f + E_m$  حساب نمود. مهاجرت جاهای خالی دابل فرآیند نسبتاً راحت‌تری بوده و انرژی اکتیواسیون مورد نیاز کمتر از  $E_m$  برای جاهای خالی تکی می‌باشد.

قبل از مشاهده مستقیم نقایص شبکه‌ای حاصل از کوئنچ به وسیله میکروسکوپ الکترونی تغییرات فرآیندهای جاهای خالی اشباع با توجه به تغییرات مقاومت الکتریکی مورد بررسی قرار گیرد.

مقادیر به دست آمده  $E_f$  نشان‌دهنده این است که جاهای خالی در درجه حرارت‌های زیر درجه حرارت‌های حدود درجه حرارت اتاق نیز متحرک می‌باشند. آلومینیم در درجه حرارت‌های زیر درجه حرارت اتاق و مس، نقره و طلا کمی بیش از آن آنیل می‌شوند.

رفتار فلز به هنگام آنیل بستگی به درجه حرارت کوئنچ و سرعت کوئنچ و انرژی باند دارد.

در حین سریع سرد کردن آلومینیم از درجه حرارت  $T_Q < 470^\circ\text{C}$  افزایش مقاومت الکتریکی در درجه حرارت حدود درجه حرارت اتاق با انرژی اکتیواسیون  $\sim 0.45\text{eV}$  در یک مرحله بازیابی می‌شود. این مقدار کمتر از انرژی لازم برای جاهای خالی تکی ( $E_m$ ) می‌باشد.



شکل ۲۰-۱- تغییرات مقاومت الکتریکی آلومینیم کوئچ شده نسبت به درجه حرارت آنیل

بنابراین به نظر می‌رسد که فرآیند آنیل با مهاجرت جاهای خالی تکی، جاهای خالی دوتایی و یا احتمالاً سه‌تایی انجام می‌گیرد. تعداد متوسط پرش‌های اتمی ( $n$ ) قبل از از فرآیند غرق یا Annihilation در حدود  $10^{10}$  تخمین زده شده است و در نتیجه فاصله‌ای که یک جای خالی باید طی نماید تا غرق شود با توجه به مسئله گام‌های تصادفی (Random Walk Problem) برابر  $b \times \sqrt{n} = 3 \times 10^{-3} \text{ cm}$  خواهد بود. این فاصله خیلی کمتر از آن مقداری است که جاهای خالی باید طی کنند تا به سطح فلز و یا مرزخانه برای غرق شدن برسند در نتیجه می‌توان تصور نمود که نابجایی موجود بهترین مکان جهت غرق جاهای خالی می‌باشد.

به هنگام آزمایش کوئچ از درجه حرارت‌های بالا فرآیند آنیل در ۲ مرحله انجام می‌گیرد (به شکل ۲۰-۱ مراجعه کنید). مرحله I که نزدیک درجه حرارت اتاق با انرژی اکتیواسیون حدود  $0.58 \text{ eV}$  به همراه تعداد پرش ( $n$ ) در حدود  $10^4$  انجام می‌گیرد. مرحله دوم در حدود  $140-200$  درجه سانتی‌گراد با انرژی اکتیواسیون حدود  $1/3 \text{ eV}$  انجام می‌گیرد. تعداد  $n$  در مرحله I نشان می‌دهد که فاصله متوسطی که جاهای خالی (عمدتاً تکی) مهاجرت نموده‌اند در حدود  $300 \text{ \AA}$  می‌باشد (که عمدتاً کمتر از فاصله متوسط نابجایی‌ها جهت غرق جاهای خالی می‌باشد). در نتیجه به نظر می‌رسد که احتمال ایجاد مجتمع‌های بزرگ جاهای خالی به وسیله نفوذ جاهای خالی و چسبیدن به آن زیاد می‌باشد ضمن اینکه مجتمع‌های غیر متحرک‌تر پایدارتر از جاهای خالی ایزوله می‌باشند.

مرحله دوم بازیابی شامل از بین رفتن مقاومت الکتریکی ناشی از این مجتمع‌های پایدار می‌باشد که در درجه حرارت‌های بالا به هنگامی که نفوذ خود به خود سریع می‌باشد انجام می‌گیرد. مثلاً در نمونه‌ای از فلز طلا که از درجه حرارت زیر  $750$  درجه سانتی‌گراد سریع سرد شده باشد مقاومت الکتریکی با انرژی اکتیواسیون  $0.82 \text{ eV}$  به طور ساده‌ای بازیابی می‌شود و می‌توان نتیجه‌گیری نمود که فرآیند آنیل با غرق جاهای خالی تکی در نابجایی‌ها و یا مرزخانه‌ها انجام می‌گیرد.

به هنگام کوئچ از درجه حرارت‌های بالاتر غلظت جاهای خالی دوبرابر افزایش یافته و فرآیند آنیل در مرحله I شامل اندرکنش جاهای خالی دوتایی و یا بیشتر و تشکیل کمپلکس‌های جاهای خالی (مجتمع) کم تحرک می‌گردد برعکس آلومینیم در طلا مجتمع‌های جاهای خالی تشکیل شده در مرحله I فوق‌العاده پایدار بوده و در مرحله دوم بازیابی انجام نمی‌پذیرد تا اینکه درجه حرارت به مقدار زیادی بالاتر از درجه حرارت لازم برای



انجام نفوذ خود به خودی با سرعت زیاد برسد. برای مثال مقاومت الکتریکی ناشی از مجتمع های جاهای خالی پایدار در درجه حرارت حدود ۶۵۰ درجه سانتی گراد در طلا و حتی در درجه حرارت های بیشتر در نقره بازیابی می گردد.

### ۳-۵-۱-۱- اثر بر خواص مکانیکی

بجز اثر بر خواص فیزیکی جاهای خالی تولید شده در یک ماده می توانند اثر بسزایی بر خواص مکانیکی آن داشته باشند از جمله به کمک آزمایش های اندازه گیری اصطکاک داخلی مشاهده شده است که آنها می توانند باعث کاهش خاصیت اسپینگ یک ماده گردند.

تغییرات زیادی در اثر ایجاد جاهای خالی در اثر خواص مکانیکی مواد ممکن است اتفاق بیفتد مثلاً همچنان که در شکل ۲۱-۱ دیده می شود شکل منحنی تنش کرنش بستگی زیادی به سرعت سرد کردن داشته و افزایش قابل ملاحظه ای در تنش تسلیم پس از سریع سرد کردن نمونه دیده شده است. این افزایش تنش تسلیم ممکن است در اثر خستگی و یا همان طوری که قبلاً دیدیم در اثر بمباردمان نوترونی نیز ایجاد شود. با پهن شدن باندهای لغزش روی سطح نمونه به افزایش تمایل به خطا در جهت گیری لغزش منجر می گردد.

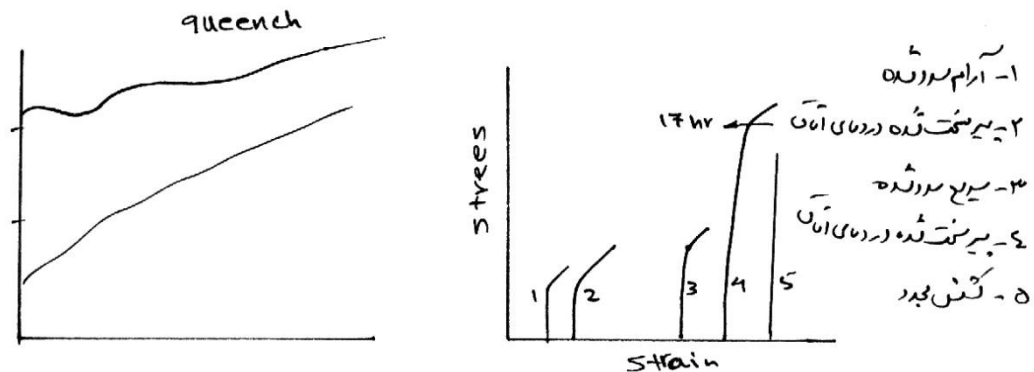
ضمن اینکه اطلاعات ارزشمند زیادی در رابطه با انرژی تشکیل و حرکت جاهای خالی با توجه به آزمایش های مربوط به تغییرات خواص فیزیکی ناشی از ایجاد جاهای خالی به دست آمده است. مکانیزم دقیق آنیل شدن جاهای خالی و حتی مکانیزم سخت شدن ناشی از آنها هنوز روشن نشده است. افت تنش به هنگام تسلیم در شکل ۲۲-۱ نشان می دهد که ممکن است نابجایی ها در آغاز به وسیله جاگی قفل شده باشند و یا تشکیل اتمسفری بر روی خط نابجایی در اثر تجمع جاهای خالی داده باشند. در هر صورت علاوه بر بروز پدیده نقطه تسلیم به طور کلی مقداری از خود افزایش سختی نشان می دهد که افزایش کلی منحنی تنش - کرنش مؤید آن است. در نتیجه ایجاد منطقه سیلان غیریکنواخت بر روی منحنی ممکن است در اثر آزاد شدن نابجایی از اتمسفر خود نبوده و مربوط به اندرکنش نابجایی ها با موانع کوچک شبکه ای باشد (جاهای خالی). این افزایش سختی را مقاوم شدن اصطکاکی (Friction Hardening) گویند.

همچنان که در شکل ۲۳-۱ مشاهده می شود وابستگی تنش تسلیم پایین در مس بمباردمان شده به اندازه دانه از رابطه مشهور پچ - هال ( $\sigma = \sigma_i = K_y d^{\frac{1}{2}}$ ) تبعیت می کند. به طور کلی دو منبع مقاوم نمودن موجود می باشد یکی اصطکاک شبکه ای  $\sigma_i$  و دیگری مربوط به موانع بر سر راه حرکت نابجایی در مقیاس بزرگ تر.

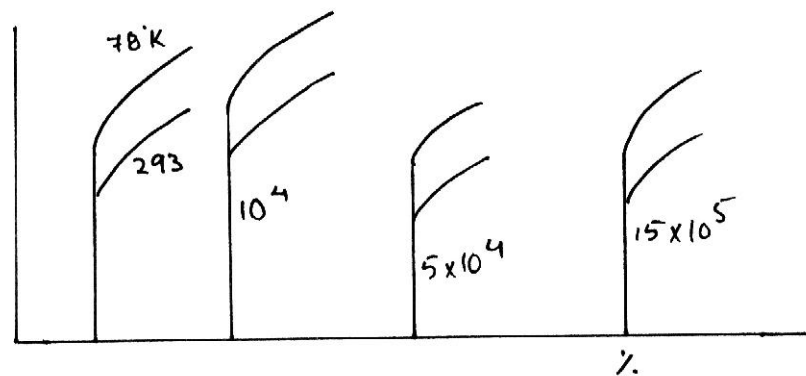
در خستگی اصطکاک شبکه ای خود را با افزایش تدریجی تنش تسلیم به هنگام بارگذاری تناوبی نشان می دهد. همچنین از شکل پیداست که تنش تسلیم مواد حاوی جاهای خالی به صورت معکوس با درجه حرارت نسبت دارد. این وابستگی شدید تنش تسلیم به درجه حرارت نیز نشان دهنده اثر مقاوم شدن به خاطر اصطکاک شبکه ای می باشد. مثلاً نسبت تنش تسلیم مس در درجه حرارت ۲۹۳ و ۷۸ کلوین به هنگام



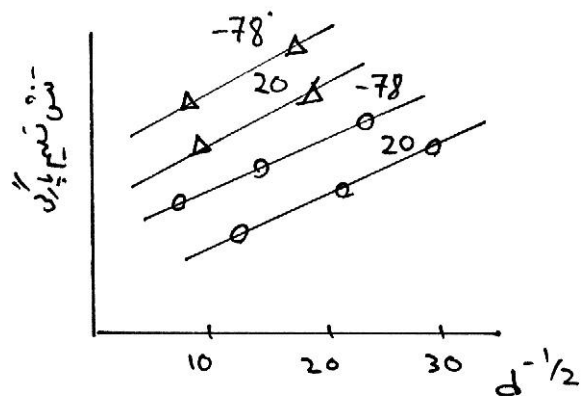
بارگذاری تناوبی و سریع سرد کردن و یا بمباردمان اتمی حدود  $0.75 \times 10^9$  و به هنگام تغییر فرم پلاستیک یک جهت (مثل آزمایش کشش)  $0.9 \times 10^9$  گزارش شده است. احتمال دارد که مقاومت اصطکاکی حتی در اثر تولید مجتمع‌های کوچک جاهای خالی نیز ایجاد شود. نتایج الکترون میکروسکوپی که حین تولید جاگ‌ها مجتمع‌های جای خالی از قبیل حلقه یا چهاروجهی‌های نقص در چیده شدن می‌باشد بعداً به بحث گذاشته خواهد شد.



شکل ۱-۲۱



شکل ۱-۲۲



شکل ۱-۲۳



## ۶-۱-۱- جوانه‌زنی و مجتمع‌های جاهای خالی

با توجه به اینکه غلظت جاهای خالی تعادلی در درجه حرارت اتاق در حدود  $10^{-13}$  می‌باشد اگر غلظت‌هایی مثلاً حدود  $10^{-14}$  در اثر سریع سرد کردن بمباران و یا تنش تناوبی در جسم ایجاد می‌شود. غلظت اضافی به هر حال به شکلی باید از محلول خارج شود. این فرآیند با مهاجرت جاهای خالی به سطح آزاد و یا مرزداشته‌ها می‌بایست انجام شود. اما امکان دارد جاهای خالی به محل‌های غرق شده دیگری از قبیل نابجایی‌ها نیز بروند و در آنجا از بین بروند و به هنگام این فرآیند می‌توانند باعث صعود نابجایی و یا کمک به صعود آنها شوند. روشن است که تمایل نابجایی‌ها به حرکت به این صورت با فوق اشباع جاهای خالی افزایش می‌یابد و به مانند این است که نابجایی‌ها تحت تأثیر تنشی کمابیش شبیه فشار اسمزی قرار گرفته باشند. مقدار این تنش را ممکن است با اطلاع از مقدار پتانسیل شیمیایی محاسبه نمود. اگر  $dG$  تغییرات انرژی آزاد در اثر افزایش  $dn$  جای خالی باشد:

$$\frac{dG}{dn} = E_f + KT \ln \left( \frac{n}{N} \right)$$

$$= -KT \ln C_o + KT \ln C = KT \ln \left( \frac{C}{C_o} \right) \quad (1-45)$$

که در این رابطه  $C$  غلظت واقعی و  $C_o$  غلظت تعادلی جاهای خالی می‌باشد.  
اما رابطه ۱-۴۵ را می‌توان به صورت زیر نوشت:

(۱-۴۶)

$$\frac{dG}{dV} = \frac{\text{انرژی}}{\text{حجم}} = \text{تنش} = \left( \frac{KT}{b^3} \right) \ln \left( \frac{C}{C_o} \right)$$

که در این رابطه  $dV$  تغییرات حجمی در رابطه با  $dn$  جای خالی می‌باشد و  $b^3$  حجم یک جای خالی می‌باشد مثلاً با جایگذاری مقادیر مناسب در درجه حرارت اتاق خواهیم داشت:

$$KT = \frac{1}{40} \text{ ev} \quad \text{و} \quad b = 2/5 \times 10^{-8} \text{ cm}$$

در نتیجه  $\frac{KT}{b^3} \approx 15 \frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}$  خواهد بود در نتیجه حتی با افزایش یک درصد جای خالی یعنی:

$$\frac{C}{C_o} = 1/01 \Rightarrow \ln \frac{C}{C_o} = 0/01$$

مقدار تنش شیمیایی برابر  $\sigma_c = 150 \frac{\text{g}}{\text{mm}^2}$  خواهد بود.



مقدار غلظت تعادلی جاهای خالی در درجه حرارت  $T_2$  برابر  $C_2 = \exp\left(-\frac{E_f}{KT_2}\right)$  و در  $T_1$  برابر

$$C_1 = \exp\left(-\frac{E_f}{KT_1}\right)$$

خواهد بود و لذا:

(۱-۴۷)

$$\ln\left(\frac{C_2}{C_1}\right) = \frac{E_f\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)}{K}$$

در نتیجه تنش شیمیایی ناشی از ایجاد جاهای خالی به وسیله سریع سرد کردن یک فلز از درجه حرارت بالا ( $T_2$ ) به درجه حرارت پایین‌تر ( $T_1$ ) برابر خواهد بود با:

(۱-۴۸)

$$\sigma_c = \frac{KT \ln\left(\frac{C_2}{C_1}\right)}{b^3} = \frac{E_f\left(1 - \frac{T_1}{T_2}\right)}{b^3}$$

مثلاً در آلومینیم،  $E_f$  برابر ۰/۷ev سریع سرد کردن از درجه حرارت ۹۰۰ کلوین به ۳۰۰ کلوین باعث

ایجاد تنش شیمیایی به مقدار  $300 \frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}$  خواهد گردید. این تنش فوق‌العاده زیاد و به چندین برابر تنش تسلیم خود فلز نیز می‌رسد و باید حتماً به طریقی آزاد شود پس چنانچه دیده می‌شود علاوه بر اینکه مهاجرت جاهای خالی به مرزخانه‌ها و نابجایی‌ها به طور معمول انجام می‌شود ولی حتماً مکانیزم دیگری از قبیل جوانه‌زنی حلقه‌های نابجایی و دیگر نقایص شبکه از جمله مجتمع‌های نقص نیز باید در از بین بردن آنها مؤثر باشند.

## ۷-۱-۱- مطالعات الکترون میکروسکوپی جاهای خالی

### ۱-۷-۱-۱- حلقه‌های نابجایی

اولین مطالعات مستقیم تجمع جاهای خالی در فلزات سریع سرد شده برروی آلومینیم انجام گرفت. نتایج این مشاهدات مبین وجود تعداد زیادی حلقه‌های نابجایی در نمونه سریع سرد شده در آب از نزدیک نقطه ذوب بوده است. تعداد متوسط حلقه‌ها  $10^{15} \text{cm}^{-3}$ ، قطر متوسط آنها  $300 \text{\AA}$  و دانسیته نابجایی‌ها در حدود  $10^{10} \text{cm}^{-2}$  بوده است. اگر تصور شود در ایجاد یک حلقه ناشی از فرو ریختن یک قسمت دیسکی شکل از صفحات به فاصله یک اتم در اثر تجمع جاهای خالی بوده است نتایج مطالعات نشان می‌دهد که غلظت جاهای خالی به طور تقریب باید در حدود  $10^{-4}$  باشد. این مقدار جای خالی با تقریب با تعداد ارزیابی



شده به واسطه بررسی مقاومت الکتریکی هماهنگی دارد. این حلقه‌ها باید از نوع نابجایی فرانک غیرمتحرک باشند چون بردار برگرز آنها  $\frac{1}{3}a(111)$  و کل نابجایی از نوع لبه‌ای می‌باشد.

اما دیده شده است که تعداد زیادی از این حلقه‌های واقع در صفحات  $\{111\}$  جهت کاهش انرژی‌شان با موازی نمودن لبه‌شان با جهت  $\langle 110 \rangle$  در صفحه حلقه شکل متعارف شبکه را به هم زده‌اند. این حلقه‌ها از نوع حلقه‌های غیرمتحرک فرانک نبوده بلکه از نوع حلقه‌های پریماتیک می‌باشند. همان‌طور که می‌دانیم فرو ریختن یک لایه اتمی در اثر تجمع جاهای خالی در صفحه (111) ایجاد یک منطقه از نقص در چیده شدن تحت محاصره یک حلقه نابجایی را باعث می‌شود. در این منطقه امکان حرکت نابجایی نبوده و مانع حرکت حلقه می‌شود.

در فلزات با انرژی نقص در چیده شدن زیاد که انرژی زیادی به وسیله حلقه‌های نابجایی محبوس شده می‌توان انتظار داشت که سیستم به نوعی نقص خود را از بین می‌برد.

کولمان - ویلسدورف پیشنهاد نمودند اگر این منطقه محصور بین حلقه‌های نابجایی به وسیله یک نابجایی شاکلی  $\frac{1}{6}a(111)$  جارو شود ممکن است حلقه نابجایی نامتحرک فرانک به حلقه نابجایی پریماتیک تحت واکنش زیر تبدیل شود:

$$\frac{1}{3}a[111] + \frac{1}{6}a[11\bar{2}] \longrightarrow \frac{1}{2}a[110]$$

واکنش فوق را می‌توان به راحتی با یک چهاروجهی تامسون نشان داد. از نقطه نظر فیزیکی این بدان معنی است که دیسک‌های جاهای خالی تجمع نموده در صفحه (111) در کریستال فلز با انرژی نقص در چیده شدن زیاد بجز فرو ریختن صفحات اتمی یک حرکت برشی نیز دارند. در نتیجه دیسک‌های پریماتیک از نوع

نابجایی واحد بوده که بردار برگرزشان  $\frac{a}{2}(110)$  بوده و صفحه اولیه دیسک را قطع نموده و با آن زاویه می‌سازند و یک حلقه نابجایی پریماتیک بر روی سطح یک استوانه قرار گرفته که سطح مقطع آن حلقه نابجایی را تعیین می‌کند و محور آن موازی جهت [110] می‌باشد. یک چنین نابجایی نامتحرک نبوده و تحت تنش برشی وارده قادر به لغزش در جهت [110] می‌باشد. این نوع لغزش در بررسی الکترون میکروسکوپی مشاهده گردیده است. پخش حلقه‌ها یکسان و یکنواخت نبوده و بستگی به محل‌های احتمالی غرق‌کننده و محو‌کننده موجود در شبکه دارد. برای مثال اطراف مرزدانه یک منطقه تهی ضخامت حدود یک میکرون دیده شده است که علت آن مهاجرت جاهای خالی به مرزدانه‌ها بوده و به این ترتیب مرزدانه باعث کاهش درجه فوق اشباع جاهای خالی از مقدار لازم جهت تشکیل حلقه‌ها می‌شود. در اطراف خط نابجایی نیز منطقه تهی مشاهده شده که دلیل آن می‌تواند عمل نمودن نابجایی به صورت غرق جای خالی باشد. شاید دلیل ایجاد شکل پیچیده نابجایی‌ها صعود قسمت‌های مختلف به صورت ناهماهنگ در اثر اندرکنش جاهای خالی باشد.

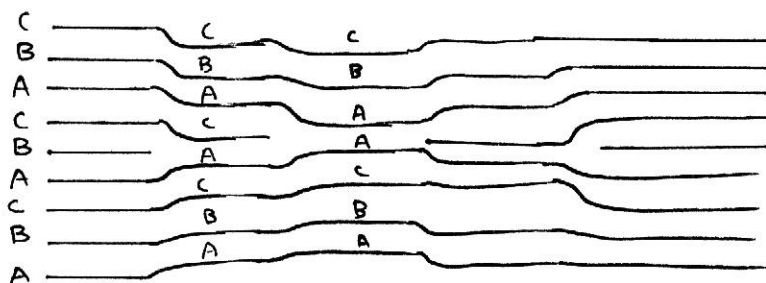




جهت از بین بردن نقص حاصل از حلقه نابجایی فرانک لازم است یک نابجایی جزئی شاکلی در نقطه‌ای بر روی نقص جوانه زده و با رشد خود با نابجایی فرانک ترکیب شده و یک نابجایی کامل را ایجاد کند. این نابجایی جدید دارای انرژی اعوجاجی بیشتری بوده و جهت انجام فعل و انفعالات احتیاج به انرژی اکتیواسون بیشتری دارد. در حقیقت این انرژی برابر انرژی لازم جهت گسترش یک نابجایی شاکلی به شعاع بحرانی می‌باشد که پس از رسیدن به آن شعاع گسترش بیشتر نابجایی با کاهش انرژی همراه خواهد بود. این انرژی حدود چند الکترون ولت برآورده شده است که به نظر می‌رسد به وسیله انرژی حرارتی و یا تنش که نقص به حلقه فرانک وارد می‌آورد بتواند تأمین شود. این نقایص عموماً به وسیله تنش برشی محلی وارده به فویل مورد آزمایش در نتیجه سریع سرد کردن از بین می‌روند. با حداقل نمودن این تنش‌ها به وسیله کوئنچ آرام و دقت در کار کردن با نمونه امکان دارد نقص را به صورت اولیه نگه داشت. مشاهده شده است که با اعمال تنش به فویل تعدادی از این نقایص ممکن است از بین بروند. نابجایی نقص‌دار فرانک در تعداد زیادی از فلزات FCC سریع سرد شده همانند نیکل ( $\gamma \approx 240 \times 10^{-3}$ )، مس ( $\gamma \approx 70 \times 10^{-13}$ )، طلا ( $\gamma \approx 45 \times 10^{-3}$ ) و نقره ( $\gamma \approx 20 \times 10^{-3}$ ) مشاهده شده است.

## ۲-۷-۱-۱- حلقه‌های چندتایی

ساختمان اتمی حلقه‌های دوتایی شامل دو تا نقص درونی در دو صفحه همسایه است که معادل یک نقص بیرونی می‌باشد.

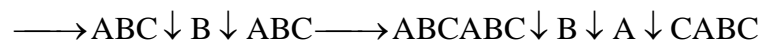
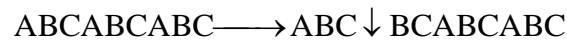


شکل ۲۴-۱

وجود حلقه‌های دوتایی در آلومینیم از نقطه نظر انرژی جوانه‌زنی بر روی حلقه‌های فرانک موجود آسان‌تر از جوانه‌زنی حلقه جدید در شبکه کامل می‌باشد.

انرژی نقص دوبل (حلقه دوبل یا دوتایی) کمتر از ۲ برابر انرژی نقص داخلی می‌باشد یعنی  $\gamma_E < 2\gamma_i$ . این موضوع به وسیله آزمایش آنیل تأیید شده است.

سرد کردن آرام در روغن ← افزایش تمایل رشد حلقه‌ها و جوانه‌زنی حلقه دوتایی ← ایجاد سومین حلقه نقص

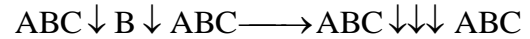


و ایجاد ساختمان دوقلویی با دو مرز دوقلویی را می‌نماید.

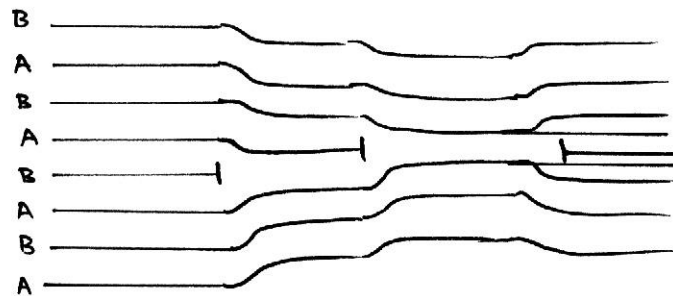
$$\gamma_{\text{twin}} < \gamma_I < \gamma_E$$

ساختمان دوقلویی از نظر انرژی پایدار می‌باشد چون

ایجاد سومین حلقه نقص نهایی ممکن است باعث از بین رفتن نقص بشود

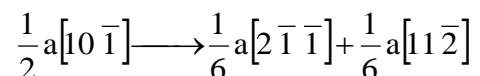


در شکل ۱-۲۵ ساختمان HCP با نقص دوتایی دیده می‌شود.

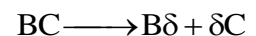


شکل ۱-۲۵

نابجایی‌های جزئی شاکی دارای بردار برگرز از نوع  $\frac{1}{6}a\langle 112 \rangle$  می‌باشند و به صورت حروف لاتین - یونانی  $A\gamma, B\gamma, D\gamma, A\delta, B\delta$  و ... و یا حروف یونانی - لاتین  $\gamma A, \gamma B, \gamma D, \delta A, \delta B$  و ... نشان داده می‌شوند. معمولاً واکنش تجزیه یک نابجایی معمولی به نابجایی‌های جزئی در شبکه FCC را که به صورت



می‌باشد را در چهاروجهی تامسون می‌توان به صورت ساده زیر نشان داد:

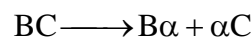
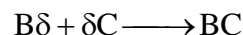


به طور کلی، واکنش از نوع بالا در هر چهار تا صفحات  $\{111\}$  موجود می‌باشد. به طور قراردادی صفحات لغزش را باید از خارج چهاروجهی و در جهت مثبت نابجایی واحد نگاه کرد که در اثر تجزیه نابجایی‌ها ایجاد مناطق داخلی نقص در چیده شدن می‌نمایند.

نابجایی جزئی با حروف لاتین - یونانی  $B\delta$  در دست راست و نابجایی جزئی یونانی - لاتین  $\delta C$  در دست چپ قرار می‌گیرد.

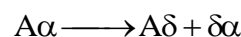


یک نابجایی پیچی با بردار برگرز BC که معمولاً در صفحه  $\delta$  تجزیه می‌گردد می‌تواند با لغزش متقاطع به صفحه  $\alpha$  منتقل شود، به صورت زیر:



ابتدا نابجایی جزئی در صفحه  $\delta$  به صورت ۱ با یکدیگر ترکیب می‌شوند و سپس دوباره در صفحه  $\alpha$  تجزیه می‌شوند.

نابجایی‌های جزئی فرانک که در صفحه (۱۱۱) قرار گرفته‌اند دارای بردار برگرز عمود بر همان صفحات (۱۱۱) می‌باشند را نیز می‌توان به صورت  $A\alpha$ ،  $B\beta$ ،  $C\gamma$ ،  $D\delta$ ،  $\alpha A$  و ... نشان داد. این نابجایی مثلاً  $A\alpha$  می‌تواند با یک نابجایی جزئی شاکی در صفحه  $\alpha$  ترکیب شده مثلاً  $\alpha C$  و تشکیل یک نابجایی کامل AC را بدهد. به علاوه نابجایی فرانک با قرار گرفتن در جهت  $\langle 110 \rangle$  می‌تواند انرژی خود را با تجزیه بر روی یکی از صفحات (۱۱۱) که صفحه مزبور را قطع نموده کاهش داده و ایجاد نابجایی میل پله‌ای Stair rod - در فصل مشترک دو صفحه {۱۱۱} بنماید. مثلاً



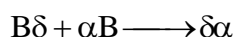
که در این صورت نابجایی فرانک در فصل مشترک دو صفحه  $\alpha$  و  $\delta$  یعنی  $[\bar{1}01]$  قرار گرفته است و نمی‌تواند در هیچ‌کدام از صفحات  $\alpha$  و  $\delta$  لغزش نماید و در نتیجه غیر متحرک بوده و یک مانع در مقابل حرکت دیگر نابجایی‌ها می‌باشد (قفل کاترل).

به مثال زیر توجه نمایید. فصل مشترک دو صفحه  $\alpha$  و  $\delta$  را در نظر بگیرید.

دو نابجایی واحد BA و DB به صورت زیر تجزیه می‌شوند:

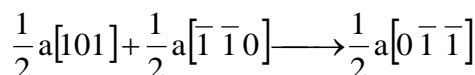


و وقتی نابجایی‌های شاکی  $\alpha B$  و  $B\delta$  ترکیب شوند تولید یک نابجایی میل پله‌ای  $\frac{a}{6}[\bar{1}01]\alpha\delta$  را می‌نماید.

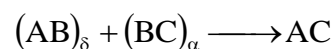


این نابجایی میل پله‌ای لبه‌ای خالص و غیر متحرک می‌باشد.

لومر نشان داده است که با ترکیب دو نابجایی واحد در دو صفحه مختلف {۱۱۱} نیز امکان ایجاد نابجایی غیرمتحرک می‌باشد. نابجایی به وجود آمده در هیچ‌کدام از صفحه‌های لغزش دو نابجایی اولیه نمی‌تواند لغزش نماید. دو نابجایی در صفحه لغزش اولیه و مزدوج در نظر بگیرید:



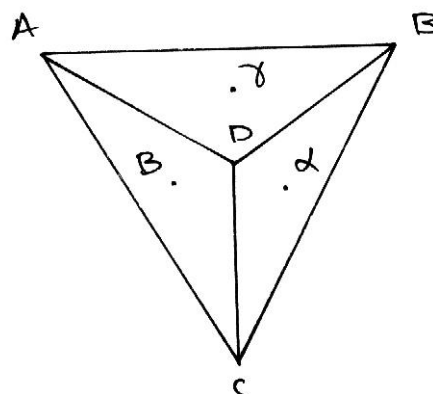
این فعل و انفعالات با استفاده از چهار وجهی مرجع تامسون به صورت زیر نوشته می‌شود:



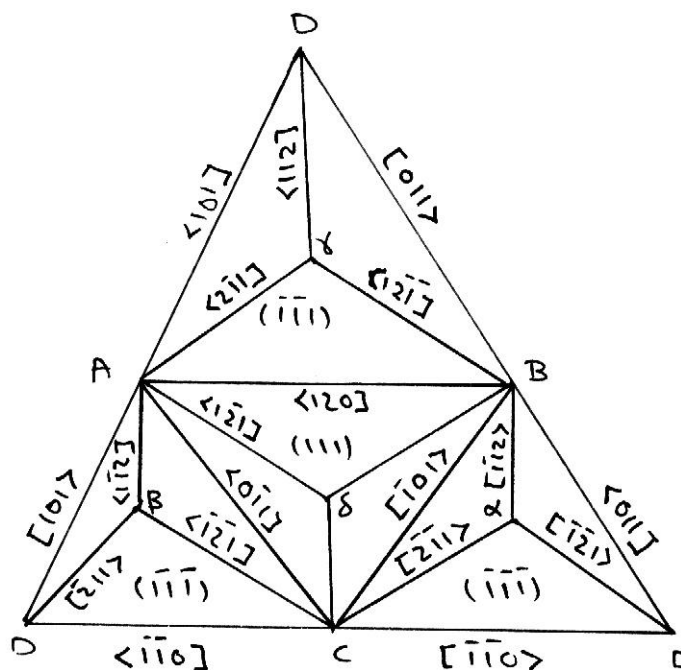
دو نابجایی اولیه در صفحات  $\alpha$  و  $\delta$  که با یکدیگر زاویه  $120^\circ$  درجه می‌سازند واقع شده‌اند. واکنش در فصل مشترک دو صفحه انجام گرفته و خط نابجایی و بردار برگرز آن در صفحه (۰۰۱) واقع شده‌اند لذا به دلیل



اینکه این صفحه، صفحه لغزش معمول کریستال FCC نمی‌باشد نابجایی به راحتی نمی‌تواند در آن صفحه لغزش نماید.



شکل ۱-۲۶



شکل ۱-۲۷

### ۸-۱-۱- تشکیل حفره‌های جاهای خالی Voids

امکان تشکیل حفره یا حلقه جاهای خالی بستگی به نسبت انرژی سطحی به اندرکنش مجتمع دارد.

[www.iran-mavad.com](http://www.iran-mavad.com)

مرجع دانلود رایگان مهندسی مواد و متالورژی



انرژی حفره  $\leftarrow$  بیشتر انرژی سطح می‌باشد انرژی حلقه  $\leftarrow$  اندرکنش نابجایی تجمع در بعضی فلزات FCC و HCP تا به حال دیده شده است. در نمونه تازه سریع سرد شده حفره‌ها گرد نبوده بلکه یک چند وجهی با ابعاد حدود چند انگستروم می‌باشند. در FCC چهاروجهی با جهات  $\langle 110 \rangle$  و در HCP وجوه با صفحات پیرامونی می‌باشند. سرعت سرد کردن کم و درجه حرارت Age بالا تشکیل حفره‌ها را افزایش می‌دهد. وجود گاز در محلول (H در مس) باعث افزایش دانسیته حفره‌ها می‌شود. در آلومینیم و منیزیم سریع سرد کردن از اتمسفر تشکیل حفره را به علت تشکیل H و O در داخل شبکه افزایش می‌دهد. اندازه بحرانی حفره در اثر وجود گاز افزایش می‌یابد. حفره‌های نوع گازی معمول نبوده ولی رشد و جوانه‌زنی حفره با جذب اتم‌های گازی انجام می‌پذیرد. در غیاب گاز محلول در جامد تشکیل حلقه یا نقص صفحه‌ای بیشتر از نقص حجمی خواهد بود.

#### ۹-۱-۱-۱- چهاروجهی نقص در چیده شدن

در شبکه FCC جاهای خالی ممکن است تشکیل چهاروجهی با وجوه  $\{111\}$  با شش ضلع  $\langle 110 \rangle$  را بدهند. ساختمان داخل و خارج چهاروجهی بدون نقص می‌باشد. در فلزات سریع سرد شده طلا، نقره، کبالت و نیکل این عیب دیده شده است.

#### ۹-۱-۱-۱- تئوری اولیه تشکیل چهاروجهی نقص تجزیه حلقه فرانک (تئوری سیکاکس و هرش)

$$\frac{1}{3}a[111] \longrightarrow \frac{1}{6}a[121] + \frac{1}{6}a[101]$$

در چهاروجهی تامسون رابطه بالا به صورت زیر می‌باشد:

$$A\alpha \longrightarrow A\gamma + \gamma\alpha$$

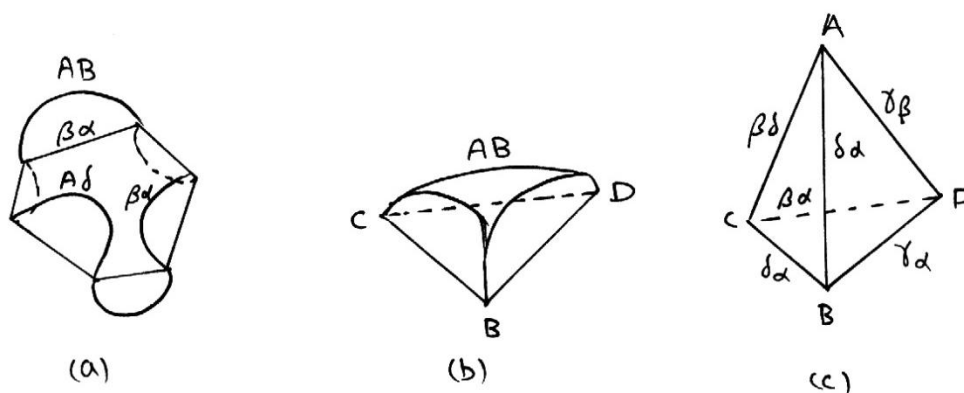
میل‌پله‌ای شاکلی فرانک

**مکانیزم تشکیل:** سقوط دیسک‌های جاهای خالی تشکیل حلقه فرانک که منطقه نقص را احاطه کرده است و لبه‌های آن موازی جهت  $\langle 110 \rangle$  می‌باشد.

سپس هر کدام از اضلاع مطابق واکنش بالا تجزیه می‌شوند (با توجه به شکل ۲۸-۱). نابجایی‌های شاکلی تشکیل شده در محل تقاطع صفحات  $\{111\}$  قرار می‌گیرند (بالا و پایین صفحه هگزاگون). کاهش انرژی به خاطر تجزیه نابجایی باعث ایجاد نیرویی می‌گردد که قسمت‌های خمیده نابجایی را کشیده و در جهت  $\langle 110 \rangle$  قرار خواهد داد.



چون شش ضلعی اولیه دارای اضلاع یک اندازه نمی‌باشد اضلاع کوچک با افزایش جاهای خالی در این قسمت‌های منقبض شده از بین می‌روند و نتیجتاً قاعده به صورت مثلثی درمی‌آید.



شکل ۲۱-۱

شاکلی‌های  $A\beta$ ،  $A\gamma$  و  $A\delta$  به خاطر نیروی دافعه میل پله‌ای‌ها در صفحه لغزش کمانه کرده و حرکت می‌نمایند. با توجه به اینکه نابجایی‌های شاکلی همسایه کمانه کرده مختلف‌العلامه می‌باشند این شاکلی‌ها یکدیگر را جذب نموده و تشکیل میل‌پله‌ای در محل اضلاع  $DA$ ،  $BA$  و  $CA$  با توجه به روابط زیر می‌دهند:

$$\begin{cases} \gamma A + AB \longrightarrow \gamma B \\ \delta A + A\gamma \longrightarrow \delta \gamma \\ BA + A\delta \longrightarrow B\delta \end{cases}$$

که فعل و انفعال برداری آنها شبیه فعل و انفعالات زیر خواهد بود:

$$\frac{a}{6}[\bar{1} \ 1 \ \bar{2}] + \frac{a}{6}[121] \longrightarrow \frac{a}{6}[01 \ \bar{1}]$$

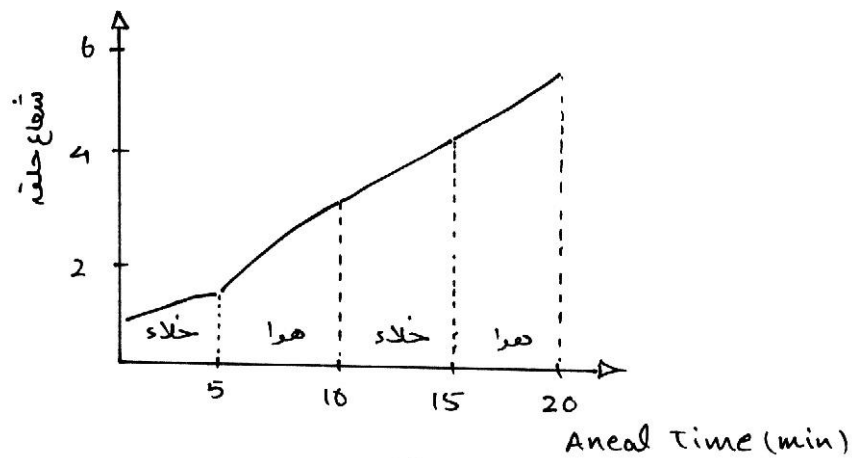
حلقه فرانک و چهاروجهی نقص در فلزات تغییر فرم یافته با SFE کم دیده شده‌اند. در این حالت نابجایی پیچی جاگ‌دار شده لغزش متقاطع نموده و تشکیل حلقه فرانک مثلثی شکل نامتحرک را می‌دهد و بعضی‌ها هم به منطقه نقص متصل شده و با توجه به مکانیزم سیکاکس - هرش آنها را از بین می‌برند. با توجه به اندازه بزرگ‌ترین چهاروجهی و کوچک‌ترین حلقه می‌توان مقدار انرژی نقص چیده شدن فلز را تخمین زد.

#### ۱۰-۱-۱- ساختمان الکترون میکروسکوپی فلزات اکسید شده

در روی و منیزیم مجتمع‌های جاهای خالی که در نتیجه فوق اشباع جاهای خالی ایجاد شده‌اند به صورت حلقه دیده شده‌اند.



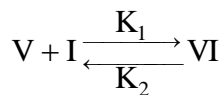
سرعت اکسیداسیون بستگی به فشار  $O_2$  دارد و سرعت رشد حلقه‌ها بستگی به  $P_{O_2}$  دارد. عناصر آلیاژی در سرعت رشد تأثیر دارند (اکسیداسیون داخلی).



شکل ۲۹-۱

#### ۱-۱۰-۱-۱- تحلیل اندرکنش جاهای خالی با اتم‌های محلول

با توجه به وجود تنش و اندرکنش الکتریکی تمایل جهت ترکیب جاهای خالی با اتم‌های محلول موجود می‌باشد.



می‌خواهیم واکنش روبرو را تحلیل کنیم.

$$[VI] \quad [V][I]$$

$[V]$ : غلظت جاهای خالی متعادل

$[I]$ : غلظت اتم‌های محلول در حالت تعادل

$[VI]$ : غلظت کمپلکس‌های جاهای خالی به اتم محلول در حال تعادل

$$K_1 [V][I] = K_2 [VI] \quad (۱-۴۹)$$

در حالت

تعادلی

$I_o$  = غلظت اتم‌های محلول اولیه

$$(۱-۵۰)$$

$$[I] = I_o - [VI]$$

$$(۱-۵۱)$$

$$[VI] = \frac{K_1}{K_2} [V] (I_o - [VI])$$



اگر ما مقدار  $[V]$ ،  $[VI]$  و  $I_o$  را داشته باشیم می توانیم  $\frac{K_1}{K_2}$  را حساب کنیم.

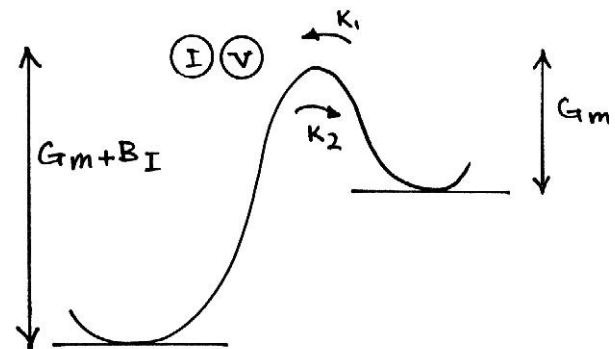
$$K_1 \begin{cases} \nu \longrightarrow \text{فرکانس} \\ \exp\left(-\frac{Q_m}{KT}\right) \\ 84 \longrightarrow \end{cases}$$

۲-۱۰-۱-۱- بررسی ترمودینامیکی فعل و انفعال

تعداد راه های قرار گرفتن

$$K_2 \begin{cases} \nu \longrightarrow \text{فرکانس} \\ \exp\left(-\frac{Q_m + B_I}{KT}\right) \\ 7 \longrightarrow \end{cases}$$

چون اتم محلول نمی تواند حرکت کند در نتیجه هفت راه برای قرار گرفتن می باشد



شکل ۳۰-۱

(۱-۵۲)

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{84 \nu \exp\left(-\frac{Q_m}{KT}\right)}{7 \nu \exp\left(-\frac{Q_m + B_I}{KT}\right)}$$

(۱-۵۳)

$$[C] = 12 \exp\left(\frac{B_I}{KT}\right) \times [V] (I_o - [C])$$

$[C]$ : کمپلکس جای خالی و اتم محلول

$$[C] \left\{ 1 + \underline{\underline{12[V]I_o \exp\left(\frac{B_I}{KT}\right)}} \right\} = 12[V]I_o \exp\left(\frac{B_I}{KT}\right)$$

(۱-۵۴)

این مقدار خیلی کوچک تر

از ۱ می باشد





$$[C] = 12[V]I_0 \exp\left(\frac{B_I}{KT}\right) \quad (1-55)$$

به طور تقریبی

(1-56)

$$[V] = \exp\left(-\frac{Q_f}{KT}\right)$$

### ۱۱-۱-۱- آنیل مجتمع های نقص

نتایج الکترون میکروسکوپی تغییرات خواص فیزیکی و مکانیکی در آنیل مجتمع های نقص را نشان می دهد. در مرحله I حرکت جاهای خالی جهت تشکیل حلقه - حفره و دیگر مجتمع هاست و در مرحله II پخش و از بین رفتن حلقه ها - حفره ها چهار وجهی نقص و ... صورت می گیرد. در حین حرارت دادن حلقه ها و حفره ها به صورت منابع جاهای خالی عمل می نمایند سپس نفوذ نموده و در محل های غرق از بین می روند (درجه حرارتی که نفوذ خود به خودی سریع است) (نتایج مقاومتی مؤید این نظریه است).

اثر مقاومتی در مرحله I ناشی از حلقه ها و حفره هاست.

نیروی محرکه مورد نیاز جهت انتشار (تشعشع) جاهای خالی از یک نقص به علت موارد زیر می باشد:

- ۱- حلقه متحرک (پریزماتیک) و به خاطر نیروی کشش خطی نابجایی
- ۲- حلقه فرانک انرژی نقص در چیده شدن (در فلزات با SFE بالا مقدار SFE خیلی بیشتر از اثر کشش خطی نابجایی می باشد).

### ۳- انرژی سطحی $\gamma_s$ در حفره های نقص

سرعت آنیل حلقه و حفره ها در طلا سریع سرد شده، سرعت نفوذ جاهای خالی از منبع به محل غرق از فویل نازک از منبع به سطح فویل می باشد.

جهت به دست آوردن رابطه سرعت آنیل غلظت جاهای خالی در سطح نقص یک شرط حدی می باشد و دومین شرط حدی سطح فویل در نظر گرفته می شود (به صورت ایده آل).

سرعت آنیل ← شیب غلظتی بین نقص و سطح فویل

(1-57)

$$C = C_0 \exp\left[\frac{\frac{dF}{dn}}{KT}\right]$$

C : غلظت جاهای خالی در نقص

$C_0$  : غلظت جاهای خالی در پروفیل



$\frac{dF}{dn}$ : تغییرات انرژی آزاد نقص به ازاء یک جای خالی  
در یک حلقه نقص تکی داریم:  
(۱-۵۸)

$$F = 2\pi r \left[ \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \right] \ln \left( \frac{r}{r_0} \right) + \pi r^2 \gamma_1$$

$F$ : انرژی کل نقص

$r$ : شعاع حلقه

$\gamma_1$ : انرژی نقص در چیده شدن

برای حلقه‌های بزرگ  $r > 500 \text{ \AA}$  در فلزات با SFE زیاد  $\gamma \geq 60 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$  ترم انرژی خطی نابجایی در مقابل ترم انرژی نقص در چیده شدن قابل صرف نظر می‌باشد.  
اما:

(۱-۵۹)

$$\frac{dF}{dn} = \frac{dF}{dr} \times \frac{dr}{dn}$$

(۱-۶۰)

$$\frac{dF}{dn} = \frac{2\pi r dr}{dn} \gamma_1 = \gamma_1 B^2$$

$B^2$ : سطح مقطع یک جای خالی در صفحه (۱۱۱)

برای حلقه‌های بزرگ رابطه سرعت آنیل با توجه به حل مسئله نفوذ در حالت استوانه‌ای قابل دستیابی است بنابراین با توجه به رابطه نفوذ اتمی مستقل از زمان سرعت آنیل برابر خواهد بود با:

$$\frac{dr}{dt} = - \left[ \frac{2\pi D}{b} \ln \left( \frac{L}{b} \right) \right] \left[ \exp \left( \frac{\gamma_1 B^2}{KT} \right) - 1 \right]$$

(۱-۶۱)

$$= \text{constant} \left[ \exp \left( \frac{\gamma_1 B^2}{KT} \right) - 1 \right]$$

در این رابطه  $D = D_0 \exp \left( -\frac{u_D}{KT} \right)$  ضریب نفوذ خود به خودی و  $L$  نیم ضخامت فویل می‌باشد.

سرعت آنیل حلقه‌های پریماتیک نیز به همین شکل قابل محاسبه می‌باشد. در اینجا  $\frac{df}{dr}$  فقط برابر انرژی خطی نابجایی می‌باشد لذا به طور تقریب:



(۱-۶۲)

$$\frac{dr}{dt} = \left[ \frac{-2\pi D}{b} \ln\left(\frac{L}{b}\right) \right] \left( \frac{\alpha b}{r} \right) = \text{const.} \left( \frac{\alpha b}{r} \right)$$

در شعاع‌های بزرگ سرعت آنیل حلقه فرانک خطی بوده اما در شعاع‌های کوچک به علت اثر نیروی خطی نابجایی رابطه از حالت خطی خارج می‌شود. چون معادله نفوذ از حالت استوانه‌ای تبدیل به کروی متقارن می‌گردد.

سرعت آنیل حلقه‌های پریماتیک خیلی کمتر می‌باشد چون فقط ترم نیروی خطی نابجایی دخیل می‌باشد و  $t$  با  $r^2$  متناسب می‌باشد. با افزایش درجه حرارت امکان دارد که سرعت آنیل برای حلقه پریماتیک افزایش یابد.

به طور اصولی از رابطه ۱-۶۱ می‌توان SFE را حساب نمود اما چون  $u_D$  معمولاً خیلی کمتر از  $\gamma B^2$  می‌باشد این روش به علت ارتباط با  $u_D$  دارای خطا می‌باشد. البته با مقایسه سرعت آنیل حلقه‌های نقص‌دار با بی‌نقص ممکن است مقدار خطا را کاهش داد. با این روش  $\gamma_{Al} = 35 \times 10^{-3}$  محاسبه شده است.

حلقه‌های دوتایی هم در کریستال FCC سریع شده ممکن است آنیل شوند. ابتدا حلقه‌های خارجی منقبض شده تا اینکه به داخل حلقه برسد و سپس هر دو حلقه با هم به صورت یک حلقه کوچک منقبض می‌شوند.

روش محاسبه سرعت عیناً مانند قبل می‌باشد و اختلاف فقط در این است که دو تا جای خالی برای از بین بردن منطقه نقص به مقدار  $B^2$  احتیاج می‌باشد و لذا:

(۱-۶۳)

$$\frac{dF}{dr} = \frac{\gamma_E B^2}{2}$$

و در نتیجه مقدار دو برابر جاهای خالی باید به سطح فویل فرستاده شود که مقدار کاهش در شعاع حلقه دوبرابر برابر شعاع حلقه تکی باشد بنابراین:

$$\frac{dr}{dt} = - \left[ \frac{\pi D}{b} \ln\left(\frac{L}{b}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{\gamma_E B^2}{KT}\right) - 1 \right]$$

(۱-۶۴)

$$= \text{const} \tan t \left[ \exp\left(\frac{\gamma_E B^2}{KT}\right) - 1 \right]$$

که از این رابطه مقدار  $\gamma_E$  را می‌توان محاسبه نمود.  $\gamma_E$  معمولاً ۱۰٪ بیشتر از  $\gamma_I$  می‌باشد.

۱۲-۱-۱ آنیل حفره‌ها



انرژی آزاد یک حفره در یک جامد ایزوتروپ برابر انرژی سطحی حفره  $\gamma_s$  و انرژی کرنش الاستیک اطراف حفره می‌باشد اما اگر  $r > 10 A^\circ$  باشد مقدار انرژی کرنش الاستیک در مقایسه با انرژی سطحی قابل صرف‌نظر می‌باشد. برای یک حفره در حال تعادل با محیط اطراف

(۱-۶۵)

$$F = 4\pi r^2 \gamma_s$$

$$\frac{dF}{dn} = \frac{dF}{dr} \times \frac{dr}{dn}$$

(۱-۶۶)

$$= (8\pi r \gamma_s) \left( \frac{\Omega}{4\pi r^2} \right)$$

$\Omega$ : حجم اتمی جاهای خالی

و در نتیجه معادله غلظت جاهای خالی در سطح فویل برابر خواهد بود با:

(۱-۶۷)

$$C_v = C_o \exp\left(\frac{2\gamma_s \Omega}{KT}\right)$$

با فرض برقرار بودن شرایط نفوذ کروی معادله نفوذ را می‌توان حل نمود و نهایتاً سرعت کوچک شدن حفره‌ها برابر خواهد بود با:

(۱-۶۸)

$$\frac{dr}{dt} = -\left(\frac{D}{r}\right) \left[ \exp\left(\frac{2\Omega\gamma_s}{rKT}\right) - 1 \right]$$

اگر  $r = 500 A^\circ$  باشد فرم نهایی را می‌توان به صورت سری بسط داده و پس از انتخاب دو جمله اول سری از معادله انتگرال گرفت و نهایتاً:

(۱-۶۹)

$$r^3 = r_o^3 - \left(\frac{6D\Omega\gamma_s}{KT}\right)t$$

(۱-۷۰)

$$r^3 = r_o^3 - \alpha t$$

$r$ : شعاع حفره در زمان  $t$

$r_o$ : شعاع حفره در زمان صفر

با اندازه‌گیری  $r$  نسبت به زمان (در مطالعات الکترون میکروسکوپی Hot Stage) می‌توان  $D$  یا  $\gamma_s$  را محاسبه نمود. مثلاً

$$\gamma_{s(Al)} = 1140 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2} \quad (\text{بین } 100 \text{ تا } 200 \text{ درجه سانتی‌گراد})$$



$$D = 0.176 \exp\left(-1/31 \frac{\text{ev}}{KT}\right)$$

### ۱۳-۱-۱- گسترش حلقه ها

پدیده دیگر گسترش حلقه ها می باشد که هنگامی که جریان جاهای خالی برعکس از محل غرق به طرف نقص باشد می تواند اتفاق بیفتد. این شرایط به هنگامی که سطح فویل به صورت منبع عمل نماید مانند حالت رشد لایه اکسیدی می تواند به وجود آید.

در روی، منیزیم و کادمیم این پدیده معمولاً مشاهده می شود که البته موارد نادری کوچک شدن حلقه نیز در این فلزات دیده شده است که آن را به شکسته شدن لایه اکسیدی و ایجاد یک محل غرق نسبت داده اند. در مورد حلقه های دوبل، نقص در چیده شدن در اثر جذب جاهای داخلی به حلقه خارجی و گسترش آن بین دو حلقه به وجود می آید. از طرفی SFE در اثر گسترش حلقه داخلی از بین می رود. شبکه بدون نقص با سرعت بیشتری نسبت به منطقه نقص در چیده شدن گسترش می یابد، چون افزایش یک جای خالی به حلقه داخلی باعث کاهش انرژی نقص به مقدار  $\gamma B^2$  می گردد. در صورتی که افزایش یک جای خالی به حلقه خارجی باعث افزایش انرژی به همان مقدار می گردد. این اثر بر اثر نزدیک شدن دو حلقه به خاطر انتقال جای خالی از حلقه خارجی به داخلی تشدید می گردد. تدریجاً دو حلقه به هم چسبیده و تولید یک حلقه پریماتیک را می نمایند که بر اثر فوق اشباع جاهای خالی می تواند حرکت نماید.

سرعت رشد حلقه خارجی برابر است با:

(۱-۷۱)

$$r_o = \left[ \frac{2\pi D}{B} \ln\left(\frac{L}{b}\right) \right] \left[ \frac{C_s}{C_o} - \exp\left(-\frac{\gamma B^2}{KT}\right) \right]$$

به هنگامی که ترم فوق اشباع جاهای خالی  $\left(\frac{C_s}{C_o}\right)$  ترم نیروی الاستیک باشد حلقه جمع می شود. سرعت رشد حلقه داخلی برابر است با:

(۱-۷۲)

$$r_i^o = \left[ \frac{2\pi D}{B} \ln\left(\frac{L}{b}\right) \right] \left[ \frac{C_s}{C_o} - \exp\left(-\frac{\gamma B^2}{KT}\right) \right]$$

که در این رابطه  $\exp\left(-\frac{\gamma B^2}{KT}\right) \ll 1$  می باشد و بالاخره سرعت رشد حلقه پریماتیک حاصله برابر است با:

(۱-۷۳)

$$r_p^o = \left[ \frac{\pi D}{B} \ln\left(\frac{L}{b}\right) \right] \left[ \frac{C_s}{C_o} - \left[ \left(\frac{\alpha b}{r}\right) + 1 \right] \right]$$



که با توجه به اینکه  $\left(\frac{\alpha b}{r}\right) \ll 1$  می توان از آن صرف نظر کرد.

و با اندازه گیری این سه سرعت رشد می توان مقادیر  $\gamma$ ،  $\frac{C_s}{C_o}$  و  $D$  را حساب نمود.

#### ۱۴-۱-۱- زینتر شدن منفی

امکان دارد در صورت وجود نیروی محرکه، حفره ها نیز شروع به کوچک شدن نماید. یکی از روش های عملی جهت ایجاد این نیروی محرکه اکسیداسیون فویل می باشد که باعث تزریق جاهای خالی به شبکه می گردد. راه دوم تشعشع ذرات پر انرژی می باشد که همان طوری که می دانیم نه فقط ایجاد جاهای خالی می نمایند بلکه محصولات گازی نیز تولید می نمایند. هنگام سوختن اورانیم (Fission) مقداری گازهای ناخالصی ایجاد می شود که در داخل حفره ها با هم

جمع و دیده شده است که  $P > \frac{2\gamma}{r}$  بوده و باعث تورم (Swelling) نیز می گردد و عملاً حفره ها همانند محل های غرق شدن عمل می نمایند.

آزمایش های آنیل فلز سریع سرد شده نشان داده است که ممکن است تعدادی از حلقه های نابجایی مشاهده شده به وسیله بین نشین ها تشکیل شده باشند. مثلاً در مس بمباردمان شده به وسیله ذرات  $\alpha$  مقدار زیادی اتم هلیم در اتم های ردیف آثار ذرات  $\alpha$  دیده شده است. تجمع جاهای خالی به وسیله بمباردمان باعث جوانه زنی و ایجاد حباب های گازی کوچک هلیم می گردد. در ضمن تجمع بین نشینی ها نیز باعث ایجاد حلقه های نابجایی می گردد. وقتی نمونه در حرارت های حدود ۳۵۰ درجه سانتی گراد نگهداری شود حباب های گازی با جذب جاهای خالی از منابع نزدیک (حلقه نابجایی) رشد می نمایند. اما چون این حلقه ها از اتم های بین نشین تشکیل شده اند به هنگام فرآیند صعود آنها به عوض کوچک شدن رشد می نمایند و نهایتاً با نابجایی موجود در کریستال درگیر می شوند. تحقیقات نشان می دهد چهاروجهی های نقص بسیار پایدار می باشند و فقط در درجه حرارت های بالا ممکن است توسط نفوذ خود به خودی از بین بروند. پایداری ساختمان چهاروجهی نقص ناشی از مشکلات موجود در حدود جاهای خالی از چهاروجهی به جهت مشکلات در جوانه زنی خطوط جاگ می باشد.

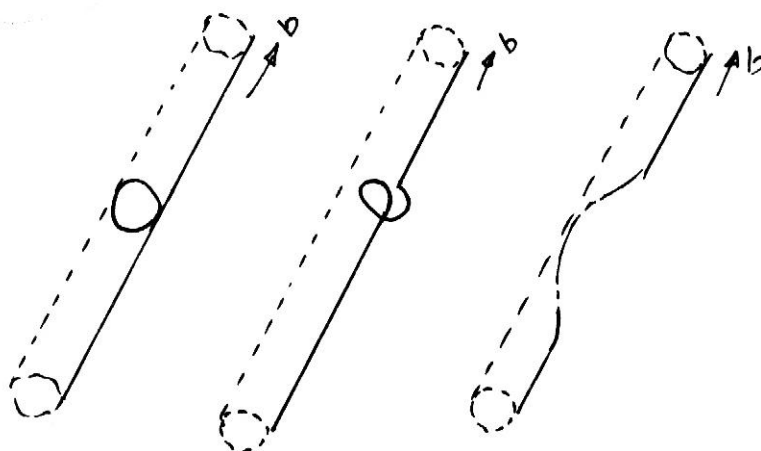
چهاروجهی نقص در اثر تنش ممکن است سقوط نموده و یا در اثر ترکیب با نابجایی های متحرک دیگر از بین برود.

#### ۱۵-۱-۱- نقص نقطه ای در آلیاژها

مطالعات الکترون میکروسکوپی آلیاژهای سریع سرد شده بر پایه آلومینیم نشان می دهد که مجتمع های جاهای خالی در آلیاژهای سختی رسوبی شونده نیز ایجاد می گردد اما با افزایش غلظت اتم های محلول تمام



جاهای خالی تشکیل حلقه‌های نابجایی را نمی‌دهند. در عوض بعضی از آنها برروی نابجایی‌های پیچی تجمع نموده و با تغییر شکل و تشکیل نابجایی به صورت مارپیچ می‌گردند.



شکل ۳۱-۱

عین همین اثر در نابجایی رقیق‌تر در درجه حرارت‌ها و سرعت‌های سریع سرد کردن کمتر دیده شده است. احتمال دارد که مارپیچ‌ها در آلومینیم خالص نیز ایجاد شوند ولی به واسطه فقدان اتم محلول جهت قفل نمودن مارپیچ نابجایی آنها از بین بروند (تبدیل به خط راست شوند).

مطالعات الکترون میکروسکوپی در آلیاژ  $Al - 1/2\%Si$  نشان داده است که مارپیچ در نابجایی بزرگ‌تر از حلقه‌های نابجایی‌ها بوده و نشان می‌دهد که مارپیچ قبل از حلقه به وجود آمده است. حلقه‌های تکی نیز دیده شدند که به صورت سری و بغل هم قرار گرفته بودند و این نشان می‌دهد که احتمالاً این حلقه‌ها در اثر شکستن مارپیچ نابجایی و تبدیل آن به یک نابجایی پیچی و چندین حلقه، تشکیل گردیده‌اند. حلقه‌ها ممکن است از مارپیچ نیز تولید شوند:

۱- به وسیله اندرکنش دو مارپیچ نابجایی پیچی با جهات مخالف

۲- اندرکنش دو مارپیچ نابجایی ساده با علامت مخالف (بردار برگرز مخالف)

وقتی جاهای خالی برروی یک خط نابجایی لبه‌ای رسوب نمایند فرآیند صعود فعال می‌گردد. در صورت قفل بودن نابجایی‌ها ممکن است به صورت یک منبع عمل نمایند. این منبع صعود که به منبع باردین - هرینگ معروف می‌باشد معادل منبع تولید لغزش فرانک - رید می‌باشد.

نابجایی منبع که سر و ته آن قفل شده است با نفوذ جاهای خالی به آن شروع به حرکت در جهت خط نابجایی و عمود بر بردار برگرز می‌نماید (صعود).

برای اینکه نابجایی بتواند به وسیله صعود کمانه نماید لازم است که افزایش انرژی ناشی از تشکیل جاهای خالی بیشتر از تغییرات انرژی خطی نابجایی باشد.



کار لازم جهت حرکت یک نابجایی به طول واحد به مقدار  $dx$  برابر  $\tau b dx$  (بر واحد طول نابجایی) می باشد. از طرفی انرژی لازم جهت ایجاد تعداد متوسط جاهای خالی جهت حرکت نابجایی به همان مقدار برابر انرژی

لازم جهت تشکیل جاهای خالی ( $E$ ) ضرب در تعداد جاهای خالی بر واحد طول نابجایی  $\frac{b dx}{\Omega_o}$  می باشد که  $\Omega_o$  برابر حجم اتمی می باشد. با مساوی قرار دادن دو معادله خواهیم داشت:

$$(1-74)$$

$$\tau b dx = \frac{E b dx}{\Omega_o}$$

در نتیجه:

$$(1-75)$$

$$\tau = \frac{E}{\Omega_o}$$

اما تنش لازم برای کمانه کردن نابجایی برابر است با:

$$(1-76)$$

$$\tau = \frac{\alpha G b}{R}$$

و با جایگذاری در رابطه ۱-۷۶ خواهیم داشت:

$$(1-77)$$

$$E > \frac{\alpha G b \Omega_o}{R}$$

اگر کریستال دارای  $n$  جای خالی باشد و تعداد جاهای خالی تعادلی برابر  $n_{Eq}$  باشد،  $E$  برابر خواهد بود با:

$$(1-78)$$

$$E = K T \ln \frac{n}{n_{Eq}}$$

با جایگذاری در رابطه ۱-۷۷ داریم:

$$(1-79)$$

$$\ln \left( \frac{n}{n_{Eq}} \right) > \frac{\alpha G b \Omega_o}{R K T}$$

با در نظر گرفتن یک مثال عملی مثلاً:

$$G = 5 \times 10^{11}$$

$$K T = 10^{-13}$$

$$2 R = 10^{-4}$$

$$b = 2 \times 10^{-8}$$





$$\Omega_0 = 10^{-23}$$

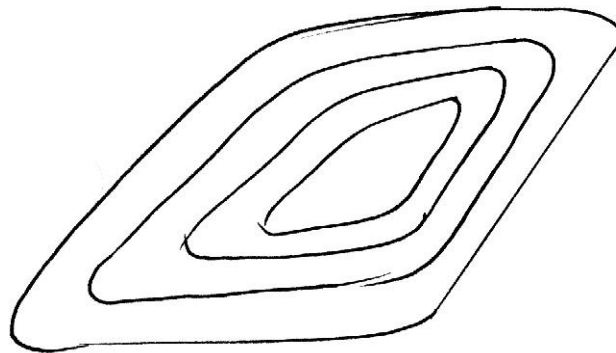
(تمامی واحدها در سیستم CGS هستند.)

خواهیم داشت:

$$\ln\left(\frac{n}{n_{Eq}}\right) > 10^{-2}$$

$$\frac{n}{n_{Eq}} = e^{0.01} = 1.01$$

در نتیجه انحراف غلظت جاهای خالی به مقدار یک درصد از حالت تعادلی می‌تواند باشد. فعال شدن یک نابجایی به طول  $10^{-4}$  cm به صورت یک منبع با توجه به مکانیزم باردین هیرینگ می‌باشد.



شکل ۳۲-۱- شکل حلقه‌های مکانیزم تولید باردین هیرینگ.  $Al\ 3/5Mg$  سریع سرد شده از  $550^\circ$  درجه سانتی‌گراد که به نظر می‌رسد نابجایی منبع روی ذراتی جوانه زده و فوق اشباع جاهای خالی باعث فعالیت منبع گردیده است.

در این آلیاژ آلومینیم حلقه‌های پریزما تیک، حلقه‌های نابجایی‌ها، نقص‌دار دوتایی، سه‌تایی و حتی چندتایی پس از سریع سرد کردن دیده شده است.

به نظر می‌رسد که افزایش کم عناصر آلیاژی تمایل به جوانه‌زنی غیرهمگن را بر روی ناخالصی افزایش می‌دهد.

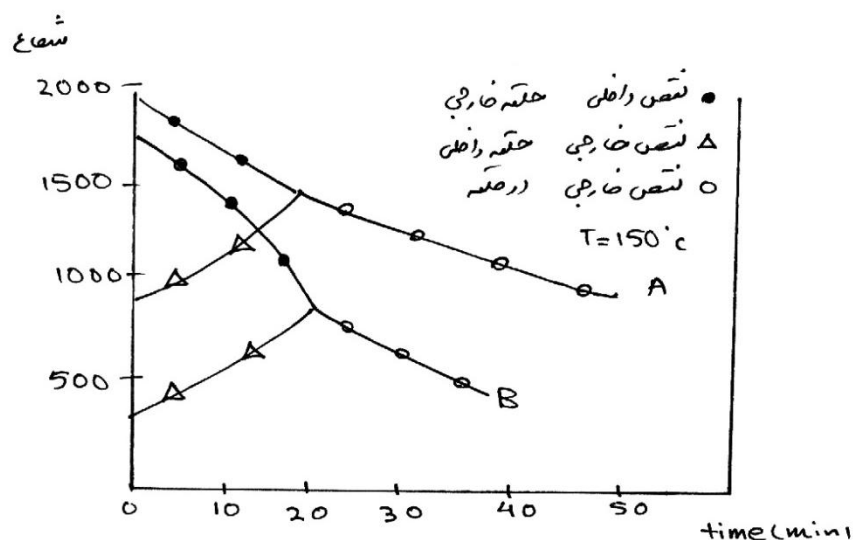
حلقه‌های نابجایی‌های نقص‌دار در آلیاژهای سریع سرد شده آلومینیم کمابیش به همان صورت که در مورد آلومینیم خالص شرح داده شد آنیل می‌شوند.

اندازه‌گیری‌های مربوط نشان می‌دهند که با افزایش عناصر آلیاژی انرژی تشکیل هردوی حلقه‌های داخلی و خارجی کاهش می‌یابند.

در شکل آنیل یک حلقه دوتایی مورد بررسی واقع شده است.



غلظت جاهای خالی در تعادل حلقه خارجی برابر  $C_o \exp\left(\frac{\gamma_i B^2}{KT}\right)$  و داخلی برابر  $C_o \exp\left(\frac{(\gamma_E - \gamma_i) B^2}{KT}\right)$  می‌باشد. چون  $\gamma_E$  فقط حدود ۲۵٪ بیشتر از  $\gamma_i$  می‌باشد حلقه خارجی با سرعت بیشتری نسبت به حلقه داخلی کوچک می‌شود.



شکل ۳-۱

در اکثر موارد از انقباض حلقه داخلی به واسطه نفوذ جاهای خالی به آن از طرف حلقه خارجی که باعث افزایش نهایی رشد آن می‌گردد، صرف‌نظر می‌شود. همچنان‌که دو حلقه به یکدیگر نزدیک می‌شوند حلقه داخلی انبساط پیدا کرده تا اینکه دو حلقه در هم ادغام می‌شوند. بعد از ادغام به حلقه خارجی شروع به انقباض می‌نماید. البته سرعت خیلی کمتر نسبت به حلقه خارجی Intrinsic اولیه می‌باشد. مطالعات آنیل حلقه‌های سه‌تایی نشان می‌دهند که:

ابتدا که حلقه‌های Intrinsic منقبض شده در صورتی که حلقه داخلی ( Externsic ) و حلقه مربوط به شبکه بدون نقص رشد می‌نمایند وقتی که حلقه خارجی کوچک و به حلقه داخلی در حال رشد برسد، آخری شروع به کوچک شدن می‌نماید درست به مانند حلقه دوتایی که قبلاً شرح داده شد. رشد قسمت داخلی کامل شبکه ادامه می‌یابد و در این مرحله مناطق نقص در چیده شدن حلقه داخلی تدریجاً از داخل و خارج از بین می‌روند. نهایتاً وقتی که تمام نقص به وسیله تشعشع و جذب جاهای خالی از بین رفت فقط یک حلقه تکی می‌ماند که مشابه یک حلقه پریزوماتیک می‌باشد.

حلقه‌های پریزوماتیک معمولاً در درجه حرارت‌های بالاتری مشابه حلقه‌های نقص‌دار آنیل می‌شوند. در فویل آلیاژهای آلومینیم بجز آلیاژ Al - Mg که رشد حلقه مشاهده می‌شود با وجود اینکه پیشنهاد شده است که به هنگام آنیل جاهای خالی اضافی مورد نیاز برای فرآیند رشد از کمپلکس‌های جاهای خالی منیزیم تأمین می‌شوند اما اکنون به خوبی روشن شده است که جاهای خالی در سطح فویل با جذب اتم‌های منیزیم به وسیله رشد لایه اکسیدی به وجود می‌آیند. سرعت رشد یک حلقه پریزوماتیک به شعاع  $r$  و بردار برگرز  $b$  برابر است با:



(۱-۸۰)

$$\frac{dr}{dt} = A \left[ \left( \frac{\Delta C}{C_o} \right) - \left( \frac{\alpha b}{r} \right) \right]$$

که در این رابطه  $\Delta C = C - C_o$  برابر اختلاف بین غلظت واقعی جاهای خالی بر روی سطح و در حالت تعادل می باشد. راجع به ثوابت  $A$  و  $\alpha$  قبلاً توضیح داده شده است. سرعت رشد بستگی به مقادیر دو ترم مخالف هم در فرمول دارد و به خاطر وابستگی ترم  $\left( \frac{\alpha b}{r} \right)$  به شعاع حلقه با گسترش حلقه سرعت رشد افزایش می یابد.

در آلیاژهای رقیق  $Al - Mg$  (0/5% Mg) سرعت رشد بستگی به نفوذ اتم های منیزیم به طرف نمونه دارد اما در آلیاژهای غلیظ تر اکسیداسیون سطحی کنترل کننده می باشد. در نتیجه تولید جاهای خالی بستگی به فرآیند اکسیداسیون دارد. سرعت رشد حلقه ها با تغییر فشار اکسیژن در اتمسفر فرآیند آنیل تغییر می نماید. شکل های ۱-۳۴ و ۱-۳۵ نیز نشان می دهند که سرعت رشد با انجام آنیل در خلاء نسبت به هوا کاهش می یابد و حلقه های کوچک به علت مقدار بزرگ ترم خط نابجایی  $\left( \frac{\alpha b}{r} \right)$  در شرایط هوا رشد می نمایند خیلی آهسته ولی در خلاء کوچک می شوند.

از تولید جاهای خالی در آلیاژهای  $Al - Mg$  به وسیله اکسیداسیون سطحی جهت مطالعه رشد حلقه های ناشی از منبع باردین هیرینگ استفاده گردیده است. تعداد بسیار زیادی مشاهدات آزمایشی گزارش شده است که فقط در رابطه با اندرکنش جاهای خالی با اتم های محلول قابل بیان می باشد.

مثلاً جانسون در سال ۱۹۳۹ ضمن مطالعه مسئله نفوذ در آلیاژهای رقیق پیشنهاد نمود که اندرکنش جاهای خالی با اتم های محلول ممکن است عامل مهمی در افزایش غلظت مؤثر جاهای خالی در اطراف اتم محلول بوده که نتیجه آن افزایش سرعت نفوذ می باشد.

اگر غلظت جاهای خالی در یک آلیاژ رقیق برابر  $C = C_{fv} + C_{iv}$  باشد که در این رابطه  $C_{fv}$  و  $C_{iv}$  غلظت جاهای خالی آزاد و کمپلکس جاهای خالی می باشد همان طور که دیدیم این غلظت ها برابر با:

(۱-۸۱)

$$C_{fv} = (1 - Z_x) A_1 \exp \left( - \frac{E_f}{KT} \right)$$

(۱-۸۲)

$$C_{iv} = Z_x A_2 \exp \left( - \frac{E_f - B_{iv}}{KT} \right)$$

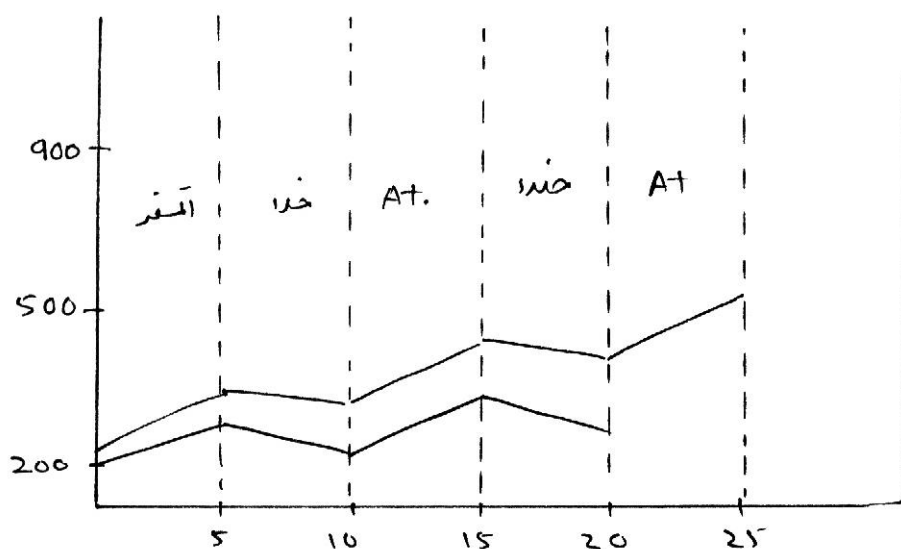
می باشند که در این رابطه  $X$  برابر غلظت محلول و  $Z$  برابر عدد کوردینانسیون و  $A_1$  و  $A_2$  ترم های انتروپی می باشند.



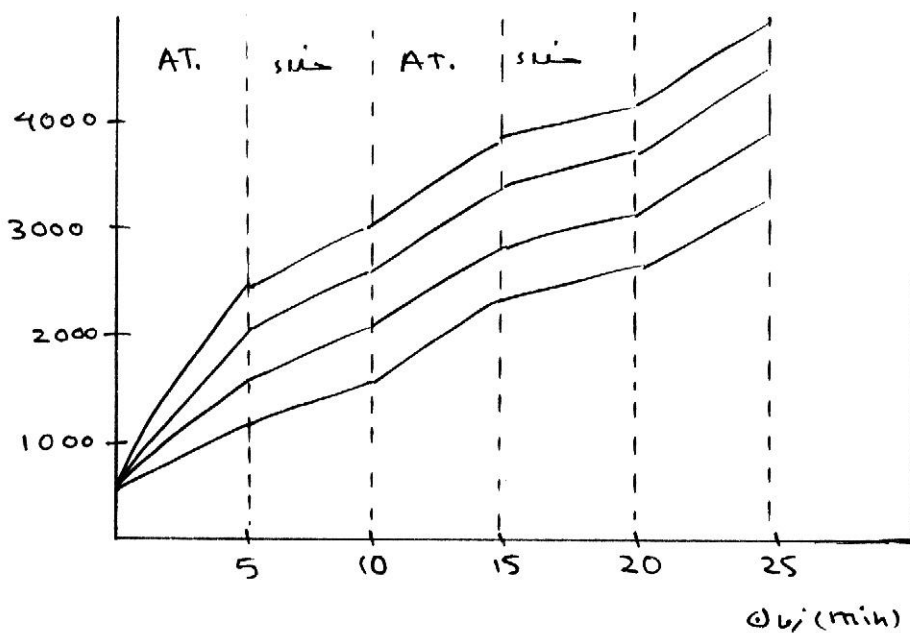
با اندازه‌گیری غلظت جاهای خالی در یک درجه حرارت معین به کمک اندازه‌گیری خواص فیزیکی مطالعات الکترون میکروسکوپی انرژی با انرژی جاهای خالی - اتم محلول محاسبه گردیده است. همچنان که قبلاً دیدیم اگر اتم‌های محلول در فلزی موجود باشند تمام جاهای خالی نمی‌توانند به آزادی حرکت نمایند. از طرفی مطالعات جزئیات ساختمانی مجتمع‌های نقص در فلزات دارای فوق اشباع جاهای خالی نشان می‌دهد که ناخالصی‌های خاصی ممکن است به صورت محل مناسب جوانه‌زنی عمل نموده و حتی مشکل نقص را نیز کنترل نمایند. مثلاً اتم‌های گازی باعث ترغیب جوانه‌زنی حفره ناخالصی‌های دو و سه ظرفیتی باعث جوانه‌زنی چهاروجهی نقص در طلا می‌شود. شاید یکی از جالب‌ترین آثار اندرکنش جاهای خالی آلیاژهای سختی رسوب بعد از کوئنچ باشد.

اغلب دیده شده است که وقتی که این آلیاژها در درجه حرارت‌های متوسط تحت تنش قرار گیرند (کمی بیش از درجه حرارت اتاق) سیلان و پیری پشت سرهم به هنگامی که نمونه تحت تنش می‌باشد صورت می‌گیرد و در منحنی تنش - کرنش بریدگی‌های کنگره‌ای به وجود می‌آید درست به مانند رفتار فولاد کم کربن، در کشش و ... این اثر به نام پرتوین - لوشاتلیه معروف می‌باشد.

اثر پرتوین - لوشاتلیه را به تشدید نفوذ جاهای خالی که در اثر تغییر فرم پلاستیک به وجود آمده است نسبت می‌دهند. حتی به هنگام آزمایش نمونه بدون تغییر فرم پلاستیک نیز همیشه غلظت زیاد جاهای خالی نفوذ شدید جاهای خالی در آلیاژهای تازه سریع سرد شده مشاهده گردیده است. همچنین نتایج آزمایش‌های اشعه ایکس و اندازه‌گیری مقاومت الکتریکی مبین تشکیل مرحله اول رسوب با سرعت خارق‌العاده این رفتار در اثر تشکیل مجتمع‌های جاهای خالی می‌باشد.



شکل ۱-۳۴



شکل ۱-۳۵

## ۱-۲- رفتار الاستیک نابجایی‌ها

همان‌گونه که می‌دانیم نابجایی‌ها نوعی نقص می‌باشند، لذا در صورت وجود در یک کریستال باعث احتمال تنش‌ها و کرنش‌های الاستیکی به شبکه به علت ایجاد اعوجاج می‌گردند. جهت درک مفاهیم ریاضی رفتار الاستیک نابجایی یادآوری روابط الاستیک مفید خواهد بود.

### ۱-۲-۱- یادآوری الاستیسیته



به طور کلی می توان روابط تنش و کرنش یک جسم ایزوتروپ را در سه بعد به صورت زیر بیان نمود:

$$\sigma_{xx} = C_{11}\epsilon_{xx} + C_{12}\epsilon_{yy} + C_{13}\epsilon_{zz} + C_{14}\epsilon_{xy} + C_{15}\epsilon_{xz} + C_{16}\epsilon_{yz} \quad (1-83)$$

$$\sigma_{yy} = C_{21}\epsilon_{xx} + C_{22}\epsilon_{yy} + C_{23}\epsilon_{zz} + C_{24}\epsilon_{xy} + C_{25}\epsilon_{xz} + C_{26}\epsilon_{yz} \quad (1-84)$$

$$\sigma_{zz} = C_{31}\epsilon_{xx} + C_{32}\epsilon_{yy} + C_{33}\epsilon_{zz} + C_{34}\epsilon_{xy} + C_{35}\epsilon_{xz} + C_{36}\epsilon_{yz} \quad (1-85)$$

$$\sigma_{xy} = C_{41}\epsilon_{xx} + C_{42}\epsilon_{yy} + C_{43}\epsilon_{zz} + C_{44}\epsilon_{xy} + C_{45}\epsilon_{xz} + C_{46}\epsilon_{yz} \quad (1-86)$$

$$\sigma_{xz} = C_{51}\epsilon_{xx} + C_{52}\epsilon_{yy} + C_{53}\epsilon_{zz} + C_{54}\epsilon_{xy} + C_{55}\epsilon_{xz} + C_{56}\epsilon_{yz} \quad (1-87)$$

$$\sigma_{yz} = C_{61}\epsilon_{xx} + C_{62}\epsilon_{yy} + C_{63}\epsilon_{zz} + C_{64}\epsilon_{xy} + C_{65}\epsilon_{xz} + C_{66}\epsilon_{yz} \quad (1-88)$$

که در این روابط  $C_{ij}$  برابر ضرایب الاستیک می باشد.

همچنین می توان مؤلفه های شش گانه کرنش را نسبت به مؤلفه های شش گانه تنش به صورت زیر نشان داد:

$$\epsilon_{xx} = S_{11}\sigma_{xx} + S_{12}\sigma_{yy} + S_{13}\sigma_{zz} + S_{14}\sigma_{xy} + S_{15}\sigma_{xz} + S_{16}\sigma_{yz} \quad (1-89)$$

$$\epsilon_{yy} = S_{21}\sigma_{xx} + S_{22}\sigma_{yy} + S_{23}\sigma_{zz} + S_{24}\sigma_{xy} + S_{25}\sigma_{xz} + S_{26}\sigma_{yz} \quad (1-90)$$

$$\epsilon_{zz} = S_{31}\sigma_{xx} + S_{32}\sigma_{yy} + S_{33}\sigma_{zz} + S_{34}\sigma_{xy} + S_{35}\sigma_{xz} + S_{36}\sigma_{yz} \quad (1-91)$$

$$\epsilon_{xy} = S_{41}\sigma_{xx} + S_{42}\sigma_{yy} + S_{43}\sigma_{zz} + S_{44}\sigma_{xy} + S_{45}\sigma_{xz} + S_{46}\sigma_{yz} \quad (1-92)$$

$$\epsilon_{xz} = S_{51}\sigma_{xx} + S_{52}\sigma_{yy} + S_{53}\sigma_{zz} + S_{54}\sigma_{xy} + S_{55}\sigma_{xz} + S_{56}\sigma_{yz} \quad (1-93)$$

$$\epsilon_{yz} = S_{61}\sigma_{xx} + S_{62}\sigma_{yy} + S_{63}\sigma_{zz} + S_{64}\sigma_{xy} + S_{65}\sigma_{xz} + S_{66}\sigma_{yz} \quad (1-94)$$

به  $S_{ij}$  ضرایب سازگاری می گویند.

می توان نشان داد که  $C_{ij} = C_{ji}$  و  $S_{ij} = S_{ji}$  لذا تعداد ثوابت از ۳۶ به ۲۱ تقلیل پیدا می کند. به طور کلی شبکه ارتورومبیک ۶، هگزاگونال ۵ و مکعبی ۳ ثابت شبکه ای دارند. مثلاً ثوابت شبکه مکعبی را می توان به صورت زیر نشان داد:

$$(1-95)$$

$$S_{ij} = \begin{matrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} \\ S_{13} & S_{12} & S_{11} \\ & & & S_{44} \\ & & & & S_{44} \\ & & & & & S_{44} \end{matrix}$$

در مواد ایزوتروپ در شبکه مکعبی چون جهات اصلی تنش و کرنش منطبق می باشند لذا تغییرات طولی نسبت به جهات باید قرینه باشد، بنابراین:



(۱-۹۶)

$$\begin{matrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} \\ S_{ij} = S_{12} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} \end{matrix}$$

با در نظر گرفتن تنش‌ها و کرنش‌های اصلی خواهیم داشت:

(۱-۹۷)

$$\sigma_1 = (\lambda + 2G)\varepsilon_1 + \lambda\varepsilon_2 + \lambda\varepsilon_3$$

(۱-۹۸)

$$\sigma_2 = \lambda\varepsilon_1 + (\lambda + 2G)\varepsilon_2 + \lambda\varepsilon_3$$

(۱-۹۹)

$$\sigma_3 = \lambda\varepsilon_1 + \lambda\varepsilon_2 + (\lambda + 2G)\varepsilon_3$$

 $\lambda$  ضریب لامه (Lame) و  $G$  مدول برشی می‌باشد.

اگر مقدار انبساط یا انقباض حجمی را برابر

(۱-۱۰۰)

$$\Delta = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3$$

در نظر بگیریم خواهیم داشت:

(۱-۱۰۱)

$$\sigma_1 = \lambda\Delta + 2u\varepsilon_1$$

(۱-۱۰۲)

$$\sigma_2 = \lambda\Delta + 2u\varepsilon_2$$

(۱-۱۰۳)

$$\sigma_3 = \lambda\Delta + 2u\varepsilon_3$$

در نتیجه مقدار تنش‌های نرمال برابر خواهد بود با:

$$\begin{cases} \sigma_{xy} = G\gamma_{xy} = 2G\varepsilon_{xy} \\ \sigma_{xz} = G\gamma_{xz} = 2G\varepsilon_{xz} \\ \sigma_{yz} = G\gamma_{yz} = 2G\varepsilon_{yz} \end{cases} \quad \begin{cases} \sigma_{xx} = \lambda\Delta + 2G\varepsilon_{xx} \\ \sigma_{yy} = \lambda\Delta + 2G\varepsilon_{yy} \\ \sigma_{zz} = \lambda\Delta + 2G\varepsilon_{zz} \end{cases}$$

$$E = \frac{G(3\lambda + 2G)}{(\lambda + G)} \quad \text{و} \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + G)}$$

می‌دانیم

 $E$  مدول الاستیک،  $G$  مدول برشی و  $\nu$  ضریب پواسون می‌باشد.در شرایط تک‌محوری و با حذف  $\lambda$  خواهیم داشت:

$$\Rightarrow G = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad \sigma_2 = \sigma_3 = 0$$

امکان دارد که تنش‌ها را برحسب کرنش‌های اصلی به صورت زیر مرتب نمود:



$$(۱-۱۰۴)$$

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E} [\sigma_1 - \nu(\sigma_2 + \sigma_3)]$$

$$(۱-۱۰۵)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{E} [\sigma_2 - \nu(\sigma_1 + \sigma_3)]$$

$$(۱-۱۰۶)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{1}{E} [\sigma_3 - \nu(\sigma_1 + \sigma_2)]$$

$$(۱)$$

در شرایط کرنش صفحه‌ای، یکی از کرنش‌های اصلی صفر بوده و خواهیم داشت:

$$\Rightarrow \sigma_2 = \nu(\sigma_1 + \sigma_3) \quad \varepsilon_2 = 0$$

با در نظر گرفتن تقارن تنسوری تنش، اگر یک المان کوچک  $dx$ ،  $dy$  و  $dz$  یک جسم تخت را در نظر بگیریم، با توجه به تعادل نیروی وارده به این المان می‌توان نوشت:

$$(۱-۱۰۷)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

از طرفی می‌دانیم:

$$\varepsilon_{yy} = \frac{\partial V}{\partial y}, \quad 2\varepsilon_{xy} = 2\varepsilon_{yx} = \gamma_{12} = \gamma_{21} = \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \quad \varepsilon_{xx} = \frac{\partial U}{\partial x} \quad (۱-۱۰۸)$$

که در این روابط  $U$  مقدار تغییر مکان در جهت  $x$  و  $V$  مقدار تغییر مکان در جهت  $y$  می‌باشند. با دو بار مشتق‌گیری از  $\varepsilon_{xx}$  نسبت به  $y$  و دوبار از  $\varepsilon_{yy}$  نسبت به  $x$  و یک‌بار نسبت به  $x$  و یک‌بار نسبت به  $y$  خواهیم داشت:

$$(۱-۱۰۹)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \gamma_{xy}}{\partial x \partial y}$$

اگر کرنش‌های وارده به حجم از رابطه بالا پیروی کنند یکپارچگی جسم حفظ خواهد شد. شبیه رابطه بالا یعنی رابطه سازگاری را می‌توان برای تنش‌ها در شرایط دو بعدی به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial^2 \sigma_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \sigma_{yy}}{\partial x^2} - \nu \frac{\partial^2 \sigma_{yy}}{\partial y^2} - \nu \frac{\partial^2 \sigma_{xx}}{\partial x^2} = 2(1 + \nu) \frac{\partial^2 \sigma_{xy}}{\partial x \partial y} \quad (۱-۱۱۰)$$

جهت حل معادله فوق لازم است که برای مؤلفه‌های تنش توابعی یافت که با توجه به شرایط حدی هم در شرایط تعادل و هم در شرایط سازگاری صدق نمایند. حل در شرایط کلی بسیار مشکل می‌باشد و حتماً باید





از تقارن‌های موجود در جهت ساده نمودن راه حل استفاده نمود. اکثراً در مسائل الاستیسیته معادله در شرایط حدی تنش صفحه‌ای ( $\sigma_z = 0$ ) و یا کرنش صفحه‌ای ( $\varepsilon_z = 0$ ) حل می‌گردد. ایریز (Airys) تابعی مثل  $\chi$  از  $x$  و  $y$  را پیدا نمود که هم در معادله تعادل و هم در معادله سازگاری صدق نماید. در حالت تغییر فرم دو بعدی مقدار تنش‌ها در رابطه با تابع تنشی ایریز برابر خواهد بود با:

$$\sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2}, \quad \sigma_{xy} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x \partial y}, \quad \sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial y^2} \quad (1-111)$$

روابط فوق در معادلات تعادل صدق می‌نمایند. اما برای اینکه در معادله سازگاری نیز صدق نمایند:

$$\frac{\partial^4 \chi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \chi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \chi}{\partial y^4} = \nabla^2 (\nabla^2 \chi) = 0 \equiv \nabla^4 = 0$$

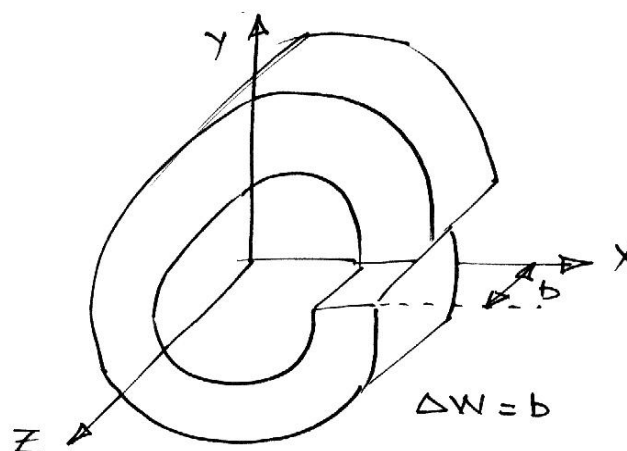
## ۲-۲-۱- میدان تنشی نابجایی لبه‌ای

نابجایی شکل ۱-۳۶ را در یک جسم ایزوتروپ در نظر بگیرید. با فرض اینکه خط نابجایی در مقایسه با بردار برگرز آن بسیار طولانی می‌باشد، چون غیریکنواختی در تغییر مکان اطراف نابجایی عمود بر خط نابجایی می‌باشد، میدان اطراف نابجایی را می‌توان به صورت کرنش صفحه‌ای در نظر گرفت که در آن

$$W = 0 \quad (1-113)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\partial V}{\partial z} = 0$$

$U$ ،  $V$  و  $W$ : بردارهای تغییر مکان در جهت  $x$ ،  $y$  و  $z$



شکل ۱-۳۶



و در نتیجه مؤلفه تنش‌های موجود در میدان عبارتند از:

$$\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \text{ و } \sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \text{ و تنها تنش برشی موجود } \sigma_{xy} = \sigma_{yx} \text{ می‌باشد.}$$

حال معادله لاپلاس را برای تعیین شرایط کرنش صفحه‌ای الاستیک برای اطراف نابجایی لبه‌ای در نظر می‌گیریم:

$$\nabla^4 \chi = 0 \quad (1-114)$$

$$\nabla^4 = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)^2 = 0$$

با توجه به مختصات قطبی می‌توان نوشت:

$$x = r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta, \quad z = z$$

در مختصات قطبی اپراتور لاپلاس را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$(1-115)$$

$$\nabla^4 = \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right)^2$$

همچنین مقدار تنش‌ها در شرایط مختصات قائم برابر است با:

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial y^2}, \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2} \quad (1-116)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 \chi}{\partial x \partial y}$$

در مختصات قطبی تنش‌ها به صورت زیر قابل ارائه هستند:

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2}, \quad \sigma_{r\theta} = -\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial r} \right), \quad \sigma_{r\pi} = \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial \theta^2} \quad (1-117)$$

راه ساده جهت حل معادله  $\nabla^4(\chi) = 0$  در نظر گرفتن تابع  $\chi$  به صورت حاصل ضرب دو تابع مثل  $\Phi$  و  $R$  که هر کدام از آنها تابعی از یکی از متغیرهای  $\theta$  و  $r$  می‌باشند، است، در نتیجه با در نظر گرفتن مختصات قطبی خواهیم داشت:

$$(1-118)$$

$$\chi = R\Phi$$

که در این رابطه  $R$  فقط تابعی از  $r$  و  $\Phi$  فقط تابعی از  $\theta$  می‌باشد. اگر  $R\Phi$  در معادله بالا به جای  $\chi$  جایگذاری شود و با توجه به اینکه جواب این معادله لاپلاس یک تابع هارمونیک می‌باشد، لذا به جای  $\Phi$  مقادیری مثل واحد،  $\theta$ ،  $\cos \theta$ ،  $\sin \theta$  و  $\theta \cos \theta$  قرار داده و معادله را برای  $R$  به وسیله روش‌های معمول حل می‌نماییم. دیده می‌شود که برای نابجایی لبه‌ای مثبت خواهیم داشت:

$$(1-119)$$

$$\chi_o = -D_r \log r \sin \theta = -D_y \log(x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$$



که در این رابطه:

$$(1-120)$$

$$D = \frac{-Gb}{2\pi(1-\nu)}$$

و  $G$  نیز برابر مدول برشی می‌باشد.

از دو رابطه ۱-۱۱۹ و ۱-۱۲۰ نتیجه می‌شود که:

$$\sigma_{yy} = D \frac{y(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}, \quad \sigma_{xy} = D \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}, \quad \sigma_{xx} = -D \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \quad (1-121)$$

و در مختصات قطبی:

$$\sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = -\frac{D}{r} \sin \theta \quad (1-122)$$

$$\sigma_{r\theta} = \frac{D}{r} \cos \theta$$

برای حالتی که  $b$  ثابت نباشد نیز Burgers و Eshelby توانسته‌اند میدان تنش نابجایی لبه‌ای را محاسبه نمایند.

معادلات ۱-۱۲۱ نشان می‌دهند که بزرگ‌ترین تنش عمودی  $\sigma_{xx}$  می‌باشد که فشاری در بالای صفحه لغزش ( $y=0$ ) و کششی در زیر آن می‌باشد. همچنین  $\sigma_{xy}$  بر روی صفحه لغزش دارای بیشترین مقدار

$$\frac{1}{r}$$

می‌باشد و نسبت به  $x$  تغییر علامت می‌دهد. تنش‌ها به نسبت  $1/r$  با فاصله گرفتن از نابجایی کاهش یافته و در نهایت به صفر نقصان می‌یابند. در نتیجه تابع تنشی معادله اخیر مناسب برای نابجایی در یک امتداد با شعاع نامحدود می‌باشد که صفحات خارجی آن تحت تنش نباشد. وقتی که شعاع خارجی  $r_1$  محدود باشد، تنش‌های ارائه شده در این معادله در سطح خارجی برابر صفر نمی‌باشد. در این صورت اگر سطح خارجی سطح آزاد جسم باشد، لازم است یک تابع تنشی دیگری به  $\chi_0$  اضافه شود که باعث یکنواختی تغییر فرم و ثابت ماندن بردار برگز نابجایی شود. تابع تنشی مزبور می‌تواند به صورت زیر تعریف شود:

$$(1-123)$$

$$\chi_1 = Ar^3 \sin \theta$$

که در این رابطه،  $A$  مقدار ثابتی می‌باشد و در رابطه با از بین رفتن تنش در فاصله  $r_1$  تعیین می‌گردد. تحلیل شرایط حدی مرکز نابجایی بسیار مشکل‌تر می‌باشد. همچنان که دیده می‌شود با نزدیک شدن  $r$  به صفر تنش‌ها بی‌نهایت زیاد می‌شوند. به همین جهت در یک ساختار پیوسته باید تصور نمود که حفره‌ای به مرکز خط نابجایی به شعاع  $r_0$  در داخل جسم ایجاد شده است. مقدار  $r_0$  چند برابر  $b$  می‌باشد.

البته مشکل تنش بی‌نهایت در مرکز نابجایی در کریستال واقعی وجود ندارد. چون اولاً رابطه هوک در کرنش‌های زیاد صادق نمی‌باشد و تنش‌ها بعد از  $0.1$  تا  $0.2$  کرنش کاهش زیادی نشان می‌دهند. از طرف



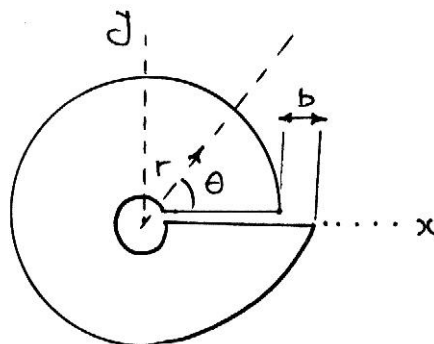
دیگر ساختار یک جسم واقعی الاستیک پیوسته نبوده و به طور پریودیک تغییر می‌نماید. از نقطه نظر تئوری برای اینکه تنش  $Z$  مقدار ثابتی در شعاع  $r_0$  باشد و بی‌نهایت زیاد نشود، احتیاج به وارد نمودن تابع تنشی جدیدی مثل  $\chi_2$  می‌باشد، به طوری که:

$$(1-124)$$

$$\chi_2 = \frac{B}{r} \sin \theta$$

### ۳-۲-۱- میدان تنش نابجایی پیچشی

یک نابجایی پیچشی را در یک جسم الاستیک در نظر بگیرید. همان طور که از شکل ۱-۳۷ پیداست غیریکنواختی در تغییر مکان در جهت  $Z$  می‌باشد (مرز خط نابجایی).



شکل ۱-۳۷

از شرایط کرنش صفحه‌ای در این حالت نمی‌توان استفاده کرد. در این شرایط مسئله ساده‌تر از حالت نابجایی ساده می‌باشد چون تغییر مکان  $W$  در جهت  $Z$  مقدار ثابتی بوده و فقط تنش‌های برشی خواهیم داشت:

$$(1-125)$$

$$\sigma_{\theta z} = \frac{U}{r} \frac{\partial W}{\partial \theta}$$

$$(1-126)$$

$$\sigma_{rz} = U \frac{\partial W}{\partial r}$$

و بقیه تنش‌ها برابر صفر می‌باشند. در نتیجه حل معادله تعادلی الاستیکی باید منجر به صفر شدن بقیه مؤلفه‌های تنش گردد.



از تعادل بین  $\sigma_{\theta z}$  و  $\sigma_{rz}$  نتیجه می‌شود که در معادلات الاستیک هر تابعی مانند  $W$  صدق خواهد نمود به قسمی که:

$$\nabla^2 W = 0 \quad (1-127)$$

در مختصات کارتزین

$$\nabla^2 = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) = 0$$

$$\nabla^2 = \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \quad \text{و در مختصات قطبی} \quad (1-128)$$

نشان داده شده است که با افزایش  $\theta$  به مقدار  $2\pi$  مقدار  $W$  به مقدار  $b$  افزایش خواهد یافت:

$$W = b \left( \frac{\theta}{2\pi} \right) = \frac{b}{2\pi} \tan^{-1} \frac{y}{x}$$

و لذا تنش‌ها برابر خواهند بود با:

$$\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = -\frac{Gb}{2\pi} \frac{y}{x^2 + y^2} \quad (1-131)$$

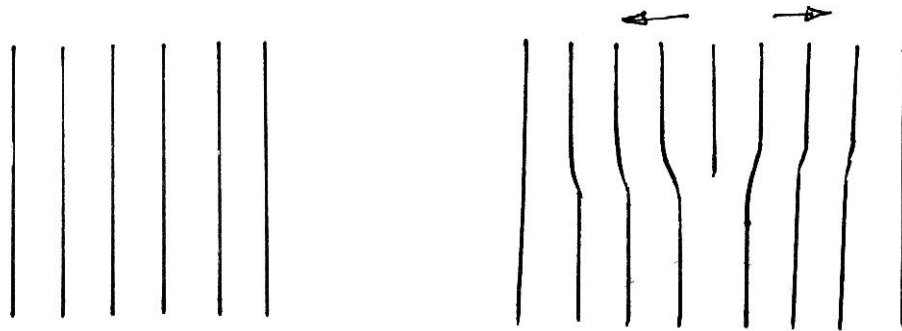
$$\sigma_{yz} = \sigma_{zy} = \frac{Gb}{2\pi} \frac{x}{x^2 + y^2} \quad (1-132)$$

$$\sigma_{\theta z} = \sigma_{z\theta} = \frac{Gb}{2\pi r}$$

همان‌گونه که مشاهده می‌شود میدان تنشی از نوع برشی می‌باشد بدون هیچ‌گونه تراکم و یا انقباض. از آنجایی که  $\sigma_{r\theta}$  و  $\sigma_{\pi}$  که بر روی سطح استوانه‌های محدود عمل می‌نمایند برابر صفر می‌باشند، در نتیجه احتیاج به توابع تنشی اضافی جهت تحلیل داخل و خارج استوانه میدان تنشی اطراف نابجایی در رابطه با مؤلفه  $Z$  وجود ندارد. اما  $\sigma_{z\theta}$  را باید متعادل نمود که جهت این کار مثل نابجایی ساده به تابع مثلثی احتیاج می‌باشد، اما تنش لازم جهت این کار قابل صرف‌نظر می‌باشد.

#### ۴-۲-۱- انرژی کرنشی نابجایی‌ها

به طور کلی دو روش جهت محاسبه انرژی کرنشی یک نابجایی موجود می‌باشد. یکی محاسبه انرژی با در نظر گرفتن حاصل ضرب نصف تنش در هر مکان و دیگری با در نظر گرفتن انرژی لازم جهت تولید نابجایی به وسیله اضافه کردن یک صفحه اضافی با توجه به شکل ۳۸-۱.



شکل ۱-۳۸

اگر نیروی وارده بر واحد سطح هنگام تغییر فرم حاصل از تولید نابجایی کامل شده را برابر  $T_{x,y,z}$  در نظر بگیریم مولفه‌های این نیرو تابع موقعیت بر روی سطح جسم (S) می‌باشند. در نتیجه می‌توان نوشت:

$$\text{تغییر مکان} \times \text{نیرو} = \frac{1}{2} \Sigma = \frac{1}{2} \int_S T_x U + T_y V + T_z W \quad (1-133)$$

نیروهای وارده بر سطوح  $r_0$  و  $r_1$  را صفر فرض می‌نماییم.

برای واحد ضخامت در جهت Z، نیروی برشی وارده به المان dr برابر  $\sigma dr$  می‌باشد که در آن  $\sigma = \sigma_{\theta_r}$  (برای نابجایی لبه‌ای) و  $\sigma = \sigma_{\theta_z}$  (برای نابجایی پیچشی) می‌باشد. مقدار تغییر مکان هر صورت بریده شده برابر  $\frac{b}{2}$  خواهد بود. در نتیجه:

$$\text{انرژی} = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{r_1} \sigma b dr \quad (1-134)$$

کرنشی

با جایگذاری مقدار  $\sigma_{\theta_r}$  از رابطه ۱-۱۲۱ و با توجه به اینکه برای شکاف در جهت لغزش  $\cos \theta = 1$  است، داریم:

$$(1-135)$$

$$\frac{1}{2} \int_{r_0}^{r_1} \frac{Db}{r} dr = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \log \left( \frac{r_1}{r_0} \right)$$

و در صورت در نظر گرفتن ترکیب توابع تنش  $\chi_0 + \chi_1 + \chi_2$  به جهت در نظر گرفتن سطوح حدی  $r_0$  و  $r_1$  انرژی کرنشی نابجایی لبه‌ای برابر خواهد بود با:

$$\frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \left[ \log \left( \frac{r_1}{r_0} \right) - \frac{r_1^2 - r_0^2}{r_1^2 + r_0^2} \right] \approx \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \left[ \log \left( \frac{r_1}{r_0} \right) - 1 \right] \quad (1-136)$$

چیزی در حدود 0/5ev



## ۵-۲-۱- میدان تنش یک نابجایی متحرک

میدان تنش یک نابجایی متحرک با ثابت فرق می‌کند چون در معادله تعادلی الاستیک باید نیروهای داخلی مخالف حرکت نابجایی را در نظر گرفت. معادله حرکت شباهت بسیار زیادی به حرکت ذره با توجه به تئوری نسبیت دارد. در آنجا حد بالایی سرعت نور می‌باشد و در اینجا سرعت صوت. معادله کلی با توجه به تعادل نیروهای وارده به یک المان جسم ناشی از میدان تنشی و نیروهای دافعه ناشی از شتاب گرفتن ماده بر روی المان مزبور به دست می‌آید. مثلاً برای نابجایی پیچشی که فقط تغییر مکان  $W$  در آن موجود می‌باشد، معادله تعادل به صورت زیر درمی‌آید:

(۱-۱۳۷)

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} = \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}$$

که در این رابطه  $t$  زمان و  $C$  سرعت موج برشی می‌باشد (مولفه انتقالی). از طرفی  $C$  بستگی به مدول برشی  $G$  و دانسیته محیط  $(\rho)$  به صورت زیر دارد:

(۱-۱۳۸)

$$C = \left( \frac{G}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}$$

این معادله با یک تبدیل (تبدیل لورنتس) قابل تبدیل به فرم کلی الاستیسیته به صورت زیر می‌گردد:

(۱-۱۳۹)

$$\chi_1 = (\chi - Vt) \left( 1 - \frac{V^2}{C^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

که در این رابطه  $V$  سرعت حرکت در جهت  $X$  می‌باشد. و نهایتاً معادله به صورت زیر درمی‌آید:

(۱-۱۴۰)

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} = 1$$

که شبیه معادله ۱-۱۲۷ می‌باشد و جواب آن به صورت زیر است:

(۱-۱۴۱)

$$W = \frac{b}{2} \tan^{-1} \frac{y}{x}$$

همان‌گونه که دیده می‌شود با کم شدن سرعت ( $V \rightarrow 0$ ) مقدار  $\chi_1$  به  $\chi$  نزدیک می‌باشد.

پس میدان یک نابجایی متحرک مثل میدان نابجایی ثابت بوده با این تفاوت که  $\chi$  با جمله

$$(\chi - Vt) \left( 1 - \frac{V^2}{C^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

عوض شده باشد.



تحلیل میدان نابجایی لبه‌ای متحرک شبیه بالا بوده ولی پیچیده‌تر می‌باشد، چون هم تغییر مکان‌ها طولی هستند و هم عرضی و سرعت امواج طولی و عرضی یکسان نمی‌باشند.

### ۶-۲-۱- نیروهای وارده بر نابجایی‌ها بر اثر تنش‌های خارجی

کریستالی عاری از نابجایی را در نظر بگیرید. یک نیروی خارجی  $T_1 = (T_x, T_y, T_z)$  بر واحد سطح این جسم (S) وارد نمایید.

فرض کنید تغییر مکان‌های حاصله  $(U_1 = U, V, W)$  خطی باشند. در نتیجه انرژی کرنشی جسم برابر کار انجام شده بر سطح به وسیله نیروی وارده خواهد بود، یعنی:

(۱-۱۴۲)

$$U_1 = \frac{1}{2} \int_S (T_1 \cdot U_1) dS$$

که در آن:

(۱-۱۴۳)

$$T_1 U_1 = T_x U + T_y V + T_z W$$

حالا یک نابجایی در کریستال با بریدن آن و وارد نمودن نیروی  $T_1$  به سطح بریده شده A جهت نگهداری شکل کریستال در حین برش ایجاد می‌نماییم. فرض کنید نیروی  $T_2$  جهت به وجود آوردن تغییر مکان  $U_2$  سطح بریده شده اعمال شده باشد. انرژی کرنشی نابجایی برابر است با:

(۱-۱۴۴)

$$U_2 = \frac{1}{2} \int_A (T_2 \cdot U_2) dA$$

در نتیجه انرژی کرنشی کریستال برابر خواهد بود با:

(۱-۱۴۵)

$$U = U_1 + U_2 = \int_S (T_1 \cdot U_1) dS + \int_A (T_2 \cdot U_2) dA$$

حال فرض نمایید اول تشکیل نابجایی می‌دهیم و بعد نیروی خارجی را بر کریستال اعمال می‌نماییم. در این صورت:

(۱-۱۴۶)

$$U = U_1 + U_2 = \int_S (T_2 \cdot U_1) dS + \int_A (T_2 \cdot U_1) dA$$

می‌توان نشان داد اثر  $T_1$  بر روی تغییر مکان  $U_2$  و بر روی سطوح S و A صفر می‌باشد.

از آنجایی که انرژی کرنشی جسم نسبت به محل نابجایی تغییر نمی‌نماید، لذا نیروی وارده بر نابجایی کلاً باید ناشی از کار خارجی انجام شده در حین تغییر مکان نابجایی باشد. بات و نابارو نشان داده‌اند که مقدار کار خارجی برابر است با:





$$\int_S (T_1 U_2) dS$$

با توجه به رابطه ۱-۱۲۱ این کار برابر است با:

$$(۱-۱۴۷)$$

$$W = - \int_A (T_1 U_2) dA$$

حالا یک نابجایی به طول واحد را در صفحه لغزش با جهت لغزش  $x$  در نظر بگیرید. در این صورت نیروی وارده بر واحد طول نابجایی برابر خواهد بود با:

$$(۱-۱۴۸)$$

$$F = - \frac{\partial W}{\partial x} = - \frac{\partial W}{\partial x} : (T_1 U_2)$$

اگر تنش وارده در صفحه لغزش در جهت لغزش برابر  $\sigma$  باشد و بردار برگز نابجایی برابر  $b$  باشد، خواهیم داشت:

$$(۱-۱۴۹)$$

$$F = \sigma b$$

### ۱-۲-۷- نیروهای بین نابجایی‌ها

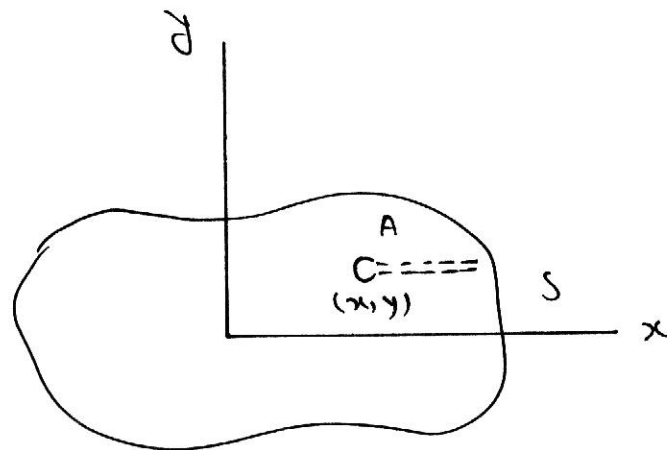
نیروهای بین نابجایی‌های مختلف را می‌توان به روش انتگرال سطحی به دست آورد. معمولاً فرض می‌شود که یک نابجایی در کریستال موجود می‌باشد و سپس نابجایی دوم را در میدان نابجایی اول به وسیله بریدن کریستال و ایجاد تغییر مکان مناسب بر سطح وارد می‌نماییم. فرض می‌شود که نیروی خارجی وارد بر سطح آزاد صفر باشد لذا انرژی کرنشی جسم ناشی از ترم‌های زیر صفر خواهد بود:

اول انرژی داخلی نابجایی، دوم انرژی اندرکنشی بین نابجایی‌ها

انرژی اندرکنشی برابر کار انجام شده به وسیله نیروی  $T_1$  بر روی سطح  $A$  ناشی از میدان تنش نابجایی اول می‌باشد که باعث ایجاد تغییر مکان  $U_2$  بر روی سطح  $A$  در حین تشکیل نابجایی دوم خواهد گردید.

### ۱-۲-۷-۱- نیروی بین دو نابجایی لبه‌ای موازی با بردارهای برگز موازی

در شکل ۱-۳۹ یک نابجایی لبه‌ای مثبت را که خط آن در جهت  $z$  و بردار برگز آن در جهت  $x$  می‌باشد را در نظر بگیرید:



شکل ۳۹-۱

فرض کنید با بریدن کریستال و ایجاد تغییر مکان لازم نابجایی دوم را ایجاد می‌نماییم. در این صورت انرژی کرنشی کلی برابر خواهد بود با:

$$(۱-۱۵۰)$$

$$U = U_1 + U_2 = \int_A (T_1 \cdot U_2) dA$$

که در این رابطه:

$U_1$ : انرژی داخلی نابجایی اول

$U_2$ : انرژی داخلی نابجایی دوم

$T_1$ : نیروی ناشی از میدان تنش نابجایی اول

$U_2$ : تغییر مکان لازم جهت ایجاد نابجایی دوم

مقدار انرژی اندرکنشی برابر خواهد بود با:

$$(۱-۱۵۱)$$

$$U_1 = \int_A \sigma_{xy} b dA$$

که مقدار آن مثبت برای دو نابجایی هم علامت و منفی برای دو نابجایی مختلف‌العلامه می‌باشد.

مقدار نیروی  $F_x$  در واحد طول که در جهت X در نقطه X و Y از نابجایی دیگر ناشی می‌شود برابر خواهد بود با:

$$(۱-۱۵۲)$$

$$F_x = -\frac{\partial U_1}{\partial x} = \frac{\partial U_1}{\partial A} = \frac{\partial}{\partial A} \int \sigma_{xy} b dA$$



(۱-۱۵۳)

$$F_x = \sigma_{xy} b$$

که در این رابطه  $\sigma_{xy}$  تنش برشی در نقطه  $x$  و  $y$  که از نابیجایی اول ناشی می‌شود، است. مؤلفه  $F_y$  برابر است با:

(۱-۱۵۴)

$$F_y = -\frac{\partial U_I}{\partial y}$$

جهت سهولت و پرهیز از مشتق‌گیری رابطه ۱-۱۵۱ نسبت به  $y$  می‌توان از روش زیر استفاده کرد: فرض نمایید به عوض انجام برش افقی، نابیجایی دوم را به وسیله برش عمودی و ایجاد صفحه  $A'$  به وجود آوریم. در این صورت مقدار انرژی اندرکنشی برابر خواهد بود با:

(۱-۱۵۵)

$$U_I = \int_{A'} \sigma_{xx} b dA'$$

در نتیجه:

(۱-۱۵۶)

$$F_y = -\frac{\partial U_I}{\partial y} = \frac{\partial U_I}{\partial A'} = \sigma_{xx} b$$

با استفاده از رابطه‌های قبل و جایگذاری‌های لازم خواهیم داشت:

(۱-۱۵۷)

$$F_x = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}$$

(۱-۱۵۸)

$$F_y = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2}$$

و در مختصات قطبی:

(۱-۱۵۹)

$$F_r = F_x \cos \theta + F_y \sin \theta = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{1}{r}$$

(۱-۱۶۰)

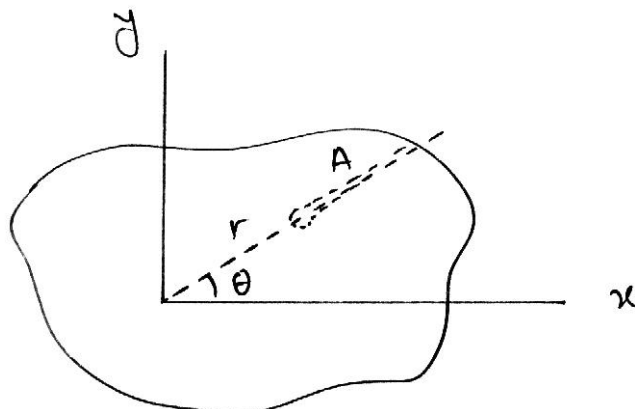
$$F_\theta = F_y \cos \theta + F_x \sin \theta = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{\sin 2\theta}{r}$$

۲-۷-۲-۱- نیروهای بین دو نابیجایی پیچشی



چون میدان یک نابجایی پیچشی به صورت تقارن شعاعی می‌باشد، بین دو نابجایی پیچشی موازی فقط مؤلفه  $F_r$  موجود می‌باشد.

یک نابجایی پیچشی در جهت  $Z$  با بردار برگرز  $b$  را در نظر بگیرید (شکل ۴۰-۱).



شکل ۴۰-۱

جهت ایجاد نابجایی دوم فرض کنید برش صفحه  $A$  در جهت  $r$  انجام می‌گیرد. به مانند گذشته خواهیم داشت:

(۱-۱۶۱)

$$F_r = -\frac{dU_I}{dr} = \frac{dU_I}{dA} = \frac{d}{dA} \int_A \sigma_{\theta z} b dA = \sigma_{\theta z} b$$

با توجه به تنش‌های ناشی از میدان نابجایی خواهیم داشت:

(۱-۱۶۲)

$$F_r = \frac{Gb^2}{2\pi r}$$

و در مختصات کارتزین:

$$F_x = \frac{Gb^2 x}{2\pi} (x^2 + y^2) \quad (1-163)$$

$$F_y = \frac{Gb^2 y}{2\pi} (x^2 + y^2)$$

این نیرو، وقتی نابجایی‌ها مختلف‌العلامه باشند جاذبه و وقتی متحد‌العلامه باشند دافعه خواهد بود.

### ۳-۷-۲-۱- نیروی کشش خطی نابجایی

با توجه به شکل اگر خط  $AB$  نشان‌دهنده یک نابجایی مستقیم لبه‌ای باشد، تغییر مکان‌های ناشی از این نابجایی مستقل از  $Z$  می‌باشد.



در نقاط  $p$  و  $q$  که دارای یک فاصله مساوی از خط  $AB$  می‌باشند، نیز تغییر مکان‌ها مستقل از  $Z$  خواهند بود. حال فرض کنید نابجایی  $AB$  به صورت زیگ‌زاک با فاصله  $\Psi$  نسبت به  $AB$  قرار گرفته باشد (فرض کنید  $\Psi$  کوچک باشد). تغییر مکان‌های نقاط  $p$  و  $q$  دیگر یکسان نبوده و کرنش‌های جدید به وجود خواهد آمد (به علت وابستگی نقاط جدید به  $Z$ ). این کرنش‌ها عبارتند از:

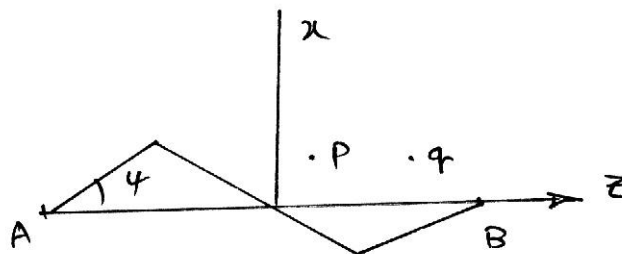
(۱-۱۶۴)

$$\gamma_{xz} = \frac{\partial U}{\partial z} = \Psi \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)$$

(۱-۱۶۵)

$$\gamma_{yz} = \frac{\partial V}{\partial z} = \Psi \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right)$$

$U$  و  $V$ : مؤلفه‌های تغییر مکان در جهات  $x$  و  $y$



شکل ۱-۴۱

دانشیته انرژی نزدیک نابجایی، به علت این کرنش‌های جدید افزایش خواهد یافت. مقدار این افزایش برابر است با:

(۱-۱۶۶)

$$\frac{1}{2} G (\gamma_{xz}^2 + \gamma_{yz}^2) = \frac{1}{2} G \Psi^2 \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right]$$

$$\frac{1}{2} G \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right]$$

از طرفی برابر انرژی کرنشی میدان نابجایی مستقیم  $AB$  می‌باشد. در نتیجه به طور تقریب با خارج شدن نابجایی از خط راست به مقدار  $(1 + \Psi^2)$  بر انرژی آن افزوده خواهد گشت. از طرفی در ماوراء فاصله معینی از نابجایی (مثلاً  $\lambda$ ) این کرنش با اعوجاج وارده از بین می‌رود. در نتیجه می‌توان فرض نمود که به طور تقریب دانشیته انرژی نابجایی در داخل استوانه‌ای به شعاع  $\lambda$  اطراف نابجایی افزایش یافته است و بیرون این استوانه مقدار انرژی کرنشی ثابت مانده باشد. لذا خواهیم داشت:

$$= \Delta U = \Psi^2 \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \log \left( \frac{\lambda}{r_0} \right) \quad (۱-۱۶۷)$$

افزایش انرژی ناشی از زیگ‌زاک شدن نابجایی

مشابه نیروی کشش سطحی، بنا به تعریف نیروی کشش خطی نابجایی برابر خواهد بود با:



(۱-۱۶۸)

$$T_{\text{نابجایی}} = \frac{\Delta U}{\Delta L}$$

که  $\Delta L$  برابر افزایش طول واحد خط نابجایی وقتی نابجایی از حالت خطی خارج می شود می باشد. از آنجایی که معمولاً  $\Psi$  کوچک می شود، لذا:

(۱-۱۶۹)

$$\Delta L \approx \frac{\Psi^2}{2}$$

در نتیجه:

(۱-۱۷۰)

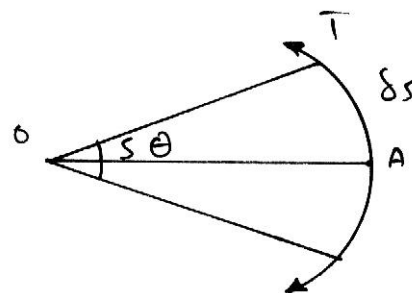
$$T = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \log\left(\frac{\lambda}{r}\right)$$

وقتی مقدار  $\lambda$  در حدود  $100r_0$  باشد،  $T \approx Gb^2$  خواهد بود (مات و نابارو). ولی محاسبات دقیق تر توسط نابارو نشان داده است که:

(۱-۱۷۱)

$$T = 0.5Gb^2$$

به علت وجود نیروی کشش خطی جهت نگهداری یک نابجایی به صورت منحنی، مقداری تنش برشی ( $\sigma_\theta$ ) لازم می باشد.



شکل ۱-۴۲

با توجه به شکل ۱-۴۲ داریم:

(۱-۱۷۲)

$$\delta\theta = \frac{\delta S}{r}$$

اندازه کمان  $\delta S$ 

نیروی وارده بر این قسمت از نابجایی برابر است با:

$$\sigma b \delta S$$



از طرفی نیروی جلوگیری کننده که ناشی از کشش خطی نابجایی می‌باشد تمایل به مستقیم نمودن نابجایی دارد. مقدار این نیرو را می‌توان محاسبه نمود:

(۱-۱۷۳)

$$2T \sin\left(\frac{\delta\theta}{2}\right) = T\delta\theta$$

که در حالت تعادلی خواهیم داشت:

(۱-۱۷۴)

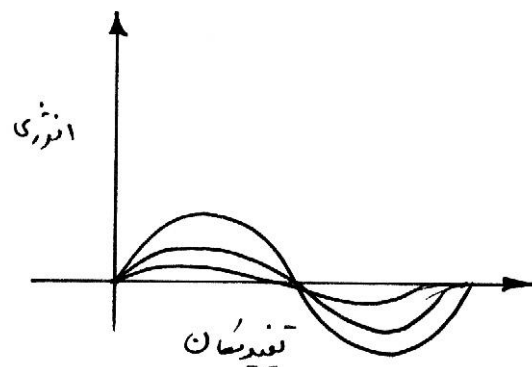
$$\sigma_o = \frac{T}{br}$$

۸-۲-۱- تنش لازم جهت به حرکت درآوردن یک نابجایی (تنش پارلز نابارو)

می‌دانیم تنش لازم جهت به حرکت درآوردن یک لایه اتمی روی لایه دیگر برابر است با:

(۱-۱۷۵)

$$\sigma = K \sin\left(\frac{2\pi x}{b}\right)$$



شکل ۴۳-۱

ضریب  $K$  را با توجه به اینکه شیب اولیه منحنی باید برابر مدول برشی باشد، می‌توان محاسبه نمود. در نزدیک مرکز مختصات به علت کوچک بودن ترم سینوس می‌توان نوشت:

(۱-۱۷۶)

$$\sigma = K \frac{2\pi x}{b}$$

از طرفی با توجه به قانون هوک داریم:

(۱-۱۷۷)

$$\sigma = G \frac{x}{a}$$

$a$  : فاصله صفحات اتمی

لذا:



(۱-۱۷۸)

$$\sigma = \frac{b}{a} \frac{G}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi x}{b}\right)$$

نشان داده شده است که تنش لازم جهت لغزش نابجایی برابر خواهد بود با:

(۱-۱۷۹)

$$\sigma_{xy} = \frac{G}{2\pi} \frac{b}{a} \sin\left(\frac{4\pi U}{b}\right)$$

که در این رابطه  $U$  تغییر مکان در جهت  $x$  می باشد.

کار بعدی محاسبه مقدار انرژی اعوجاج یک اتم در صفحه لغزش می باشد. به ردیف اتم های موازی با نابجایی به مقدار  $b\sigma_{xy}$  از طرف نابجایی نیرو وارد می شود که  $\sigma_{xy}$  تنش برشی ایجاد شده از طرف نابجایی به این ردیف اتمی می باشد. با استفاده از تقریب سینوسی مقدار انرژی اعوجاج (یا عدم تقابل اتمی) برابر خواهد بود با:

(۱-۱۸۰)

$$\frac{1}{2} \int (b\sigma_{xy}) d\phi = \frac{Gb^3}{8\pi^2 a} \int_{\frac{b}{4}}^U \sin \frac{4\pi U}{b} d\left(\frac{4\pi U}{b}\right)$$

$d\phi$  برابر دیفرانسیل تغییر مکان می باشد. علت وجود فاکتور  $\frac{1}{2}$ ، اشتراک انرژی عدم تقابل بین دو قسمت بالایی و پایینی صفحه لغزش می باشد.

با جایگذاری مقدار مناسب  $U$  در داخل انتگرال مقدار انرژی عدم تطابق در صفحه لغزش برای یک ردیف اتمی به دست می آید. با جمع نمودن انرژی های عدم تطابق کلیه اتم های موجود در صفحه لغزش با استفاده از انتگرال فوریه، پارلز و نابارو نشان دادند:

(۱-۱۸۱)

$$E = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \exp\left(-\frac{4\pi\zeta}{b}\right) \cos(4\pi\alpha)$$

که در این رابطه  $\zeta = \frac{a}{2}(1-\nu)$  می باشد.

همچنین  $\alpha$  یک متغیر می باشد، به طوری که  $\alpha b$  برابر فاصله مرکز نابجایی تا نزدیک ترین محل تقارن خواهد بود. مثلاً محل هر اتم در صفحه لغزش به طور تقریب برابر خواهد بود با:

$$x = \left(\alpha + \frac{1}{2}n\right)b$$

(۱-۱۸۲)

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

و مقدار نیروی وارده به نابجایی برابر خواهد بود با:





(۱-۱۸۳)

$$F = -\frac{1}{b} \frac{dE}{d\alpha}$$

که وقتی  $\sin 4\pi\alpha = 1$  باشد، مقدار این نیرو ماکزیمم خواهد بود. با توجه به اینکه  $\sigma = \frac{F}{b}$ ، تنش بحرانی جهت حرکت نابجایی برابر خواهد بود با:

(۱-۱۸۴)

$$\sigma = \frac{2G}{1-\nu} \exp\left(\frac{-4\pi\zeta}{b}\right) = \frac{2G}{1-\nu} \exp\left(\frac{-2\pi a}{b(1-\nu)}\right)$$

مثلاً در شبکه‌ای که  $a = b$  و  $\nu = 0/3$  باشد، این تنش برابر  $\sigma = 3/6 \times 10^{-4} G$  و یا برای  $\nu = 0/35$ ،  $\sigma = 2 \times 10^{-4} G$  خواهد بود.

این مقادیر بیشتر از تنش تسلیم مشاهده شده در کریستال‌های نرم و آنیل شده می‌باشد ( $\approx 10^{-5} G$ ). اما با توجه به اینکه معمولاً  $a > b$  و لغزش در صفحات متراکم و در جهات متراکم انجام می‌گیرد و برای نابجایی لبه‌ای مقدار این تنش کاهش بیشتری خواهد داشت. محاسبات دقیق‌تر نشان داده است که نیروی پارلز به مقدار قابل ملاحظه‌ای کمتر از تنش تسلیم کریستال می‌باشد.

از رابطه پارلز مشخص می‌شود که لغزش در جهات متراکم و صفحات متراکم انجام می‌گیرد. هرچه پهنای

نابجایی  $\frac{a}{b(1-\nu)}$  بیشتر باشد، تنش پارلز کمتر خواهد بود.

علت کمتر بودن تنش لازم جهت به حرکت درآوردن نابجایی از تنش تسلیم کریستال‌ها و همچنین چند کریستال‌ها را باید در چگونگی قرار گرفتن نابجایی‌ها جستجو کرد. اولاً نابجایی‌ها در کریستال (یا چند کریستال) به صورت شبکه قرار گرفته‌اند و اغلب دو سر آنها قفل می‌باشد، مگر آنکه به صورت حلقه باشند و یا انتهای آن به سطح کریستال و یا مرزدانه و یا رسوب و... محدود شده باشد. ثانیاً در مواد مهندسی عوامل دیگری مانند موانع از نوع نقایص نقطه‌ای، خطی، صفحه‌ای، اتم‌های محلول، رسوب‌ها و ... باعث قفل نمودن و یا مشکل شدن حرکت نابجایی می‌گردد.

### ۳-۱- مرزهای کریستالی

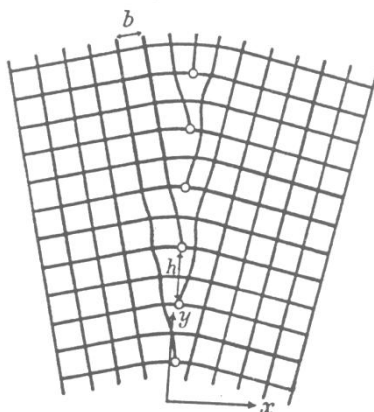
#### ۱-۳-۱- ساختمان مرزهای کریستالی

نوع مرز بین‌دانه‌های هم‌جوار در یک پلی کریستال پیوسته موضوع جالبی برای بحث‌های متالورژیست‌ها و فیزیک‌دانان طی سالیان سال بوده است. کارهای اخیر Rosen hain و Beilby حاوی این نظر بود که لایه‌ای به ضخامت ۱۰۰ اتم بین دانه‌ها وجود دارد. بعدها، Hargreavs، Hills و Chalmers تئوری «شبکه انتقالی» را پیشنهاد کردند که در آن مرز، منطقه انتقالی باریکی در نظر گرفته شده بود و عرض آن منطقه به اندازه چند اتم بود و از روی آن محل‌های اتمی از یک کریستال به کریستال دیگر جابجا می‌شوند.



این دو نظریه در مورد مرز کریستالی و مباحثی که در موردشان صورت گرفت توسط King و Chalmers بررسی شد.

اگر مرز، منطقه انتقالی باریکی باشد بعضی از خواص آن به اختلاف جهت بین کریستال‌های هم‌جوار بستگی خواهد داشت. دلایل واضح برای این اثرات در حال حاضر به دست آمده است. Metcalfe ، Forsyth ، King و Chalmers با آلیاژهای Cu – Be و Al – Mg نشان دادند که با تغییر در جهت‌های نسبی مرز، مقدار رسوب در مرزدانه‌ها هم ناگهان تغییر می‌کند. به طور مشابه Lacombe و Yannaquis مشاهده کردند که در مورد آلومینیم با خلوص بالا میزان حمله اسید هیدروکلریک به مرزدانه‌ها به جهت دانه‌های همسایه نسبت به هم و جهت خود مرز بستگی دارد. مرزها طوری می‌باشند که دانه‌ها تقریباً هم‌جهت بوده و یا نسبت به هم در ارتباط دوطرفه می‌باشند تا در برابر حمله به خوبی مقاومت کنند. جذابیت نظریه شبکه انتقالی به پی بردن به این مسئله تحریک می‌کند که شکل مرز چگونه باید باشد تا کریستال‌ها را با کمترین میزان نامرتبی به هم متصل کند و در حال حاضر مشخص شده که برای اختلاف‌های کوچک در جهت، مرز شامل ردیفی از نابجایی‌ها خواهد بود.



شکل ۴۴-۱ - مرز متقارنی که توسط

مدل‌های مرزدانه برحسب نابجایی‌ها ابتدا توسط Burgers و Bragg پیشنهاد شد و سپس توسط Read ، Shockley و Vander Merve گسترش یافت. شکل ۴۴-۱ ساده‌ترین نوع مرز مورب را نشان می‌دهد که در آن دو کریستال با شبکه مکعبی ساده به طور جزئی نسبت به هم قرار گرفته‌اند و در امتداد سطح  $x = 0$  به هم متصل شده‌اند. کریستال‌ها به مقدار مساوی ولی عکس هم نسبت به محور Z دوران

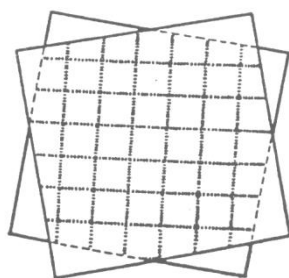
$$\theta = 2 \tan^{-1} \left( \frac{b}{2h} \right)$$

کرده و به اندازه زاویه نسبت به هم اختلاف جهت دارند. مرز شامل صفحه‌ای از نابجایی‌های لبه‌ای موازی هم علامت بوده که خط آنها با محور Z موازی می‌باشد و با فاصله  $h$  در طول محور



Y قرار دارند. با پیش‌بینی اینکه  $\theta$  از ۵ درجه کوچک‌تر است و فاصله نابجایی‌ها نسبت به ثابت شبکه زیاد می‌باشد و نابجایی‌های منفرد می‌توانند به طور وضوح شناسایی و تشریح شوند. از طرف دیگر، هنگامی که  $\theta$  از ۱۵ درجه تجاوز کند، نابجایی‌های اطراف با فاصله چند اتم نسبت به هم فاصله می‌گیرند. در این مرزهای با زاویه بزرگ نابجایی‌ها آنچنان نسبت به هم نزدیک قرار گرفته‌اند که به سختی می‌توان آنها را به طور منفرد تشخیص داد. تشریح آنها به معنای نابجایی ظاهری می‌باشد و سؤال در مورد مقدار آنها منطقی می‌باشد. علی‌رغم این مسئله، همان‌طور که نتایج نشان می‌دهد، انرژی مرز با زاویه بزرگ با انرژی محاسبه شده از مدل نابجایی مطابقت دارد.

مرز شکل ۴۴-۱ از نوع بسیار ساده است. یک مرزدانه عمومی دارای پنج درجه آزادی است. سه درجه آزادی به این مسئله مربوط می‌باشد که کریستال‌های همسایه می‌توانند نسبت به هم حول محور عمودی دوران کنند. دو درجه دیگر به جهت سطح مرزی نسبت به کریستال بستگی خواهد داشت. در مرز شکل ۴۴-۱، تنها درجه آزادی استفاده شده عبارت است از دوران متقارن کریستال‌ها حول محور Z. دورانی مشابه و غیروابسته حول محور Y می‌تواند با وارد کردن نابجایی‌های لبه‌ای دیگر به وجود آید به طوری که خط آنها با محور Y در مرز موازی باشد. به این ترتیب دوران حول هر محوری در سطح YZ می‌تواند صورت گیرد.

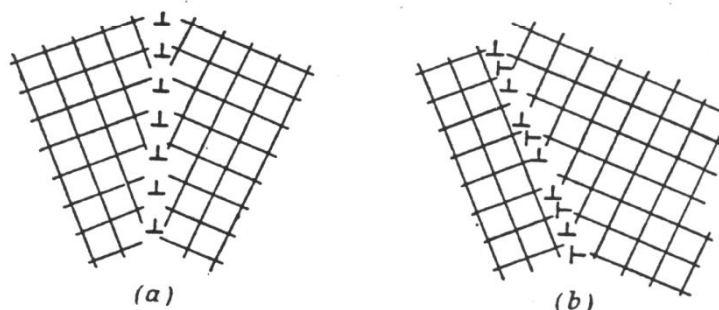


شکل ۴۵-۱ - مرزی که از تقاطع صفحات نابجایی پیچی تشکیل شده است

برای ایجاد دوران حول محور X لازم است که یک شبکه متقاطع از نابجایی‌های پیچی، مانند شکل ۴۵-۱ مطرح شود. این شکل یک مرز چرخشی را نشان می‌دهد، مرزی مسطح بین دو نیمه یک کریستال، که حول محوری عمود بر مرز نسبت به هم دروان کرده‌اند که از این تقاطع دو نابجایی پیچی در امتداد محورهای عمود بر هم تشکیل شده است و فاصله بین نابجایی‌ها در هر دو مورد برابر می‌باشد. یک مجموعه از نابجایی‌های پیچی موازی منفرد ناپایدار خواهند بود چون ایجاد کرنش برشی در کریستال‌ها می‌کنند که در دامنه وسیعی از مرز گسترش خواهد یافت، با اعمال نابجایی‌های ثانوی برش‌ها از بین خواهند رفت و به این ترتیب مرزی پایدار بین کریستال‌هایی که به طور معکوس دوران کرده‌اند به وجود خواهد آمد. پیشنهاد شده که مرز چرخشی می‌تواند در سطوح لغزش توسط «لغزش دورانی» به وجود آید. این مسئله توسط Frank و Willman مطالعه شده و آزمایشاتی در مورد لغزش دورانی توسط Heidenreich ، Shockley ، Evans ، Layton ، Willman و Jillson صورت گرفته است.



در حالتی که یک مرز به طور نامتقارن نسبت به محورهای اتصال کریستال‌ها قرار گرفته باشد، نابجایی‌های دیگر می‌باید مطرح شوند. شکل ۱-۴۶ نشان‌دهنده تغییری است که می‌باید در مرز شکل ۱-۴۴ هنگامی که نسبت به محورهای کریستال، حول محور Z دوران کرده است رخ دهد.



شکل ۱-۴۶- مرز متقارن (---) و برز (---) بین کریستال‌ها

دلیل این مسئله این است که هنگامی که مرز به صورت نامتقارن قرار دارد، فاصله کریستالی دو دانه که در جهت مرز اندازه گرفته شده است متفاوت می‌باشد. نابجایی‌های اضافی که بردار برگرز آنها نسبت به بردار برگرز نابجایی‌های اولیه مایل می‌باشد می‌بایست در این فضا که به اندازه کافی نمی‌باشد جا گیرند. در مطالعه اخیری که بر روی مرزهای کریستالی در دسته‌ای از حباب‌ها صورت گرفت، Nye و Lomen این مسئله را تصدیق کردند. آنها نشان دادند هنگامی که کلیه نابجایی‌ها در یک مرز دارای بردار برگرز موازی باشند آنها ردیفی عمود بر این بردار را تشکیل خواهند داد و همچنین اگر مرزی شامل نابجایی‌هایی باشد که بر روی سطوح غیر موازی لغزشی قرار دارند، همیشه دارای جهت مناسب برای هر نوع آرایش فیزیکی نابجایی‌ها می‌باشد.

هنگامی که زاویه بین کریستال‌های هم‌جوار بسیار کوچک است ( $> 10^{-3}$  رادیان)، فاصله  $h = \frac{b}{\theta}$  بین خطوط نابجایی در یک مرز ساده به اندازه کافی زیاد می‌باشد که با میکروسکوپ قابل تحلیل است به طوری که ساختمان نابجایی در این مرز می‌تواند مشخص شود.

Shockley و Read نشان کردند که ساختمان توسط Lacombe در مطالعه رگه‌رگه شدن آلومینیم بررسی گردید. Lacombe دریافت که خطوط نازک یا رگه‌هایی در کریستال وجود دارند که پس از اچ کردن به صورت ردیفی از حفره‌های جدا از رگه‌ها اختلاف جهت‌های کوچکی وجود دارد. Shockley و Read معتقد بودند که حفره‌های اچ در نقطه انتهایی خط نابجایی تشکیل می‌شوند و زمانی که مسئله رشد حفره اچ مشابه رشد کریستال باشد این نظریه با تئوری رشد کریستال‌ها مطابقت خواهد داشت. جالب توجه می‌باشد هنگامی که فاصله حفره‌های اچ حدود  $3 \times 10^{-4}$  cm یا کمتر باشد، مقدار اختلاف جهت رگه‌ها حدود

$10^{-3}$  یا کمتر خواهد بود. این مقادیر با رابطه نابجایی  $h = \frac{b}{\theta}$  مطابقت دارد البته به شرطی که مقدار منطقی برای b در نظر گرفته شود.



## ۲-۳-۱- پایداری و انرژی مرز کریستالی

دلیل پایدار بودن مرز شکل ۴۴-۱ قبلاً ذکر شده است. هنگامی که در امتداد جهت لغزش، فاصله بین دو نابجایی لبه‌ای موازی هم علامت از فاصله بین سطوح لغزش‌شان کوچک‌تر باشد، دو نابجایی همدیگر را در امتداد جهت لغزش جذب خواهند کرد. این جاذبه نابجایی‌ها را به سمت در یک امتداد بودن سوق می‌دهد به طوری که یکی به صورت عمودی بر روی دیگری قرار خواهد گرفت.

صورت دیگری که می‌توان به مسئله نگاه کرد این است که مرز را به عنوان سطحی در نظر بگیریم که بر روی آن کریستال‌ها به هم نیرو اعمال می‌کنند. این نیرو از شکل مرحله‌ای سطح کریستال‌ها که در مرز با هم تلاقی دارند ناشی می‌شود. این مرحله‌ها در فاصله  $h$  در امتداد محور  $y$  می‌باشند و در نقاطی به وجود می‌آیند که سطح تقریباً عمودی شبکه کریستال‌ها بر روی سطح تمام می‌شود. نیرو به صورت عمودی بر سطح اثر می‌کند و علامت آن در پریودهای  $h$  در امتداد محور  $y$  تغییر خواهد کرد. در حال حاضر در تئوری الاستیسیته مشخص است که نیروهای منظم متناوب از این نوع که در مورد آنها مجموع نیرو و ممان صفر است، باعث تولید میدان‌های تنش می‌شوند که در ارتفاعی از سطح که تقریباً برابر پریود متناوب می‌باشد باعث خنثی کردن همدیگر می‌شوند. تنش‌های ناشی از نابجایی‌ها در مرز به طور کامل در فاصله  $h$  از مرز از بین می‌روند. انرژی کرنشی یک نابجایی در مرز با  $\log h$  متناسب می‌باشد و این عبارت به جای عبارت بزرگ‌تر  $\log r_1$  که مربوط به انرژی کرنش یک نابجایی منفرد در یک کریستال به اندازه  $R$  می‌باشد، قرار می‌گیرد. نابجایی‌ها در فاصله‌های  $h$  از مرز به وجود می‌آیند به طوری که انرژی الاستیک در واحد سطح مرز

با  $\left(\frac{1}{h}\right) \log h$  متناسب می‌باشد، رجوع شود به  $-\theta \log \theta$ . با داخل کردن عبارتی متناسب با  $\theta$  برای انرژی‌های مراکز نابجایی‌ها، می‌بینیم که انرژی مرز با  $\theta(A - \log \theta)$  متناسب خواهد بود که در آن  $A$  به انرژی مرکز نابجایی بستگی دارد.

حال باید عبارات را برای میدان تنش و انرژی کرنشی دیواره نامحدود عمودی نابجایی‌های لبه‌ای که تشکیل مرزی مانند شکل ۴۴-۱ را می‌دهند، نتیجه گرفت. در نظر بگیرید که مبدأ مختصات سیستم بر روی یکی از نابجایی‌ها قرار گیرد. تنش برشی  $\sigma_{xy}$  در نقطه  $X, Y$  که از دیواره ناشی می‌شود برابر است با مجموع تنش‌های برشی تولید شده در این منطقه توسط نابجایی‌ها، لذا خواهیم داشت:

(۱-۱۸۵)

$$\sigma_{xy} = \frac{\mu_b}{\alpha\pi(1-\nu)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{x(x^2 - y_n^2)}{(x^2 + y_n^2)^2}$$

که در آن  $y_n = y + nh$  و  $h$  عبارت از فاصله نابجایی‌ها می‌باشد. این مجموع توسط روشی که در ضمیمه این فصل آمده است قابل حل می‌باشد، که در ابتدا خواهد داد:



(۱-۱۸۶)

$$\sigma_{xy} = \frac{\mu_b}{\alpha\pi(1-\nu)} \frac{\pi^2 x}{h^2} \frac{\left(\cosh \frac{2\pi x}{h}\right) \left(\cos \frac{2\pi y}{h}\right) - 1}{2 \left(\sinh^2 \frac{\pi x}{h} + \sin^2 \frac{\pi y}{h}\right)^2}$$

عبارتی که اولین بار توسط برگرز نتیجه گرفته شد. جالب است که این عبارت می تواند اشکال حدی متفاوتی داشته باشد. در فاصله های زیاد که  $x \gg h$ ، تنش عبارت خواهد شد:

(۱-۱۸۷)

$$\sigma_{xy} \approx \frac{\mu_b}{\alpha\pi(1-\nu)} \frac{\pi^2 x}{h^2} \exp\left(-\frac{2\pi x}{h}\right) \cos \frac{2\pi y}{h}$$

و بدین ترتیب اکسپونانسیل به وجود می آید. در نزدیکی یکی از نابجایی ها، جایی که  $x \ll h$  و  $y \ll h$ ، به این ترتیب خواهد بود:

(۱-۱۸۸)

$$\sigma_{xy} \approx \frac{\mu_b}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}$$

که این برابر با حالتی است که نابجایی حضور داشته باشد. در انتها، برای تنش برروی سطح لغزش شامل یکی از نابجایی ها در نظر می گیریم  $y=0$  و خواهیم داشت:

(۱-۱۸۹)

$$\sigma_{xy} \approx \frac{\mu_b}{2\pi(1-\nu)} \frac{\pi^2 x}{h^2} \frac{1}{\sinh^2 \frac{\pi x}{h}}$$

توسط عبارت آخر می توانیم انرژی کرنشی را برای هر نابجایی به دست آوریم. نابجایی را در مبدأ، جایی که  $y=0$  است در نظر می گیریم و با انتگرال گیری تنش برشی، در طول سطح لغزش آن از  $x=r_0$  تا  $x=\infty$  کار انجام شده در شکل گرفتن نابجایی به دست خواهد آمد، که در آن  $r_0$  عبارت است از شعاع دایره کوچکی حول نابجایی. انرژی کرنشی برای هر نابجایی عبارت است از:

(۱-۱۹۰)

$$\frac{1}{2} b \int \sigma_{xy} dx = \frac{\mu_b^2}{4\pi(1-\nu)} \left[ \log\left(\frac{\pi r_0}{h}\right) + \log 2 - 1 \right]$$

با وارد کردن  $\theta = \frac{b}{h}$ ، انرژی واحد سطح در مرز برابر خواهد بود با:

(۱-۱۹۱)

$$\gamma = \frac{\mu_b}{4\pi(1-\nu)} \theta (A - \log \theta)$$

که در آن:



(۱-۱۹۲)

$$A = 1 + \log \left( \frac{b}{2\pi r_0} \right)$$

این حالت خاصی از فرمول کلی می‌باشد که توسط Shockley و Read برای مرز نامتقارن شکل b-۴۶-۱ به دست آمده است. برای مرزهای با زاویه کوچک عبارت  $-\log \theta$  که نشان‌دهنده انرژی خارج از مرزهای نابجایی می‌باشد در مقایسه با A دقیق خواهد بود.

انرژی مرزدانه‌ها از مرکز نابجایی‌ها با  $\theta$  متناسب می‌باشد و بدون تغییر دادن معادله و انتخاب مقادیر مناسب برای A و  $r_0$ ، می‌تواند در آن مستتر باشد. تخمینی از A می‌تواند توسط آنالیز مرز با استفاده از روش Peierls و Nabarro صورت گیرد، تا جایی که بتواند در مرکز نابجایی به کار برده شود. با استفاده از این روش Vander Merwe نشان داده که چنانچه برای ثابت‌های الاستیک مقادیر واقعی در نظر گرفته شود،  $A \approx 0.5$ . برخی صورت‌های مشخص از مرزدانه‌ها برای زوایای بزرگ توسط Shockley و Read بحث شده است. آنها نشان دادند که انرژی مرزی توسط  $\theta$  تغییر نخواهد کرد اما مینیمم‌های تیزی به شکل گوشه‌ای به وجود می‌آورد. مسلماً گوشه‌های عمیق مربوط به جهت‌هایی می‌شوند که در آنها کریستال‌ها در رابطه متقابل نسبت به همدیگر قرار دارند. گوشه‌های کوچک‌تر هم ممکن است به وجود آیند حتی هنگامی که  $\theta$  کوچک است، چون فقط برای بعضی مقادیر  $\theta$  امکان دارد که بتوانیم نابجایی‌ها را به اندازه فاصله کریستالی صحیح از مرز جابجا کنیم. به عنوان مثال، هنگامی که  $\theta = 9/4^\circ$ ، مرز شکل ۴۶-۱ با مطرح کردن یک نابجایی در هر شش سطح لغزش به وجود آمده است. اگر  $\theta$  کمی از این مقدار افزایش یابد، تراکم خیلی بیشتری از نابجایی مورد نیاز خواهد بود، به طوری که یک نابجایی به جای شش لایه به اندازه پنج لایه جابجا خواهد شد. این نامنظمی فواصل باعث افزایش عبارت دیگری به انرژی مرز خواهد شد و انرژی به شدت در دو طرف زاویه بحرانی افزایش خواهد یافت. به این ترتیب منحنی انرژی برای کلیه مقادیر  $\theta$  که مقادیری گویا می‌باشند برای نسبت نابجایی‌ها به سطوح لغزش از میان مرز دارای گوشه‌های کوچک خواهد بود. نمی‌توان با اطمینان نظر داد که این گوشه‌های تیز به طور تجربی قابل مشاهده می‌باشند زیرا در اثر مواردی چون تغییر جهت مرز نسبت به کریستال‌ها یا دوران کریستال‌ها نسبت به محورهای دیگر ممکن است از نظر محو شوند و به انرژی مربوط می‌شود.

اندازه‌گیری انرژی نسبی مرز در جامدات توسط روش Chalmers ، King ، Shuttlesworth ، Smith ، Watkins و Bailey صورت گرفت. اگر در این روش انرژی آزاد بر واحد سطح سه مرز توسط  $\gamma_1$ ،  $\gamma_2$  و  $\gamma_3$  و زوایای بین آنها توسط  $\alpha_{12}$ ،  $\alpha_{23}$  و  $\alpha_{31}$  نامیده شود در آن صورت هنگامی مرزها در طول خط تماس در تعادل خواهند بود که:

(۱-۱۹۳)

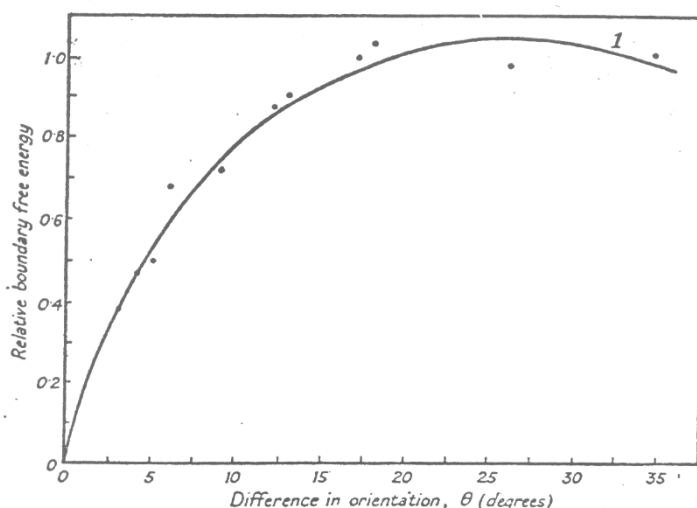
$$\frac{\gamma_1}{\sin \alpha_{23}} = \frac{\gamma_2}{\sin \alpha_{31}} = \frac{\gamma_3}{\sin \alpha_{12}}$$



شکل کلی این فرمول با در نظر گرفتن جهت مرز نسبت به شبکه کریستالی توسط Herring داده شد. با اندازه‌گیری زوایا، انرژی‌های آزاد نسبی به دست می‌آیند. این روش برای مطالعه تغییرات انرژی آزاد دانه‌های مرزی نسبت به زاویه بین دانه‌ای توسط Aust، Lionetti، Dunn و Chalmers استفاده شد. شکل ۱-۴۷ نشان‌دهنده نتایج Aust و Chalmers می‌باشد که منحنی  $\theta(A - \log \theta)$  را برای مقدار  $A = 0.2$  رسم کرده‌اند. عجیب است که منحنی تئوری با نتایج تجربی برای زوایای بزرگ مطابقت دارد، در صورتی که معادله برای زوایای کوچک هم قابل شک و تردید می‌باشد.

Smith توسط آنالیز آماری زوایای دانه مرزی در فلزات نشان داد که مقادیر مشاهده شده معمولاً با یک انرژی منفرد برای مرزها مطابقت دارد. Shockley و Read خاطر نشان کردند که این نتایج با پیشگویی‌هایی که از تئوری نابجایی‌ها حاصل می‌شد متناقض نیستند چون معادله ۱-۱۹۳ انرژی را فقط برحسب یک زاویه می‌دهد و اگر هر کدام از سه زاویه‌ای که مشخص‌کننده انحراف نسبی دانه‌ها هستند بزرگ باشد، یکی انرژی مرزدانه‌ای در نزدیکی ماکزیمم به دست خواهد آمد. با فرض اینکه انرژی برای مرزدانه عمومی عبارتست از مجموع سه تابع از نوع معادله ۱-۱۹۳. آنها برآورد کردند که فقط حدود ۳٪ از مرزها دارای انرژی کمتر از نصف مقدار متوسط خواهند بود.

در مطالعه اخیر مرزها در دسته‌ای از حباب‌ها، Lomer و Nye نشان دادند که با افزایش زاویه مرز از ۲ به ۲۰ درجه، نابجایی‌ها در مرزها به طور قابل ملاحظه‌ای هم در ساختمان و هم در تعداد تغییر کردند. در ابتدا نابجایی‌ها عریض بودند، اما با افزایش  $\theta$  به مقداری که فاصله آنها در طول دیواره برابر ضخامت اولیه گردد، نابجایی‌ها باریک خواهند شد. این انقباض سرانجام به این صورت باعث اصلاح شد که این عیوب حاکی محل‌های خالی می‌باشند، سپس مرز توسط تصویر جزیره‌ای Mott بهتر تشریح شد.



بیر آزمایش

شکل ۱-۴۷ - تغییرات انرژی

شده توسط Aust و Chalmers بر روی سرب





Nabarro شکستگی را به این صورت توضیح داد: یک نابجایی معمولی مجموعه‌ای از تعدادی نابجایی با استحکام خیلی کم می‌باشد. ضخامت این مجموعه به دلیل دافعه متقابل میل به افزایش و به دلیل انرژی بیش از اندازه نوار سطح لغزش حاوی آن کاهش خواهد یافت. از این نقطه نظر، یک دیواره عمودی از نابجایی لبه‌ای مجموعه‌ای موازی و نزدیک به هم از دیواره‌های نابجایی بی‌اندازه کوچک می‌باشد و هنگامی که فاصله عمودی آنها از ضخامت بسته‌ها کوچک‌تر باشد، دافعه مشخص‌کننده این عرض از دافعه بین دیواره‌ای عمودی با اهمیت‌تر می‌باشد. از آنجایی که نیروی دافعه کم می‌باشد، بسته‌ها منقبض می‌شوند.

## فصل دوم

### مکانیزم‌های مقاوم شدن

کلمه مقاوم شدن دارای معنی روشنی نبوده و حتی به طور مصطلح مفهوم دقیق آن گنگ می‌باشد. مقاومت در برابر چه چیزی؟

یکی از مشکلات و مسائل کنونی در ارائه و انتقال مطالب مربوط به مواد به طور عام همین نداشتن یک فرهنگ‌نامه گویا و منطبق با پدیده‌های علمی می‌باشد. به طور مثال کلمه «استحکام» که جهت توصیف یک خاصیت مکانیکی ماده به طور معمول از آن استفاده می‌شود، دقیقاً روشن نمی‌سازد که آیا منظور سختی، صلبیت مقاومت کشش و یا مقاومت به ضربه و شکست می‌باشد. لذا داشتن یک فرهنگ‌نامه با مشخصات فوق‌الذکر که بتواند نیازهای در حال گسترش مواد را جواب‌گو باشد از اهم وظایف جامعه علمی و صنعتی این کشور می‌باشد.

در این درس منظور از مقاوم شدن به طور عام، مقاومت در برابر کشش (یک‌بعدی)، تنش تسلیم و حد نهایی مقاومت است که با توجه به مفاهیم جدید در طراحی در مواد، کمیت دوم (تنش تسلیم) بیشتر مد نظر خواهد بود.

به طور کلی برای یک طراح مواد دقیقاً لازم است، بداند هدف از طراحی، ایجاد کدام خاصیت در جسم (خاصیت مکانیکی) و به چه منظور می‌باشد. مقاومت مکانیکی ممکن است طیف گسترده‌ای از مقاومت به تسلیم، سایش، شکست، خزش، خستگی، خمش، پیچش و ... را دربرگیرد که برخی از آنها به طور مستقیم یا غیر مستقیم با هم در ارتباطند.

به طور کلی پدیده مقاوم شدن یک فلز را می‌توان به چهار طریق کلی در نظر گرفت:

۱- مقاوم شدن با توجه به فعل و انفعالات مربوط به انواع نقص‌های شبکه‌ای در فلز

۲- مقاوم شدن در اثر حضور عنصر خارجی

۳- تغییر ساختمان ناشی از دگرگونی فاز

۴- ایجاد ساختار کامپوزیتی

به طور کلی همان‌طور که در درس متالورژی مکانیکی دیدید سخت شدن یا مقاوم شدن را می‌توان به قفل شدن حرکت نابجایی در اثر برخورد به موانع توصیف نمود. نسبت به اینکه این عوامل چه باشند می‌توان تقسیم‌بندی بالا را ارائه نمود.

در مورد اول مانع ممکن است: نابجایی دیگر، مرزدانه‌ها و یا دانه‌های فرعی (زیردانه)، جاهای خالی، نقص در چیده شدن اتمی و ... باشد. در مورد مقاوم شدن در اثر حضور عنصر خارجی عواملی از قبیل محلول جامد، رسوب، ذرات فاز دوم، کاشت یون خارجی، نقش عمده در ممانعت از حرکت نابجایی‌ها را دارند.

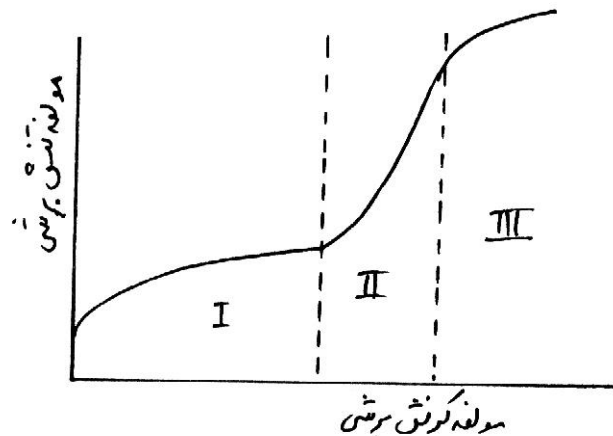
دگرگونی فازی نیز می‌تواند عامل مهمی در افزایش سختی و استحکام باشد. به طور مثال تحولات: مارتنزیتی، بینایتی، منظم به غیر منظم و ....

در بخش اول این بحث توجه خود را به مقاوم شدن کریستال فلز خالص معطوف داشته و عواملی که باعث کارسختی کریستال فلز می‌شوند مورد بحث قرار خواهیم داد.

## ۲-۱-۱- کارسختی در کریستال فلزات

### ۲-۱-۱-۱- کریستال فلزات FCC

مطالعات انجام شده در دو دهه اخیر نشان داده است که شکل منحنی مؤلفه تنش برشی - کرنش برشی کریستال فلزات FCC پیچیده‌تر از منحنی‌های سهمی شکل می‌باشد که در گذشته ارائه شده بودند. با استفاده از فلزات خالص‌تر و تکنیک‌های پیشرفته‌تر منحنی‌های تنش برشی - کرنش برشی به دست آمده عموماً شامل سه منطقه متمایز ۱، ۲ و ۳ می‌باشند (شکل ۲-۱).



شکل ۲-۱

باید خاطر نشان نمود که این سه منطقه همواره به طور متمایز و مشخص در منحنی دیده نمی‌شوند و با تغییر شرایط آزمایش ممکن است یک یا چند منطقه به طور کلی حذف گردد. به طور مثال با افزایش درجه حرارت مرحله سوم افزایش یافته و مکانیزم غالب را در رفتار فلز تشکیل می‌دهد. لذا ممکن نیست که رفتار تنش - کرنش یک تک کریستال را به وسیله منحنی به خصوص و یا با در نظر گرفتن یک عامل کارسختی روشن نمود و لازم است که پارامترهای مؤثر در رفتار کارسختی را مورد بررسی قرار داد. مهم‌ترین اینها عبارتند از:

۱- ماهیت فلز

۲- درجه خلوص

۳- جهات کریستالی

۴- درجه حرارت تغییر فرم

۵- اندازه و شکل کریستال

۶- شرایط سطحی

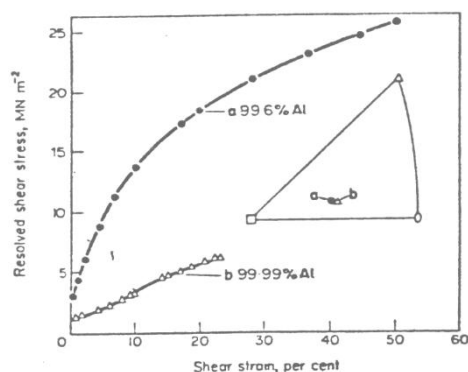
لازم است که مراحل مختلف منحنی تنش - کرنش مورد بررسی قرار گرفته و اثر متغیرهای مختلف بر دامنه هر مرحله و سرعت کارسختی را مطالعه نمود. بدین جهت در قسمت‌های بعدی تغییرات ساختمانی شامل خطوط لغزش (باند های لغزش) و آرایش نابجایی‌ها در کریستال مورد بررسی قرار خواهند گرفت.

## ۲-۱-۱-۲- مرحله I کارسختی

این مرحله کارسختی، خطی بوده و امکان دارد غالب و یا تا حدود ۴۰٪ کرنش برشی را شامل شود. اولین بار این مرحله به وسیله آندرید و هندرسون به عنوان یک پدیده عمومی در کریستال‌های طلا و نقره دیده شد و آنها آن را مرحله لغزش آسان ( Easy Glide ) نامیدند. طی مطالعاتی که پیش از آنها صورت گرفته بود، توجهی به سرعت آهسته کارسختی در مرحله اول تغییر فرم پلاستیک فلزات خالص و محلول‌های جامد نشده بود.

## الف- نوع فلز و درجه خلوص

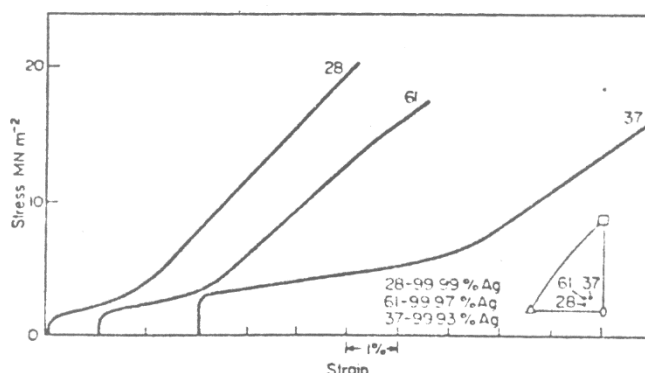
مطالعات بسیاری در زمینه مرحله اول کارسختی در کریستال فلزات آلومینیوم، مس، طلا، نقره و نیکل انجام گرفته است و مشاهده شده که حتی تحت شرایط کاملاً یکسان آزمایش، دامنه مرحله اول کارسختی در این فلزات یکسان نمی‌باشد. برای مثال دامنه مرحله اول کارسختی تک کریستال در آلومینیوم در درجه حرارت اتاق به حدود ۴ تا ۵ درصد کرنش برشی گسترش یافته در صورتی که در تک کریستال مس حد کرنش در این مرحله حتی به ۲۰ درصد نیز می‌رسد. اختلاف مشاهده شده قابل ارتباط به مقدار ناخالصی نمی‌باشد. ناخالصی‌ها می‌توانند اثر قابل ملاحظه‌ای بر مرحله I داشته باشند اما چگونگی پخش ناخالصی فوق‌العاده مهم می‌باشد. به طور کلی، ناخالصی‌هایی که تولید فاز دوم پراکنده ( Dispersion ) می‌نمایند، حتی در غلظت‌های کم، تمایل به کاهش و نهایتاً از بین رفتن مرحله I منحنی کارسختی دارند. کریستال‌های آلومینیوم دارای ناخالصی که در مطالعات اولیه به کار برده می‌شوند اصلاً مرحله I را از خود نشان نمی‌دهند، چون ناخالصی‌های موجود (عمدتاً آهن و  $\text{SiO}_2$ ) رسوب‌های کوچک و پراکنده‌ای از فازهای جدید را تشکیل می‌دهند. این رسوبات ناخالصی باعث تشدید لغزش در صفحات لغزش غیر از صفحات لغزش اولیه می‌شوند و این باعث از بین رفتن مرحله اول کارسختی می‌گردد. این اثر در شکل ۲-۲ نشان داده شده است.



شکل ۲-۲

در شکل ۲-۲ منحنی تنش - کرنش دو کریستال مختلف آلومینیوم با مقادیر مختلف ناخالصی ولی جهات کریستالی یکسان رسم شده است. در منحنی مربوط به کریستال خالص‌تر مقداری کارسختی در مرحله I

قابل رؤیت می‌باشد. اما در فلز با ناخالصی بیشتر این مرحله کاملاً غایب می‌باشد. در این حالت منحنی تنش - کرنش سهمی شکل بوده و رفتار کاملاً متفاوت با کریستال خالص از خود نشان می‌دهد. از طرف دیگر ناخالصی‌هایی که داخل محلول جامد می‌شوند تمایل به افزایش دامنه مرحله I دارند که در شکل ۲-۳ برای سه نوع کریستال نقره با درجات خلوص متفاوت، مشخص شده است.

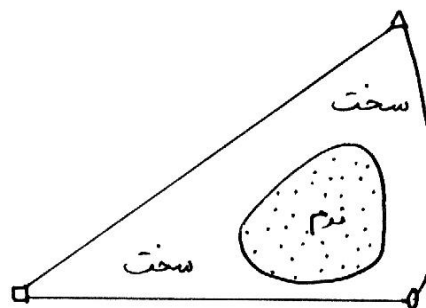


شکل ۲-۳

از آنجایی که ناخالصی عمده در اینجا مس می‌باشد، در حقیقت این کریستال‌ها محلول‌های جامد رقیق می‌باشند. این اثر افزایش دامنه مرحله I کارسختی در تک کریستال محلول‌های جامد غلیظ‌تر شدید بوده و حتی ممکن است این مرحله به صورت غالب در منحنی تنش - کرنش خودنمایی کند. این مورد در بخش «اثر محلول جامد بر مقاوم شدن» بحث خواهد گردید.

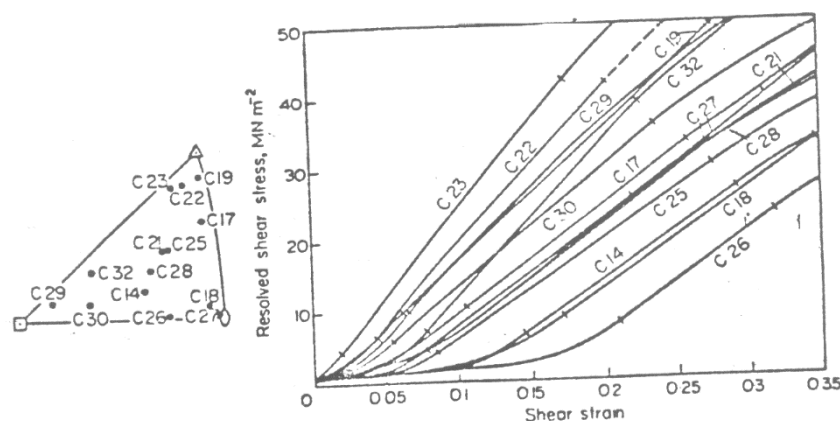
#### ب- اثر جهات کریستالی

دامنه مرحله I کارسختی و سرعت کارسختی در کریستال‌هایی با جهات کریستالی مختلف متغیر می‌باشند. شرایط حدی این رفتار را به وسیله کریستال‌های سخت و نرم نشان می‌دهند همان‌طوری که در شکل ۲-۴ نشان داده شده است. جهات نزدیک به محورهای کریستالوگرافی در کریستال FCC دارای جهت سخت و کریستال‌های دارای جهت نزدیک به وسط مثلث استرئوگراف دارای جهت نرم می‌باشند.



شکل ۲-۴

کریستال‌های نرم آنهایی هستند که تمایل کمتری به لغزش در سیستم‌های مزدوج از خود نشان می‌دهند. چه مؤلفه تنش برشی در این سیستم‌ها در مناطق نزدیک به جهات نرم خیلی کم می‌باشد. شکل ۵-۲ منحنی تنش - کرنش مربوط به کریستال مس با جهات مختلف کریستالی را نشان می‌دهد. در منحنی مربوط به سخت‌ترین جهات‌ها، مرحله I کارسختی غایب بوده و شروع منحنی با مرحله دوم همراه می‌باشد.



شکل ۵-۲

از طرف دیگر

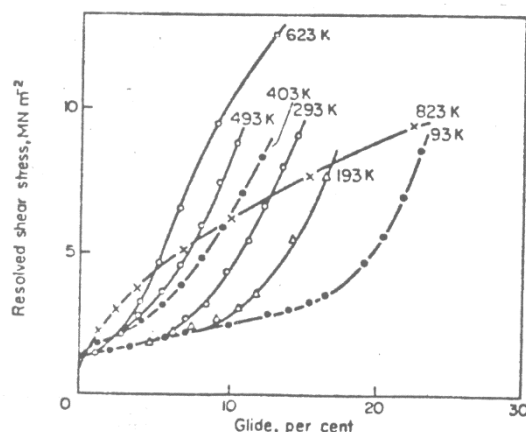
می‌دهند. این رفتار در آلومینیم و نقره به وضوح نشان داده شده است.

### ج- درجه حرارت

به طور کلی با کاهش درجه حرارت دامنه مرحله I کارسختی افزایش می‌یابد این تغییرات به همراه افزایش در مؤلفه بحرانی تنش برشی جهت لغزش می‌باشد و لذا به همان صورتی عمل می‌نماید که افزایش ناخالصی در محلول جامد عمل می‌کند. وقتی مؤلفه تنش برشی بحرانی  $\tau_0$  و در نتیجه لغزش اولیه افزایش می‌یابد،

$$\frac{d\tau}{d\varepsilon}$$

در سیستم‌های ثانویه مختلف دیگر نیز افزایش می‌یابد. بنابراین با فرض اینکه  $\frac{d\tau}{d\varepsilon}$  ثابت باشد قبل از آنکه مقدار مؤلفه تنش به میزان بحرانی خود برسد کرنش‌های زیادی به نمونه وارد می‌شود و لذا دامنه مرحله اول کارسختی افزایش می‌یابد. در شکل ۶-۲ منحنی تنش - کرنش برای کریستال‌های مختلف مس با جهات کریستالی یکسان در حرارت‌های مختلف آورده شده است.

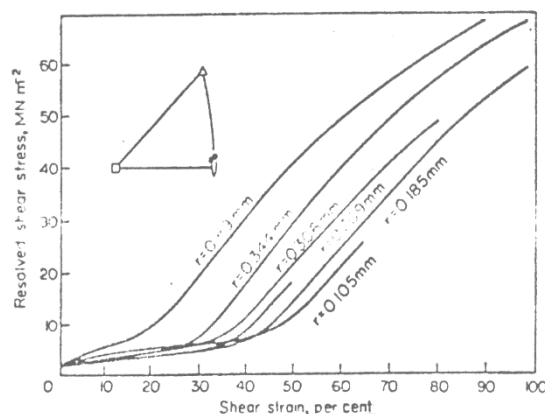


## شکل ۲-۶

در ۶۲۳ کلوین فقط مقدار کمی از مرحله I مشخص می‌باشد، اما این مرحله با کاهش درجه حرارت تا ۹۳ کلوین مشخص‌تر و متمایز می‌گردد. در این آزمایشات تغییرات  $\frac{d\tau}{d\varepsilon} = \theta_1$  بسیار ناچیز می‌باشد. مخصوصاً در حرارت‌های پایین این مسئله در مورد مس و آلومینیم ثابت شده است. اما آزمایشات اخیر نشان داده‌اند که  $\theta_1$  تصحیح شده (تصحیح به واسطه تغییرات مدول برشی با درجه حرارت) با افزایش درجه حرارت افزایش می‌یابد. این اثر در کریستال‌هایی که جهات آنها نزدیک به جهات متقارن باشد (کریستال‌هایی که منطقه لغزش آسان کوچکی دارند) بیشتر می‌باشد. این افزایش در سرعت کارسختی را می‌توان به کاهش مؤلفه بحرانی تنش برشی جهت لغزش در سیستم‌های ثانویه به واسطه افزایش درجه حرارت نسبت داد، که موجب می‌شود لغزش در سیستم مذکور به آسانی صورت گیرد.

## د- اندازه و شکل کریستال

آزمایش‌های متعدد نشان داده‌اند که کریستال‌های یک فلز با درجه خلوص و جهات کریستال یکسان با اندازه‌ها و اشکال مختلف از خود رفتار متفاوتی نشان می‌دهند. اثر اندازه کریستال به طور کامل توسط سوزوکی و همکارانش بر روی کریستال‌های مس با خلوص ۹۹/۹۸ درصد نشان داده شده است. در این آزمایش‌ها جهات کریستالی یکسان و شعاع‌های مختلف از ۰/۱ تا ۰/۸۹ میلی‌متر انتخاب شده‌اند. نتایج آزمایش مذکور در شکل ۲-۷ آمده است.



## شکل ۲-۷

همان‌طور که دیده می‌شود کرنش مرحله لغزش آسان از ۱۶٪ برای نمونه به شعاع ۰/۸۹ میلی‌متر تا ۴۰٪ برای کریستال به شعاع ۰/۱۰۵ میلی‌متر تغییر می‌نماید. در حالت کلی مقدار  $\theta_1$  با تغییرات اندازه کریستال ثابت می‌ماند. گارستون نتایج مشابهی در کریستال‌های مس با همان جهت کریستالی و شعاع بین ۲/۴ تا ۴/۸ میلی‌متر تحصیل نمود. این نتایج بیان‌گر آن است که سرعت کم کارسختی در مرحله I ناشی از وجود



مسیرهای کوتاه نابجایی حین لغزش می‌باشد. بنابراین اکثر آنها می‌توانند به سطح کریستال رسیده و از بین بروند و احتمال اینکه آنها در داخل کریستال به مانع برخورد کرده و متوقف شوند کم می‌باشد. نظریه مذکور توسط افرادی که اثر شکل کریستال را بر رفتار آن تجربه نموده‌اند تأیید گردیده است. برای مثال در کریستال آلومینیم با مقطع مستطیل شکل، اولین سیستم لغزش فعال شونده، حتماً سیستم لغزش با بیشترین مؤلفه تنش برشی نمی‌باشد. اما آن سیستمی که دارای کوتاه‌ترین مسیر لغزش در داخل کریستال خواهد بود، زودتر فعال می‌گردد. اخیراً مک‌کینون نشان داده است که در دو کریستال آلومینیم با جهات کریستالی یکسان ولی مقاطع مختلف، آنکه دارای مسیر لغزش کوتاه‌تری در نتیجه لغزش اولیه می‌باشد، دارای منطقه لغزش آسان بلندتری می‌باشد.

### هـ- اثر شرایط سطحی

نتایج آندرید و هندرسون نشان داده است اگر سطح کریستال‌های نقره با اکسید نازکی پوشیده شود، مرحله لغزش آسان کمتری از خود نشان می‌دهند. حتی چنین نتایجی در کریستال‌های هگزاگونال روی و کادمیم نیز دیده شده است. با اندود کردن سطح مس به وسیله فلز دیگری، مرحله I نیز کاهش یافته و یا کاملاً از بین می‌رود.

رسی ( Rossi ) نشان داد که با پوشش الکترولیتی مس به وسیله نقره به ضخامت  $4 \times 10^{-4}$  سانتی‌متر، مرحله I در کریستال با جهت نرم کاملاً محدود می‌گردد. با آنیل نمودن این کریستال مخلوط ( Bimetal ) ( دامنه مرحله I ) ( یا مرحله لغزش آسان ) به مقدار بسیار زیادی از خود افزایش نشان داده است، علت چیست؟ علت آن تشکیل محلول جامد و در نتیجه افزایش دامنه مرحله لغزش آسان می‌باشد. اثر اندازه کریستال، شکل و نقش شرایط سطحی معین کننده طبیعت لغزش در مرحله I می‌باشد. این حقیقت که طول مسیر لغزش و یا شرایط سطحی اثر قابل توجهی بر دامنه این مرحله دارند نشان‌دهنده این است که نابجایی‌ها مسافت نسبی طولانی را در کریستال پیش از برخورد به موانع طی می‌کنند. وجود موانع خیلی زیاد (مثلاً لغزش در سیستم‌های دیگر) باعث افزایش سرعت کارسختی می‌گردد، مانند حالت کریستال با جهات کریستالی متقارن. از طرف دیگر تعداد کم موانع در یک کریستال باعث افزایش تأثیر شرایط سطحی می‌گردد، چه لایه سطحی علی‌الخصوص اکسیدها باعث به وجود آمدن مانع بر سر راه بیرون آمدن نابجایی‌ها از کریستال می‌گردند.

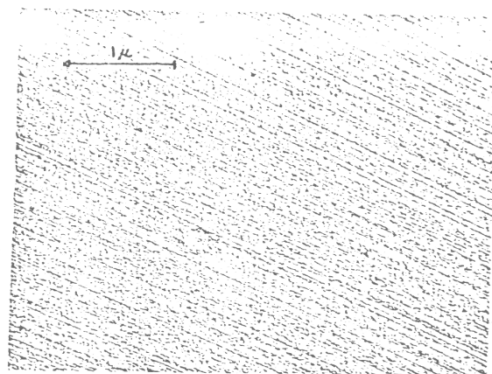
### ۳-۱-۱-۲- ساختمان میکروسکوپی حین مرحله I

سه راه عمده مطالعه تغییر فرم میکروسکوپی عبارتند از: ۱- مطالعات سطح نمونه شامل خطوط لغزش و باندهای لغزش به کمک میکروسکوپ نوری و الکترونی. نتایج این مطالعات اطلاعاتی راجع به نابجایی‌هایی که در اثر تغییر فرم از کریستال خارج شده‌اند را به دست می‌دهد. ۲- اجتماع نابجایی داخل کریستال که به هنگام تغییر فرم تشکیل شده‌اند را می‌توان مستقیماً به روش‌های اچ شیمیایی و یا رسوب بر روی نابجایی‌ها تشخیص داد. ۳- آرایش نابجایی‌ها را می‌توان مستقیماً به روش ورق نازک

( Thin Foil ) و با کمک میکروسکوپ الکترونی از نوع عبوری ( TEM ) مطالعه نمود. اما باید دقت شود که ضمن مراحل تهیه نمونه تغییری در ساختمان و آرایش نابجایی‌ها به وجود نیاید. معمولاً سعی می‌گردد که سطح نمونه به موازات صفحه لغزش اولیه تهیه شود. در یک کریستال مس معمولی دانسیته نابجایی‌ها در حدود  $10^{10} \text{ m}^{-2}$  می‌باشد که می‌توان آن را به روش آنیل چند مرحله‌ای به حدود  $10^8 \text{ m}^{-2}$  کاهش داد. تدریجاً که تنش به مقدار تنش تسلیم ماکروسکوپی برسد، حدود ۷۵٪ نابجایی‌های موجود در کریستال شروع به حرکت نموده و تولید نوعی جریان میکروسکوپی در کریستال می‌نمایند. یعنی مقداری کرنش پلاستیکی قبل از تسلیم ماکروسکوپی در جسم ایجاد می‌گردد، و زمانی که مرحله I کارسختی حاکم می‌گردد، دانسیته نابجایی‌ها کمتر از  $10^{10} \text{ m}^{-2}$  نخواهد بود.

حین مرحله I، خطوط لغزش نازک طولانی در سطح تولید شده و تمام کریستال را به طور یکنواخت خواهد پوشانید (شکل ۸-۲-A) اما در نزدیکی انتهای مرحله لغزش آسان علائم لغزش در سیستم‌های مزدوج با مشکلات بسیار و به سختی قابل تشخیص می‌باشد.

مک‌کینون نشان داد که لغزش ثانویه در داخل کریستال تغییر فرم یافته معمول‌تر می‌باشد و نتیجتاً راحت‌تر قابل تشخیص می‌باشد و این مطالعات نشان داد که حتی تا سه سیستم لغزش در داخل کریستال قابل تشخیص می‌باشد، در صورتی که بر روی سطح کریستال فقط سیستم اولیه لغزش قابل تشخیص بود. مطالعات دیگری با روش حکاکی حفره‌ای ( Etch Pits ) در مرحله I نشان‌دهنده انباشت نابجایی‌ها ( Pile up ) در صفحه لغزش اولیه در مقابل مرزخانه‌های فرعی بوده است. همچنین افزایش قابل ملاحظه نابجایی‌ها در صفحه لغزش متقاطع مشاهده گردیده است (شکل ۸-۲-B).



(A)



(B)

شکل ۸-۲

با همین روش در یک کریستال مس بعد از ۱/۵ درصد اضافه طول مقدار متوسط فاصله لغزش (L) را از فرمول  $\varepsilon = NbL$  محاسبه می‌نمایند: این مقدار ۱ تا ۲ میلی‌متر بوده است که نتایج روش‌های دیگر آن را تأیید می‌نماید.

مطالعات جدیدتر با میکروسکوپ الکترونی بر روی بعضی از نمونه‌های ورق نازک (Thin Foil) که به موزارات صفحه لغزش اولیه بریده شده‌اند مؤید بعضی از نتایج حاصله از روش (Etch Pit) می‌باشد. پخش نابجایی‌ها خیلی ناهماهنگ و درهم درگیر می‌باشند. مضافاً اینکه تعداد زیادی دو قطبی (Dipole) در بین مرزهای فرعی مشاهده می‌گردد. به نظر می‌رسد دو قطبی‌ها بسیار بلند بوده و چندین بار به وسیله نابجایی‌های دیگر قطع شده‌اند. جهت بعضی از دو قطبی‌ها در صفحه لغزش اولیه  $[10\bar{1}]$  می‌باشد. البته آثار لغزش متقاطع نیز دیده شده است که مثلاً خط تشکیل‌دهنده محل دو مانع (نقطه سر و ته جاگ‌های مجاور هم) بر فصل مشترک صفحه لغزش متقاطع قرار گرفته‌اند  $[\bar{1}\bar{1}0]$  (محل تقاطع صفحات (۱۱۱) و  $(\bar{1}\bar{1}1)$ ). این مشاهدات مؤید نظرات قبلی مبنی بر حرکت نابجایی‌ها در صفحه لغزش متقاطع می‌باشد، یعنی امکان وجود لغزش متقاطع در مرحله اول نیز می‌باشد.

#### ۴-۱-۱-۲- دانسیته نابجایی‌ها

تمام روش‌های مشاهده نابجایی‌ها مبین افزایش دانسیته نابجایی‌ها با افزایش کرنش می‌باشد. نیچل رابطه زیر را در تک کریستال مس به دست آورده است. این رابطه به کمک روش (Etch Pit) به دست آمده است.

(۲-۱)

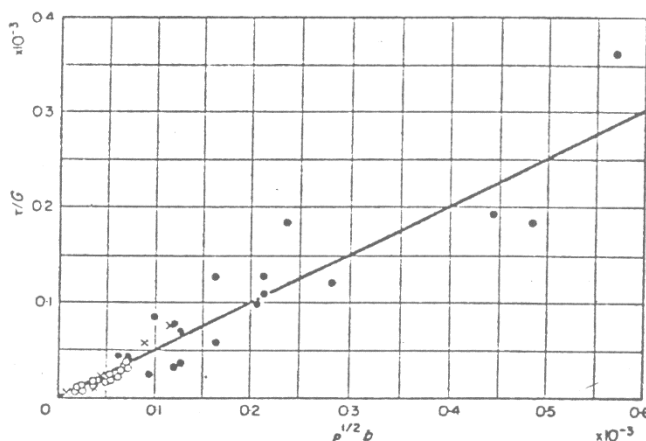
$$\tau = \frac{1}{2} G b \rho^{\frac{1}{2}}$$

$\tau$ : تنش سیلان

$\rho$ : دانسیته نابجایی

G: مدول برشی

در شکل ۹-۲  $\frac{\tau}{G}$  بر حسب  $b\rho^{\frac{1}{2}}$  برای تک کریستال مس رسم شده است.



## شکل ۹-۲

شیب این منحنی برابر ۰/۵ می‌باشد. یانگ نسبت مستقیم بین کرنش برشی و دانسیته نابجایی‌ها را به صورت زیر پیشنهاد نموده است:

$$(۲-۲)$$

$$\rho = 2/8 \times 10^8 \varepsilon$$

نتایج آزمایش برای دیگر فلزات از قبیل نقره، مس، آلیاژهای مس، نیکل و آلیاژهای نیکل مبین صحت رابطه ۲-۱ برای سطوح تنش بسیار بالاتر، حتی در مرحله II می‌باشد.

### ۵-۱-۱-۲- مرحله دوم کارسختی

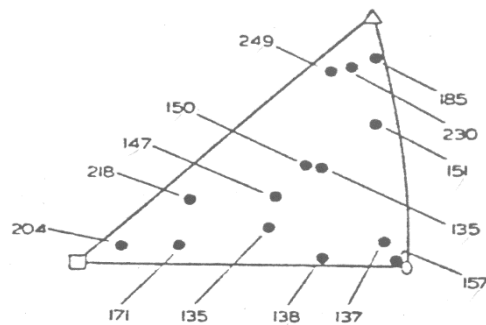
ضریب کارسختی در مرحله دوم آن ( $\theta_{II}$ ) تقریباً ده برابر  $\theta_I$  می‌باشد و به طور کلی این مرحله بیشترین سهم کارسختی را در مورد کریستال فلزات FCC دارا می‌باشد (برعکس دیگر فلزات هگزاگونال مانند روی و کادمیم). در درجه حرارت‌های پایین، مرحله II کارسختی قسمت اصلی و غالب منحنی تنش - کرنش را تشکیل می‌دهد و لذا از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. این مرحله قبل از اینکه محور نمونه از مثلث استریوگراف خارج شود نیز ممکن است آغاز گردد، بدین معنی که شروع مرحله II ارتباط مستقیم به شروع لغزش در سیستم مزدوج و گذر از مرز  $[11\bar{1}] - [001]$  ندارد.

### الف - تأثیر نوع فلز

آلومینیم در درجه حرارت اتاق مرحله دوم قابل تشخیصی از خود نشان نمی‌دهد و معمولاً خاتمه مرحله I با شروع مرحله III همراه می‌باشد. از طرف دیگر کریستال مس در دمای اتاق مرحله II کاملاً مشهودی دارد، زیرا برخلاف آلومینیم تحول از مرحله I به III فقط در حرارت‌های بالا برای مس قابل انجام است. در آلومینیم مرحله II کارسختی را به خوبی می‌توان با آزمایش در دماهای پایین (حدود ۷۰ کلوین) جایی که مرحله III محدود می‌شود مورد مطالعه قرار داد.

### ب - جهت کریستالی

به طور قطع ارتباطی بین جهات کریستالی و سرعت کارسختی در مرحله II وجود دارد، اما شدت آن کم و همانند مرحله I نمی‌باشد. در هر صورت به نظر می‌رسد که کریستال دارای جهت نزدیک به محور  $[011]$  دارای سرعت کارسختی کمتری نسبت به کریستال‌های نزدیک به مرز  $[11\bar{1}] - [001]$  می‌باشند. در شکل ۱۰-۲ این ارتباط در کریستال مس در دمای اتاق آورده شده است. البته این نتایج در کریستال نقره، نیکل و حتی در مورد آلومینیم در دمای مناسب (۷۷ کلوین) دیده شده است. در حرارت پایین الگوی مذکور به همین شکل ثابت می‌ماند.



شکل ۱۰-۲

### ج- اثر درجه حرارت

درجه حرارت تأثیر قابل ملاحظه‌ای در مرحله II دارد، ولی ضریب کارسختی به شرط ثابت بودن تمامی عوامل دیگر، تابعیت ضعیفی از درجه حرارت دارد. در صورت کاهش دما انتقال از مرحله II به III به تنش‌های بالاتری ارتقاء می‌یابد. در دماهای پایین مرحله دوم کارسختی قسمت اعظم منحنی تنش - کرنش را دربرمی‌گیرد و برعکس با افزایش درجه حرارت مرحله دوم کارسختی محدودتر شده تا جایی که در دماهای خیلی زیاد مرحله III غالب منحنی مربوطه را به خود اختصاص می‌دهد.

آزمایشات انجام شده بر روی مس با خلوص ۹۹/۹۹۹ درصد، نشان می‌دهد که در دمای ۳۰۰ کلوین مرحله

دوم تا حدود ۲۰٪ کرنش برشی ادامه می‌یابد (  $\tau = 30 \frac{MN}{m^2}$  ) در صورتی که در ۴/۲ کلوین مرحله دوم تا ۷۰٪ لغزش ادامه پیدا کرده و مؤلفه تنش برشی نیز به  $120 \frac{MN}{m^2}$  می‌رسد.

### د- اثر اندازه کریستال، شکل و شرایط سطحی

آزمایش‌ها نشان می‌دهند که اندازه و شکل کریستال در مقایسه با مرحله اول اثر ناچیزی بر کارسختی و بر منحنی آن در مرحله II دارند. سوزوکی نشان داد که در کریستال‌های نرم با جهت کریستالی نزدیک به [011] و یا مرکز مثلث استریوگراف، اندازه و شکل کریستال اثر قابل توجهی بر منحنی تنش - کرنش برشی ندارند. البته با نزدیک شدن به جهت [001] میزان تأثیر افزایش می‌یابد.

مک‌کینون ثابت کرد که کریستال آلومینیم با مسیر لغزش طولانی سریع‌تر از کریستال‌های آلومینیم با مسیر لغزش کوچک‌تر کارسخت می‌شوند.

نقش شرایط سطحی و یا لایه نشاندۀ شده روی سطح نیز بر کارسختی و منحنی تنش - کرنش در مقایسه با مرحله I ناچیز و غیر قابل ملاحظه می‌باشد. طی بررسی‌های انجام شده مشخص می‌گردد که  $\theta_{II}$  در کریستال‌های مس هیچ‌گونه تغییری در اثر نشاندن لایه الکترولیتی سطحی از خود نشان نمی‌دهند، اما بعد از آنیل نمودن مقدار  $\theta_{II}$  تغییر می‌نماید.

## ۶-۱-۱-۲- ساختمان داخلی حین مرحله دوم

آرایش خطوط لغزش در این مرحله بستگی زیادی به جهت کریستالی دارد. مثلاً کریستال مس با جهات نرم، پس از مرحله لغزش آسان، لغزش متقاطع در مناطق محدودی رؤیت می‌شود. با افزایش این تنش طی مرحله دوم، لغزش در سیستم‌های ثانویه {۱۱۱} مشهود می‌گردد. در این آزمایش‌ها اکثراً میزان لغزش ثانویه کم بوده و بیان‌گر آن است که جهت کریستالی حین چرخش کریستال و در تغییر فرم پلاستیک هنوز به مرز  $[11\bar{1}] - [001]$  نرسیده است. اخیراً به کمک میکروسکوپ الکترونی نشان داده‌اند که:

(۲-۳)

$$L_s = \frac{\Lambda}{(\varepsilon - \varepsilon')}$$

$L_s$  : طول خط لغزش روی کریستال، محلی که نابجایی لبه‌ای بیرون آمده است.

$\varepsilon$  : کرنش کل

$\varepsilon'$  : کرنش در پایان مرحله I

$\Lambda$  : ثابت معادله

جدول زیر نتایج بعضی از اندازه‌گیری‌ها را در کریستال‌های مختلف FCC نشان می‌دهد:

ارتفاع پله بر حسب $\bar{b}$	لغزش	$\Lambda (10^{-4} \text{ cm})$	درجه حرارت (K)	نوع فلز
۲۰	۴	۲۹۳	Cu	
۳۱	۵/۹	۹۰	Ni	
۳۲	۶/۲	۲۹۳	Ni – 20%Co	
۲۵	۶/۵	۲۹۳	Ni – 40%Co	
۱۵	۶	۳۳۳	Ni – 50%Co	

نتایج حکاکی حفره‌ای نشان داده است که در آغاز مرحله دوم ساختمان داخلی از نقطه نظر آرایش نابجایی‌ها شباهت‌هایی به ساختمان مرحله اول دارد. یک زیر ساختمان درشت از نابجایی‌ها در حال گسترش و شکل‌گیری می‌باشد. مطالعات میکروسکوپی با زورق نازک نشان‌دهنده آن است که نابجایی‌ها حین مرحله دوم ایجاد نوعی ساختار سلولی (Cell Structure) می‌نمایند. البته عکس‌های گرفته شده از مناطق مختلف نمونه یکسان نبوده ولی به طور کلی تصاویر گرفته شده از نمونه‌های بریده شده به موازات صفحه لغزش اولیه نشان‌دهنده مناطقی با دانسیته کم نابجایی می‌باشد که به وسیله مناطق پر دانسیته نابجایی (دیواره سلول‌ها) احاطه شده است. جهت نابجایی‌های درگیر کشیده بیشتر  $\langle 110 \rangle$  می‌باشد. به کمک تصویر مناسب حاصل از تفرق (Diffraction Image) می‌توان نابجایی‌های موجود در صفحه اولیه و ثانویه را از یکدیگر تشخیص داد. بدین وسیله مشاهده شده است که دوقطبی‌ها و نابجایی‌های لبه‌ای در

سیستم اولیه لغزش از مشخصه‌های مهم شروع مرحله دوم می‌باشند. همین عوامل کمک مؤثری به ایجاد دیوار ساختمان سلولی نابجایی‌ها می‌نمایند. تصاویر الکترونی نمایان‌گر نابجایی‌ها در صفحه اولیه و ثانویه لغزش نیز مبین این امر می‌باشند.

مطالعات سیگر برروی آلیاژهای نیکل، کبالت و مس که نمونه آنها به موازات صفحه لغزش اولیه بوده است، نشان می‌دهد که یکی از مشخصات مهم نابجایی‌ها ردیف خطی آنها می‌باشد. این پدیده به «Braid» معروف است. آنها ماهیتاً یک بعدی هستند برخلاف زیردانه‌ها که ردیف نابجایی‌های موجود در آنها صفحه‌ای است. مشاهدات دقیق‌تر نشان می‌دهد که Braid ها شامل حلقه‌های نابجایی کوچک می‌باشند.

دانشسته و ابعاد Braid ها قابل مقایسه با خطوط لغزش مشاهده شده در سطح کریستال می‌باشد و به نظر می‌رسد که وجود آنها از عوامل مهم مکانیزم کارسختی باشند. البته اخیراً نظریه‌ای دال بر اینکه Braid ها حقیقتاً مقطع‌های ساختمان میکروسکوپی بزرگ‌تر مثلاً دیوارهای ساختمان سلولی می‌باشند ارائه شده است.

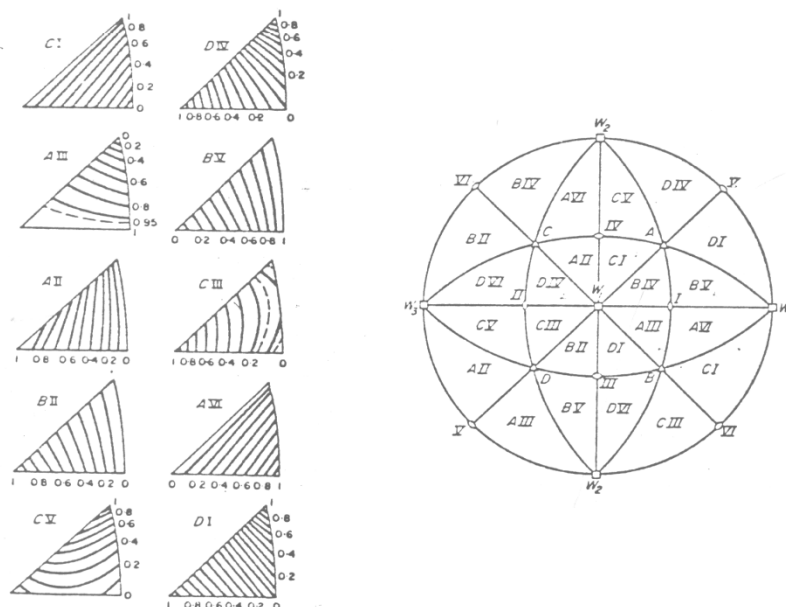
#### ۷-۱-۱-۲- نقش لغزش ثانویه در مرحله دوم کارسختی

همان‌طوری که قبلاً دیدیم کارسختی کریستال در مرحله اول و به طور نسبی در مرحله دوم تابع جهت قرارگیری کریستال می‌باشد. به نظر سیگر کریستال‌های دارای جهات نرم دارای بیشترین مرحله لغزش آسان کمترین مقدار  $\theta_1$  بوده و تغییر فرم کلاً در سیستم اولیه انجام می‌گیرد. عملکرد این کریستال‌ها بسیار شبیه به کریستال‌های کادمیم و روی که به طور مناسب جهت گرفته باشند می‌باشد. کریستال‌های نرم که در مثلث در نزدیکی جهت  $[011]$  قرار گرفته‌اند از خود کمترین احتمال لغزش ثانویه را نشان می‌دهند. لذا احتمال تشکیل قفل لومر - کاترل کمتر می‌باشد. با افزایش مؤلفه تنش برشی در سیستم لغزش ثانویه، لغزش محلی در این سیستم تشدید می‌گردد. تحلیل سیگر نشان می‌دهد که احتمال به وجود آمدن قفل لومر - کاترل با نزدیک شدن جهت کریستالی از  $[110]$  به مرز  $[11\bar{1}] - [001]$  افزایش می‌یابد. چنین رفتاری در  $\theta_1$  نیز مشاهده می‌گردد. با توجه به نظریه فریدل بعضی پیشنهاد نموده‌اند که جهت بلوکه نمودن یک منبع نابجایی اولیه احتیاج به دو نابجایی غیرمتحرک (Sessile)، حداقل در دو جهت متفاوت در صفحه لغزش اولیه می‌باشد. یعنی هر دو جهت از جهات لغزش  $\langle 110 \rangle$ . دو سیستم لغزش که سبب تشکیل قفل لومر - کاترل می‌گردند عبارتند از:

جهت نابجایی غیر متحرک	جفت سیستم‌های لغزش مورد نیاز
$[011]$	$BIV (11\bar{1}) [101] - CI (1\bar{1}1) [\bar{1}\bar{1}0]$
	$BII (11\bar{1}) [1\bar{1}0] - CIII (1\bar{1}1) [\bar{1}01]$
$[1\bar{1}0]$	$BIV (11\bar{1}) [101] - AVI (111) [01\bar{1}]$
	$BV (11\bar{1}) [011] - AIII (111) [10\bar{1}]$
$[101]$	$BV (11\bar{1}) [011] - DI (11\bar{1}) [\bar{1}\bar{1}0]$
	$BII (11\bar{1}) [1\bar{1}0] - DVI (1\bar{1}\bar{1}) [01\bar{1}]$



جهت روشن شدن بیشتر اثر جهات کریستالی می‌توان مؤلفه تنش برشی در سیستم ثانویه را به صورت ضریبی از مؤلفه برشی تنش در سیستم اولیه در مثلث‌های مربوط به دایره استریوگراف نشان داد (شکل ۲-۱۱).



شکل ۲-۱۱

با توجه به شکل ۲-۱۱ و جدول بالا به سهولت می‌توان به طور کیفی اثر جهت کریستالی بر کارسختی را نشان داد. این بحث حتی در مرحله II کارسختی نیز قابل تعمیم می‌باشد. مشاهدات تجربی لغزش ثانویه حتی در مرحله I را نیز ثابت می‌کند و می‌توان این طور فرض کرد که نابجایی‌های غیرمتحرک در حال تشکیل می‌باشند.

البته نتایج حاصل از بررسی با میکروسکوپ الکترونی نشان می‌دهند که موانع دیگری از قبیل دوقطبی‌ها به همراه قفل لومر - کاترل حین تغییر فرم پلاستیک به وجود می‌آیند. دوقطبی‌ها در اثر برخورد حلقه نابجایی در یک صفحه لغزش با نابجایی‌های موجود در صفحه لغزش مزدوج تشکیل می‌گردند. البته ایجاد دوقطبی‌ها یکی از مکانیزم‌های سخت شدن در مرحله دوم می‌باشد. ولی در واقع مهم‌ترین مشخصه مرحله کارسختی ایجاد شبکه نابجایی و یا زیرساختمان سلولی نابجایی‌ها می‌باشد که طبیعت و مکانیزم تشکیل آنها بسیار پیچیده بوده و فرموله کردن آنها بسیار دشوار است.

#### ۸-۱-۱-۲- مرحله سوم کارسختی

از مشخصات این مرحله کاهش سرعت کارسختی و کم شدن شیب منحنی تنش - کرنش برشی به طور تدریجی می‌باشد. جز درجه حرارت، این مرحله تابعیت کمتری نسبت به عوامل ذکر شده قبلی دارد. با افزایش درجه حرارت این مرحله از کارسختی تدریجاً تمام منحنی تنش - کرنش را دربرمی‌گیرد. برخلاف کریستال مس، دامنه مرحله III در کریستال آلومینیم حتی در حرارت اتاق نسبتاً گسترده می‌باشد. در



دمای زیر ۱۰۰ کلوین این مرحله تقریباً از بین می‌رود. لذا می‌توان نتیجه گرفت که مکانیزم کارسختی در مرحله III با انرژی اکتیواسیون حرارتی رابطه دارد.

تنش مورد نیاز جهت آغاز مرحله III ( $\tau_{III}$ ) را می‌توان به وسیله رابطه زیر به درجه حرارت ارتباط داد:

$$\ln\left(\frac{\tau_{III}}{G}\right) = \ln\left(\frac{\tau_{III}(0)}{G(0)}\right) - BT$$

$G(0)$ : مدول برشی در درجه حرارت صفر مطلق

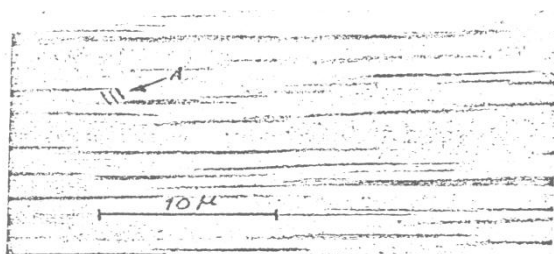
$\tau_{III}(0)$ : تنش در درجه حرارت صفر مطلق

معادله ۲-۴ برای کریستال‌های مس، نقره، طلا، نیکل، آلومینیم و پلاتین و آلیاژهای مس صادق است.

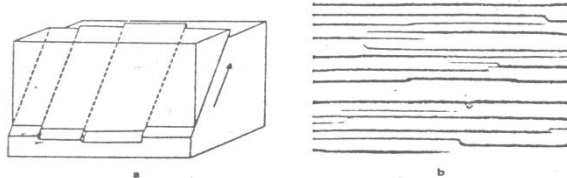
#### ۹-۱-۱-۲- ساختمان میکروسکوپی حین مرحله سوم

در آغاز مرحله سوم شکل خطوط لغزش نازک تغییر قابل ملاحظه‌ای داده و پهن‌تر می‌گردند (قابل رؤیت با میکروسکوپ نوری).

سیگر به کمک روش رلیکا در میکروسکوپ الکترونی نشان داد که خطوط لغزش تولید مجموعه‌ای را نموده‌اند که طول نسبتاً کوتاهی دارند (شکل ۲-۱۲) و به وسیله لغزش در سیستم‌های دیگر، به هم مربوط می‌شوند. لغزش ارتباط‌دهنده این خطوط را لغزش متقاطع می‌نامند. صفحه لغزش متقاطع {۱۱۱} و جهت آن همان جهت لغزش اولیه می‌باشد (شکل ۲-۱۳).



شکل ۲-۱۲

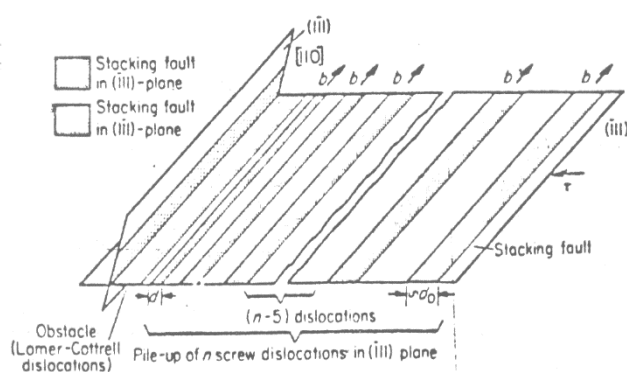


شکل ۲-۱۳

شکل ۲-۱۳-a مدل تشکیل این باندهای کنگره‌ای را در اثر لغزش متقاطع نشان می‌دهد. طول باندهای لغزش در مرحله III قابل مقایسه با طول باندهای لغزش در اواخر مرحله II می‌باشد و در نتیجه می‌توان تصور کرد که نابجایی‌ها به وسیله موانعی به صورت تناوبی در مرحله دوم درگیر شده‌اند.

در مرحله سوم نیز همین فرآیند ادامه یافته، با این تفاوت که بعضی از نابجایی‌ها توانسته‌اند به کمک لغزش در صفحه متقاطع، مانع را دور بزنند. حرکت یک نابجایی ساده موجود در صفحه اولیه در دیگر صفحات لغزشی {۱۱۱} بسیار مشکل بوده و لازمه آن حرکت غیرمحافظة کارانه یا صعود می‌باشد. در نتیجه در یک حلقه نابجایی جزء پیچی نابجایی ممکن است از موانع فرار نماید ولی جزء ساده آن نمی‌تواند چنین کاری را انجام دهد.

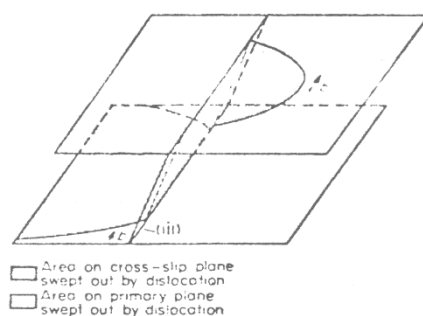
مقدار انرژی نقص در چیده شدن برای مس ( $40 \text{ mJm}^{-2}$ ) کمتر از آلومینیم ( $200 \text{ mJm}^{-2}$ ) می‌باشد لذا نابجایی‌های جزئی در مس با فاصله نسبتاً زیادی از هم قرار می‌گیرند (سیگر این فاصله را  $12\bar{b}$  تخمین زده است ولی این فاصله حساسیت بیشتری به انرژی نقص سطحی ( $\gamma$ ) دارد). مدل شکل ۱۴-۲ را سیگر پیشنهاد نموده ولی ثابت شده است که مانع بر سر راه نابجایی‌ها صرفاً قفل لومر - کاترل نبوده و امکان برخورد نابجایی به نابجایی‌های درگیر شده بیشتر می‌باشد.



شکل ۱۴-۲

برای آنکه نابجایی بتواند از مانع عبور نماید ابتدا باید دوباره ترکیب شده و سپس در صفحه لغزش متقاطع وارد گردد. شکل حلقه‌ای که قسمت‌های مختلف آن (قسمت‌های پیچشی) لغزش متقاطع نموده‌اند به صورت شکل ۱۵-۲ می‌باشد.

برای ترکیب شدن و حرکت بر روی صفحه لغزش نیاز به انرژی اکتیواسیون می‌باشد و این بستگی به اندازه ساختمان آن ترکیب دارد. مقدار این انرژی اکتیواسیون برای آلومینیم حدود  $1/0 \text{ eV}$  گزارش شده است. این مسئله بیان‌گر سهولت لغزش متقاطع در این فلز در تنش‌های حدود  $1 \text{ Mnm}^{-2}$  در دماهای کمی بالاتر از دمای اتاق می‌باشد. اما در مس به دلیل فاصله زیاد نابجایی‌های جزئی تنش بالاتری مورد نیاز است. این بررسی علت تفاوت منحنی کارسختی مس و آلومینیم را روشن می‌سازد.



شکل ۱۵-۲

تنش لازم جهت ترکیب دوباره نابجایی‌های جزئی با توجه به رابطه سیگر برابر است با:

(۲-۵)

$$\tau = \frac{1}{n} \left( \frac{\sqrt{2}}{4\pi} G - \frac{2\gamma}{b} \right)$$

$n$ : تعداد نابجایی‌های انباشته شده در مقابل مانع

$\gamma$ : انرژی نقص در چیده شدن

اگر به جای مقایسه رفتار فلز در یک کرنش، یعنی در یک شیب کارسختی بعضی رفتار فلزات مختلف با یکدیگر مقایسه شود، رفتار فلزات مختلف یکسان بوده و پدیده‌های اتفاق افتاده دارای نظم معینی خواهد بود و تفاوت صرفاً در درجه حرارت و تنش لازم جهت انجام فعل و انفعال نابجایی‌ها می‌باشد که این خود کنترل‌کننده کارسختی در فلز می‌باشد.

#### ۱۰-۱-۱-۲- وابستگی تنش سیلان به درجه حرارت

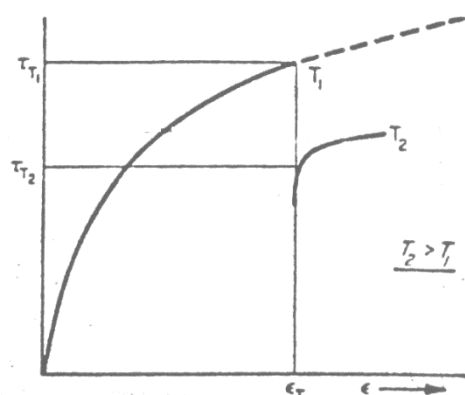
در بخش قبل، اثر درجه حرارت به طور کلی بر روی منحنی تنش - کرنش مورد بررسی قرار گرفت ولی اشکال آن روش‌های مطالعه این بود که نمی‌توان اثر درجه حرارت را بر یک ساختمان معین نابجایی‌ها در جسم مورد مطالعه قرار داد. در این راستا روش زیر توسط کاترل و استکز ابداع گردید.

ابتدا نمونه در درجه حرارت  $T_1$  ( $T_1 < T_2$ ) مورد آزمایش قرار می‌گیرد. پس از آنکه نمونه به کرنش  $\epsilon_T$  در  $\tau_{T_1}$  رسید، آنگاه آزمایش متوقف شده و در حرارت  $T_2$  تکرار می‌شود که تغییر ساختمان نابجایی‌ها محسوس می‌گردد (شکل ۱۶-۲). تحت این شرایط جز قسمت اولیه منحنی

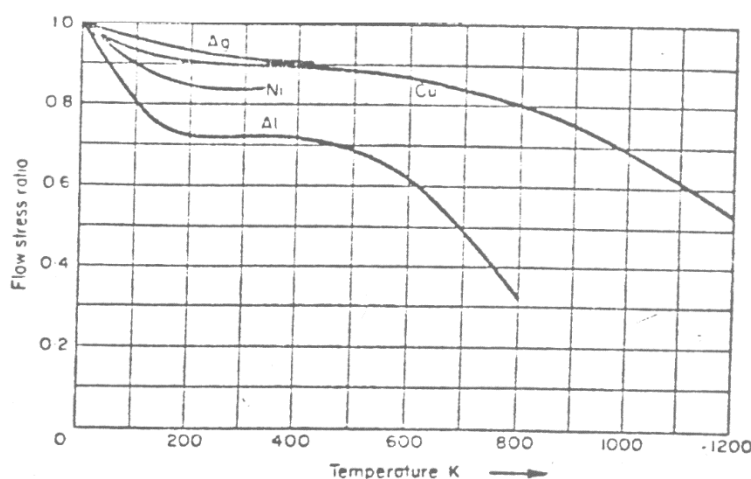
$$\frac{\tau_{T_2}}{\tau_{T_1}}$$

تنش - کرنش نسبت  $\tau_{T_1}$  در آلومینیم همواره ثابت و مستقل از کرنش است. این پدیده برای مس، نقره و نیکل نیز تأیید شده است. این قانون در مرحله دوم و سوم صادق است ولی در مرحله اول قابل قبول نمی‌باشد. اگر یک کریستال آلومینیم در درجه حرارت پایین تا اواسط مرحله دوم تغییر فرم داده شود (مثلاً ۹۰ کلوین) به هنگام کشش مجدد در درجه حرارت‌های بالاتر (مثلاً ۲۹۳ کلوین) مشخص می‌گردد که

قسمتی از کارسختی حاصل از تغییر فرم در درجه حرارت پایین به طور ناگهانی و با ایجاد نقطه تسلیم تیزی از بین می‌رود.



شکل ۲-۱۶



شکل ۲-۱۷

استکز و کاترل پدیده فوق‌الذکر را کارنرمی نامیدند. با این روش انتقال سریعی از مرحله دوم به مرحله سوم انجام می‌پذیرد که علت آن تغییر افزایشی درجه حرارت حین تغییر فرم می‌باشد. همین نتایج برای کریستال مس به دست آمده لکن برای مشاهده آن نیاز به دماهای بالاتری است. علت پدیده کارنرمی در کریستال آلومینیم را مربوط به آزاد شدن نابجایی‌های بلوکه شده در مقابل موانع در صفحه لغزش اولیه به وسیله لغزش متقاطع می‌دانند.

مطالعات میکروسکوپی کریستال کارنرم شده نشان‌دهنده وجود باندهای لغزشی پهن و کوتاه و مناطق لغزش متقاطع می‌باشد.

ضمن اینکه نسبت تغییرات تنش سیلان به کرنش ثابت می‌ماند، وابستگی شدید به درجه حرارت از خود نشان می‌دهد. در شکل ۲-۱۷ نسبت تنش سیلان تصحیح شده با توجه به تغییرات مدول برشی نسبت به

درجه حرارت  $\left(\frac{\tau_T / G_T}{\tau_o / G_o}\right)$  را برای کریستال‌های مختلف مشاهده می‌کنیم. چنانکه دیده می‌شود بین ۲۰۰ تا ۳۰۰ کلوین این تغییرات نسبتاً خطی می‌باشد و با کاهش درجه حرارت سریعاً افزایش می‌یابد.

#### ۱۱-۱-۲- کارسختی کریستال‌های BCC

برخلاف کریستال‌های FCC تنش سیلان و یا مؤلفه تنش برشی کریستال‌های BCC وابستگی شدیدی به درجه حرارت دارند.

علت این امر وجود عناصر بین‌نشین و از طرف دیگر وابستگی تنش پارلز - نابارو به درجه حرارت در کریستال‌های BCC می‌باشد.

به علت مشکلات در تهیه فلز ۱۰۰٪ خالص، تشخیص اثر هر کدام از دو پارامتر فوق مشکل است ولی هر دو پارامتر مؤثر می‌باشند.

کنراد یک سری از مکانیزم‌های محتمل در وابستگی رفتار این کریستال‌ها به درجه حرارت را مورد بررسی قرار داده است که عبارتند از:

۱- غلبه بر نیروی پارلز - نابارو

۲- فرار نابجایی‌ها از اتمسفر اتم‌های بین‌نشین

۳- کنده و جدا شدن نابجایی‌ها از رسوب‌های ریز و کوچک

۴- حرکت غیر محافظه کارانه جاگ‌ها

۵- لغزش متقاطع

کنراد از نقطه نظر ترمودینامیک نتیجه گرفت که مهم‌ترین عامل کنترل‌کننده این مکانیزم‌ها نیروی پارلز - نابارو است که وابستگی شدیدی به درجه حرارت دارد.

#### ۱۲-۱-۲- منحنی‌های تنش - کرنش کریستال‌های BCC

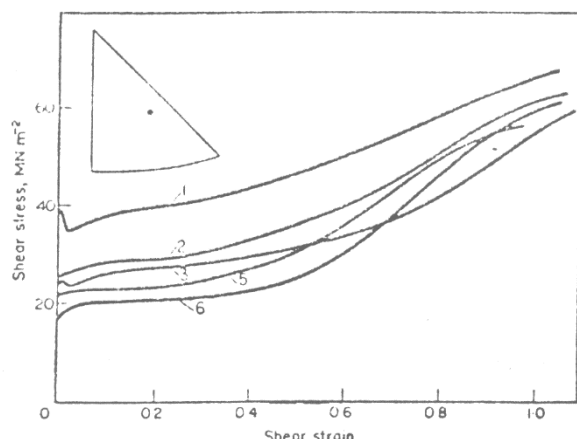
قسمت‌های اولیه منحنی تنش - کرنش در مواردی نقطه تسلیم تیزی از خود نشان می‌دهد که این به علت حضور عناصر بین‌نشین مانند کربن، نیتروژن و اکسیژن می‌باشد. شکل منحنی به مقدار ناخالصی‌ها بستگی دارد. می‌توان رفتار تنش - کرنش کریستال‌های BCC را به وسیله رابطه زیر نشان داد:

(۲-۶)

$$\sigma = \sigma_o + \alpha \varepsilon^{\frac{1}{2}}$$

با کاهش مقدار ناخالصی‌ها نقطه تسلیم حذف و رفتار به معادله ۲-۶ نزدیک می‌شود. رابطه ۲-۶ برای مولیبدن، تانتالم و آهن تأیید شده است ولی انحراف از آن نیز مشاهده شده است.

شکل ۱۸-۲ منحنی تنش - کرنش برشی کریستال‌های مختلف نیوبیم را که به طور منطقه‌ای تصفیه شده‌اند، نشان می‌دهد.

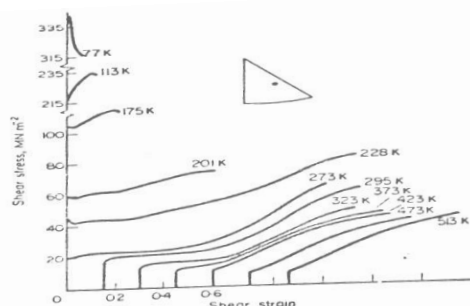


شکل ۱۸-۲

چنانچه دیده می‌شود سرعت کارسختی در مرحله دوم در مقایسه با کریستال FCC کم می‌باشد و با کاهش درجه حرارت کمتر نیز می‌شود. مکانیزم تغییر فرم در تمامی مراحل آزمایش لغزشی بوده و دوقلو مشاهده نشده است.

در نیوبیم دامنه کرنش مراحل مختلف وسیع‌تر از دیگر کریستال‌های BCC بوده و هر سه مرحله کارسختی را به طور کامل از خود نشان می‌دهد.

دیده شده است، شروع مرحله دوم کارسختی که دارای شیب بیشتری نسبت به مرحله اول می‌باشد مربوط به شروع لغزش دوگانه است. منحنی تنش - کرنش نسبت به جهت کریستال نیز از خود حساسیت نشان می‌دهد. به طور مثال در کریستال آهن فقط برای جهات نرم توانسته‌اند هر سه مرحله کارسختی را به طور مشخص مشاهده نمایند. به نظر نمی‌رسد که باندهای لغزش پهن که در سیستم‌های اولیه لغزش در مرحله سوم فلزات FCC دیده می‌شود در کریستال‌های BCC مشخص باشد. شکل ۱۹-۲ تأثیر درجه حرارت بر منحنی تنش - کرنش را مشخص می‌سازد. البته شکل منحنی به جهت کریستالوگرافی نیز بستگی دارد.



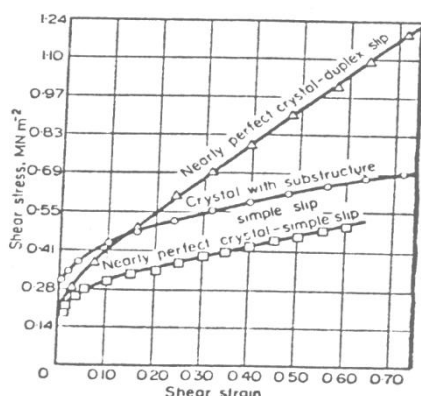
شکل ۱۹-۲

۱۳-۱-۲- کارسختی در فلزات هگزاگونال

c

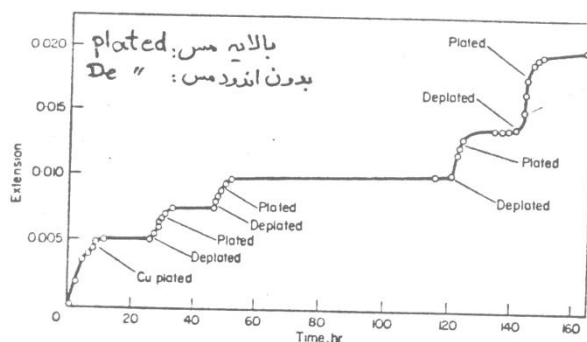
همان‌طور که می‌دانیم لغزش در کریستال‌های هگزاگونال پیچیده بوده و بسته به نوع کریستال و نسبت  $a/c$ ، درجه حرارت و خلوص، سیستم لغزش ممکن است تغییر نماید. بجز صفحه پایه، صفحات جانبی، وجوه و صفحات داخلی نیز ممکن است صفحه لغزش نابجایی‌ها باشند. کریستال کادمیم، روی و منیزیم در درجه حرارت اتاق تمایل به لغزش در صفحه قاعده دارند و نتیجتاً تنها یک سیستم لغزش در بخش عمده‌ای از تغییر فرم فعال می‌باشد و منحنی تنش - کرنش تابعیت شدیدی نسبت به جهات کریستالی از خود نشان می‌دهد.

سرعت کارسختی در کریستال فوق‌الذکر خیلی کم و در درجه حرارت اتاق تا حدود ۲۰۰٪ کرنش از خود نشان می‌دهد. با کمک نمونه‌های مخصوص میزان لغزش را در صفحه قاعده مورد بررسی قرار داد. نتایج این آزمایش مبین خطی بودن تنش نسبت به کرنش به طور تقریبی می‌باشد. از طرفی مقدار کرنش برشی زیاد (در حدود ۱۰۰-۵۰٪) و سرعت کارسختی خیلی کم ( $G \sim 10^{-4}$ ) بوده که نشان‌دهنده تغییر فرم فلز بر روی یک سیستم لغزش می‌باشد (لغزش آسان در FCC). با وادار نمودن لغزش در دو سیستم لغزشی شیب منحنی افزایش می‌یابد و با آنیل نمودن نمونه دوباره منحنی شکل اولیه را به خود می‌گیرد. این عمل تا ۹ بار قابل تکرار است (۵۰٪ کرنش) (به شکل ۲۰-۲ توجه کنید).



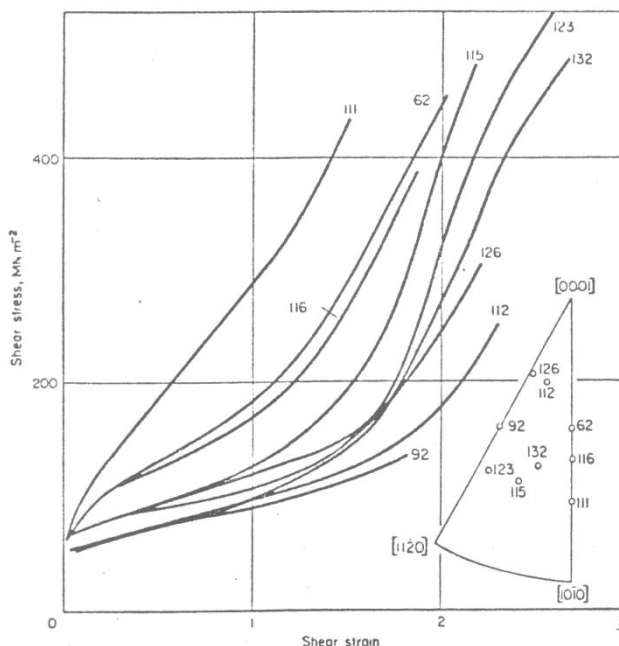
شکل ۲۰-۲

این آزمایش‌ها نشان می‌دهند که نابجایی‌ها بدون برخورد با موانع زیادی، به راحتی می‌توانند در داخل کریستال حرکت کرده و تعداد کمی نابجایی در داخل کریستال بعد از تغییر فرم باقی می‌مانند که آنها نیز به راحتی با آنیل نمودن کریستال و بازیابی از بین می‌روند. اثر لایه سطحی بر روی کریستال نیز مؤید نظریه فوق می‌باشد. با برداشتن لایه اکسیدی از سطح کریستال فلز روی سرعت تغییر فرم به طور ناگهانی افزایش یافته و شیب منحنی کارسختی شدیداً افت می‌نماید. با آزمایشی دیگر بر روی کریستال روی که پوشیده از مس می‌باشد می‌توان این موضوع را اثبات نمود (شکل ۲۱-۲).



شکل ۲-۲۱

تمام این آزمایش‌ها بیان‌گر آنند که نابجایی‌ها حین مرحله اول تمایل به خروج از کریستال دارند. وجود لایه سطحی باعث جلوگیری از خروج نابجایی‌ها، انباشت آنها و لذا موجب افزایش کارسختی می‌گردد. به طور کلی مرحله اول ممکن است تا کرنش‌های حدود ۱۰۰ الی ۲۰۰٪ بسته به جهت کریستالی نمونه ادامه یابد. تغییر مورد نظر در نرخ کارسختی را می‌توان به سادگی با کار بر روی کریستال‌های روی مشاهده نمود. این کریستال‌ها در ۲۹۴ کلوین تغییر فرم داده شده‌اند جایی که مرحله اول پس از ۱۰۰ الی ۱۵۰ درصد کرنش برشی پایان یافته (شکل ۲-۲۲) و با مناطقی با کارسختی بیشتر جایگزین می‌گردد.



شکل ۲-۲۲

مطالعات جدیدتر روی فلز روی نشان‌دهنده وجود مرحله دوم و سوم و یک مرحله پارابولیک III می‌باشد که در دمای اتاق مشخص نیست. ضمناً دیده شده که در ۲۴۳ کلوین مرحله دوم کارسختی کم‌دامنه‌تر از مرحله دوم در دمای اتاق می‌باشد که دلیل آن تشکیل جاهای خالی بر روی صفحه قاعده می‌باشد. این جاهای خالی در اثر تجمع، ایجاد حلقه‌های نابجایی می‌نمایند. این حلقه‌ها به صورت موانعی بر سر راه حرکت نابجایی‌ها ظاهر می‌شوند.



به طور کلی دیده شده است که ضریب کارسختی نسبت به درجه حرارت تا حدود ۲۰۰ کلوین در کریستال منیزیم ثابت و پس از آن با افزایش درجه حرارت افت می‌نماید. علت افت کارسختی بازیابی در دماهای بالا حین تغییر فرم پلاستیک می‌باشد.

مطالعات اخیر بیان‌گر آن است که مرحله اول کارسختی در کرنش‌های کم به شکل پارابولیک و همراه با ایجاد خطوط بلند لغزش می‌باشد.

در مرحله دوم تغییر فرم دوقلویی به همراه زیرساختار نابجایی در ساختمان میکروسکوپی مشاهده شده است. با نزدیکی به مرز  $[10\bar{1}0]$  -  $[0001]$  سرعت کارسختی افزایش و با نزدیکی جهات کریستالی به مرز  $[11\bar{2}0]$  -  $[0001]$  سرعت کارسختی فوراً کاهش می‌یابد. سرعت تغییر فرم در کریستال‌های هگزاگونال اثر شدید بر ضریب کارسختی دارد. ناخالصی‌ها نیز تأثیر قابل ملاحظه‌ای بر منحنی می‌گذارند. مطالعه برروی کریستال‌های هگزاگونال روی، کادمیم و منیزیم نشان‌دهنده وجود خطوط لغزش بسیار بلند شبیه کریستال‌های FCC برروی سطح نمونه می‌باشد. برروی سطح قاعده نابجایی‌های تجزیه شده بسیاری در کریستال‌های روی و کادمیم دیده شده است.

## ۲-۱-۲- تئوری‌های کارسختی در فلزات خالص

اولین تئوری مدون در این باره متعلق به تیلور می‌باشد که در آن با توجه به منحنی تنش - کرنش پارابولیک آلومینیم که به دست آورده بود (به علت دقت کم آزمایش) یک مدل نابجایی برای کارسختی ارائه داد. در این مدل برخورد نابجایی‌ها باعث ایجاد یک شبکه نابجایی قلمداد شده است. با افزایش کرنش مقدار نابجایی‌ها افزایش یافته و میزان کارسختی بالا می‌رود.

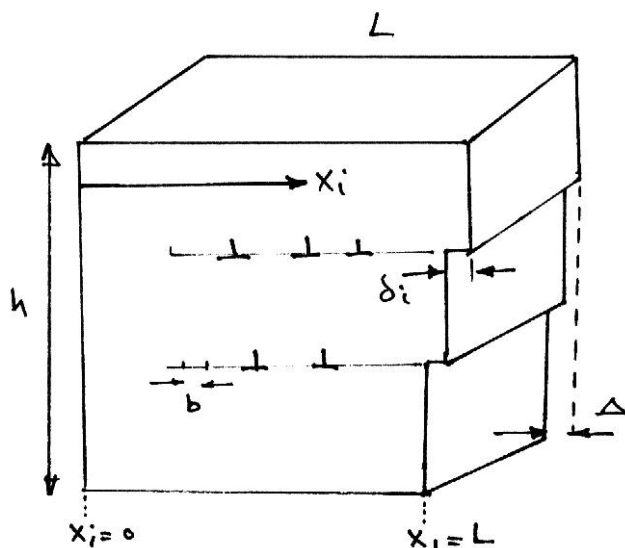
### ۲-۱-۲-۱- تئوری تیلور

اگر فاصله متوسطی که یک نابجایی طی می‌کند تا متوقف شود برابر  $L$  باشد و مقدار دانسیته نابجایی‌ها بعد از این تغییر فرم برابر  $D$ ، مقدار کرنش حاصله برابر خواهد بود با:

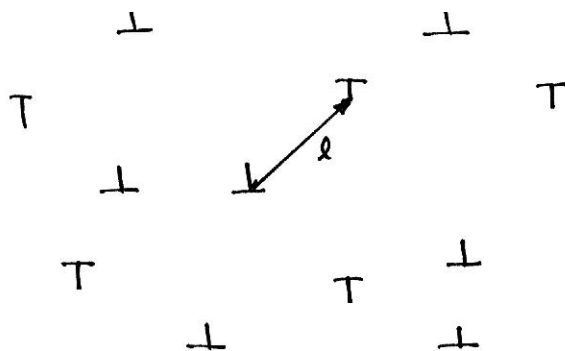
(۲-۷)

$$\varepsilon = D.L.b$$

فاصله بین نابجایی‌ها  $L = \frac{1}{\sqrt{D}}$  بوده و به طور الاستیک با نابجایی‌های همسایه اندرکنش خواهند داشت (شکل ۲-۲۳).



شکل ۲-۲۳



مدل تیلور

شکل ۲-۲۴

بنا به تعریف تنش داخلی مؤثر ( $\tau$ ) در نتیجه این اندرکنش‌ها، برابر تنش لازم برای گذشتن نابجایی از میدان نابجایی‌های دیگر خواهد بود. تیلور نشان داد که این تنش برابر است با:

(۲-۸)

$$\tau = \frac{Gb}{8\pi(1-\nu)L}$$

رابطه بالا به صورت زیر حاصل می‌گردد:

$$\tau = \frac{T}{b} \frac{l}{2}, \quad \tau = \alpha \frac{Gb}{l} \Rightarrow \tau = \frac{Gb}{8\pi(1-\nu)L} \quad T = \alpha Gb^2 \quad (2-9)$$

(۲-۱۰)

$$\tau = K \frac{Gb}{l} = K G b D^{\frac{1}{2}}$$

که  $K$  برابر ثابت معادله بوده و با جایگذاری مقدار  $D$  از رابطه ۲-۷ خواهیم داشت:

(۲-۱۱)

$$\tau = KG \left( \frac{\varepsilon b}{L} \right)^{\frac{1}{2}}$$

که نشان‌دهنده وجود یک رابطه سهمی شکل بین  $\tau$  و  $\varepsilon$  می‌باشد و به طور تقریبی منطبق بر رفتار تنش - کرنش کریستال می‌باشد.

تیلور ردیف نابجایی‌ها را به صورت یک شبکه سه‌بعدی در نظر گرفته است. سرعت کارسختی بستگی به  $L$  دارد که آن هم با توجه به ساختمان موزائیکی (Mosaic) شبکه نابجایی‌هایی که اجازه عبور نابجایی‌ها را نمی‌دهد، قابل محاسبه می‌باشد. بزرگی  $L$  در حدود  $10^{-4}$  سانتی‌متر می‌باشد.

فرض نمایید هر نابجایی باعث یک تغییر مکان کوچک  $\delta_i$  بشود. اگر نابجایی‌ها کاملاً از کریستال بیرون بیایند، مقدار تغییر مکان برای یک نابجایی برابر  $b$  خواهد بود. از آنجایی که  $b$  نسبت به  $L$  و  $h$  خیلی کوچک می‌باشد، برای یک نابجایی در موقعیت بین  $x_1 = 0$  و  $x_1 = L$  مقدار تغییر مکان برابر است با:

(۲-۱۲)

$$\delta_i = \frac{x_i b}{L}$$

چون مقدار تغییر مکان متناسب با  $\frac{x_i}{L}$  می‌باشد.

مقدار کل تغییر مکان برابر خواهد بود با:

(۲-۱۳)

$$\Delta = \sum \delta_i = \frac{b}{L} \sum_{i=1}^N x_i$$

در این رابطه  $N$  تعداد کل نابجایی‌ها خواهد بود. از طرفی:

$$\varepsilon = \frac{\Delta}{h} = \frac{b}{hL} \sum_{i=1}^N x_i$$

(۲-۱۴)

(برشی)

اگر  $L$  و  $h$  برابر واحد باشند:

(۲-۱۵)

$$\varepsilon = bD\bar{x} \quad (\text{برشی})$$

در این رابطه  $\bar{x}$  مقدار متوسط حرکت نابجایی‌ها می‌باشد، لذا:

(۲-۱۶)

$$\varepsilon^o = \frac{d\varepsilon}{dt} = bD\bar{V}$$

$\bar{V}$  برابر سرعت متوسط نابجایی‌ها می‌باشد.

عین همین استدلال را می‌توان برای نابجایی‌های پیچی و یا حلقه نابجایی بیان نمود. اگر منطقه جارو شده توسط حلقه نابجایی A باشد:

منطقه جارو شده به وسیله حلقه نابجایی  $\approx$  کرنش ماکروسکوپی

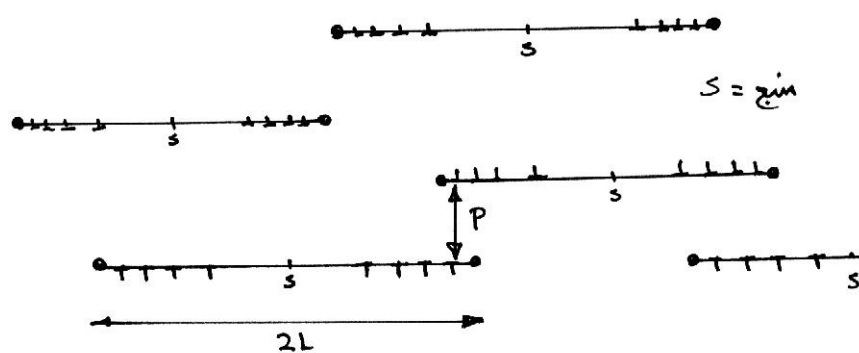
$$(2-17)$$

$$\varepsilon = bA$$

لذا:

$$(2-18)$$

$$\varepsilon = bNA$$



شکل ۲-۲۵-۲ / اشکال تئوری تیلور

## ۲-۱-۲-۲- تئوری مات

انباشت نابجایی را ممکن است یک ابرنابجایی ( Super Dislocation ) با قدرت  $nb$  که  $n$  برابر تعداد نابجایی‌های موجود در انباشت می‌باشد در نظر گرفت. تنش وارد به نوک محل انباشت همچنان که قبلاً دیدیم برابر  $n\tau$  می‌باشد. فاصله بین محل‌های انباشت می‌تواند خیلی بیشتر از فاصله نابجایی‌ها در مدل تیلور باشد. اگر تصور شود که نابجایی‌های صادره از یک منبع از دو طرف به مانع رسیده باشند در نتیجه فاصله جدایی برابر  $2L$  خواهد بود (هر قسمت از حلقه نابجایی به اندازه  $L$  حرکت کرده است) و اگر فاصله

بین صفحات لغزش  $P$  باشد دانسیته گروه‌های انباشت برابر  $\frac{1}{LP}$  خواهد بود و فاصله متوسط بین آنها  $(LP)^{\frac{1}{2}}$  خواهد بود. از طرفی تنش متوسط عمل کننده بر روی هر انباشتی برابر است با:

$$(2-19)$$

$$\tau = \frac{Gnb}{2\pi(LP)^{\frac{1}{2}}}$$

کرنش پلاستیک “ $\varepsilon$ ” به سادگی برابر جمع کرنش‌های حاصل از هر انباشتی می‌باشد که آن هم برابر حاصل ضرب  $nbL$  در دانسیته انباشت‌ها  $\frac{1}{LP}$  خواهد بود، یعنی:

$$(2-20)$$

$$\varepsilon = \frac{nb}{P}$$

$$(2-21)$$

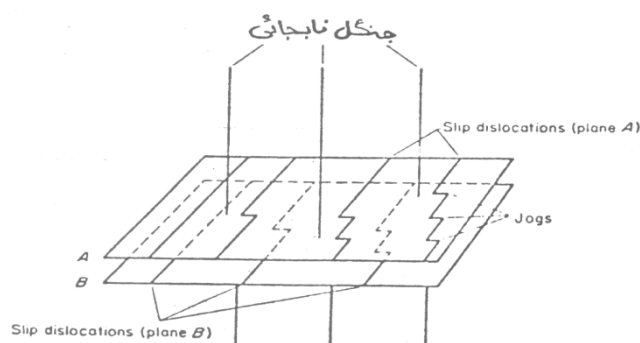
$$\tau = \frac{G}{2\pi} \left( \frac{nb}{L} \right)^{\frac{1}{2}}$$

مات با جایگزینی اندرکنش نابجایی‌های انفرادی در تئوری تیلور و با اندرکنش گروه‌های انباشته شده نابجایی‌ها توانست تا حدودی اشکال تئوری تیلور را مرتفع نماید. به نظر وی این گروه‌ها از منبع فرانک - رید تولید شده و در یک صفحه لغزش در مقابل موانعی نظیر نابجایی‌های غیرمتحرک (Sessile) انباشته شده‌اند. این باعث افزایش تنش‌های داخلی در نقطه انباشت شده و در ضمن افزایش کارسختی باعث فعال شدن منابع دیگر نابجایی در سیستم‌های ثانویه مشخصی می‌گردد. این نابجایی در اثر لغزش می‌تواند با نابجایی موجود در صفحه لغزش اولیه برخورد نماید. به رابطه ۲۱-۲ توجه کنید.

### ۳-۲-۱-۲- تئوری‌های جدیدتر در کارسختی

پیش از بررسی تئوری‌های کارسختی مرحله I، II و III بهتر است تئوری تنش سیلان را مورد بررسی قرار دهیم:

سیگر نشان داده است، تنش سیلان اولیه نه تنها بستگی به اندرکنش بین نابجایی‌های اولیه موجود در سیستم لغزش معین دارد بلکه بستگی به اندرکنش این نابجایی و نابجایی‌های موجود در حالت آنیل نیز دارد. این نابجایی‌ها به طور اتفاقی پراکنده بوده و مقدار زیادی از آنها صفحات لغزشی را قطع می‌نمایند. به مجموعه این نابجایی‌ها، در مواردی جنگل نابجایی نیز نام داده‌اند، شکل ۲۶-۲.



شکل ۲۶-۲

#### ۴-۲-۱-۲- وابستگی تنش سیلان به درجه حرارت

مقاومت کریستال‌ها به تغییر فرم پلاستیک بستگی به مؤلفه تنش برشی مورد نیاز جهت لغزش نابجایی‌ها در صفحه لغزش دارد. اگر هیچ‌گونه مانعی در مقابل حرکت نابجایی نباشد، نابجایی‌ها تحت تنش پارلز به سهولت شروع به لغزش می‌نمایند. در فلزات طبیعت و نحوه پخش موانع تعیین‌کننده رفتار مکانیکی فلز می‌باشد.

بیکر (Beker) برای اولین بار اهمیت انرژی حرارتی را در کمک به تنش وارده جهت غلبه بر موانع در مقابل نابجایی‌ها را متذکر گردید. سیگر تنش مورد نیاز جهت تغییر فرم،  $\tau$ ، را به دو بخش وابسته به درجه حرارت،  $\tau^*$ ، و غیروابسته به درجه حرارت  $\tau_G$  تقسیم نمود.

اهمیت نسبی  $\tau_G$  و  $\tau^*$  به کمک مطالعه وابستگی تنش سیلان به درجه حرارت (و یا سرعت کرنش)

مشخص می‌شود، در مرحله I کارسختی اغلب نسبت  $\frac{\tau^*}{\tau_G}$  نزدیک یک می‌شود و با افزایش کرنش پلاستیک، حاکم شدن مرحله II کارسختی نسبت  $\frac{\tau^*}{\tau_G}$  کاهش می‌یابد، همچنان‌که کارل و واتکس نیز به آن اشاره نمودند.

اگر  $U_o$  برابر کل انرژی مورد نیاز جهت آزاد نمودن یک نابجایی از مانع باشد، می‌توان آن را برابر سطح زیر منحنی نیرو نسبت به فاصله طی شده توسط نابجایی‌ها (R) فرض نمود. از آنجایی که این مقدار برابر نیروی اضافی مورد نیاز جهت حرکت نابجایی‌ها از میان مانع می‌باشد (f): لذا:

$$\text{نیروی} = f = (\tau - \tau_G) bL \quad (2-22)$$

اضافی

که در این رابطه  $\tau$  برابر تنش وارده و  $\tau_G$  تنش مورد نیاز جهت لغزش نابجایی در غیاب مانع می‌باشد که در اثر میدان تنش نابجایی‌های دیگر در فاصله زیاد در عبارت مانع به وجود آمده است و L برابر طول نابجایی می‌باشد. از طرفی:

$$(2-23)$$

$$U_o = \int_0^d f dx$$

جهت تعیین مقدار دقیق انتگرال نیاز به دانستن تغییرات دقیق نیرو نسبت به فاصله می‌باشد که آن هم بستگی به نوع مانع و طبیعت نابجایی دارد. اگر تنش وارده به اندازه کافی زیاد نباشد در صورت وجود نوسانات حرارتی احتمال گذر نابجایی از مانع موجود می‌باشد. این در صورتی است که نوسانات حرارتی، انرژی حرارتی لازم جهت غلبه بر حداکثر نیرو - تغییر مکان را فراهم آورد و نابجایی قادر به حرکت باشد، یعنی:

کار انجام شده توسط نیروی

(۲-۲۴)

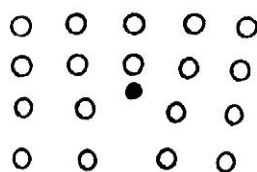
$$U_T = U_o - f$$

اگر تنش وارده برابر  $\tau$  باشد، انرژی حرارتی مورد نیاز جهت غلبه بر مانع برابر است با:

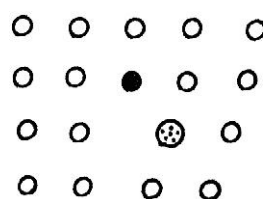
(۲-۲۵)

$$U_T = U_o - (\tau - \tau_G) b L d$$

فاصله  $d$  که جهت طی آن توسط نابجایی نیروی اضافی احتیاج می‌باشد را فاصله برانگیخته و حاصل ضرب  $b L d$  را حجم برانگیخته گویند:



(الف)



(ب)

شکل ۲-۲۷

(۲-۲۶)

$$V^* = b L d$$

و لذا:

(۲-۲۷)

$$U_T = U_o - (\tau - \tau_G) V^*$$

از طرفی همچنان که قبلاً دیدیم کرنش پلاستیک برابر است با:

(۲-۲۸)

$$\gamma = b A N$$

که در این رابطه  $N$  برابر تعداد نابجایی‌ها در واحد حجم که سطحی به شعاع  $A$  را جارو نموده‌اند و  $b$  بردار برگرز می‌باشد.

اگر  $\gamma$  برابر فرکانس ارتعاش یک نابجایی باشد (تعداد دفعاتی که نابجایی تلاش برای حرکت در واحد زمان می‌کند)، سرعت کرنش پلاستیک برابر خواهد بود با:

(۲-۲۹)

(تعداد نابجایی‌های متحرک در واحد زمان).

$$\gamma^o = A b$$

(نسبتی از نوسانات که باعث حرکت نابجایی می‌شود). (تعداد نوسان).  $\gamma^o = A b N$  (۲-۳۰)

از طرفی احتمال فائق آمدن بر موانع یک تابع نمایی از درجه حرارت می‌باشد، یعنی:

(۲-۳۱)

$$\gamma^o = AbNv \exp\left(-\frac{U_r}{KT}\right)$$

که در این رابطه  $K$  ثابت بولتزمن و  $T$  درجه حرارت است.  
با جایگذاری رابطه ۲-۲۵ در رابطه فوق خواهیم داشت:

(۲-۳۲)

$$\gamma^o = bANv \exp\left[-\frac{U_o - (\tau - \tau_G)V^*}{KT}\right]$$

از رابطه فوق نتیجه می شود:

(۲-۳۳)

$$\tau = \tau_G + \frac{U_o - KT \ln\left(\frac{bANv}{\gamma^o}\right)}{V^*}$$

همچنین:

(۲-۳۴)

$$\tau = \tau_G + \frac{U_o}{V^*} \left(1 - \frac{mKT}{U_o}\right)$$

که در این رابطه:

(۲-۳۵)

$$m = \ln \frac{bANv}{\gamma^o}$$

با مشخص نمودن مقدار  $\frac{U_o}{V^*} \left(1 - \frac{mKT}{U_o}\right)$  برابر  $\tau^*$  خواهیم داشت:

(۲-۳۶)

$$\tau = \tau_G + \tau^*$$

$\tau_G$  و  $\tau^*$  برابر مؤلفه های غیرحرارتی و حرارتی تنش سیلان می باشند. به هنگامی که:

(۲-۳۷)

$$T = T_o = \frac{U_o}{mK}$$

$\tau^*$  برابر صفر می شود. و لذا وقتی:

$$\Rightarrow \tau = \tau_G \quad T \gg T_o$$

همچنین:

$$\Rightarrow \tau = \tau_G + \tau^* \quad T < T_o$$



$\tau_G$  بستگی به اندرکنش نابجایی‌های موازی هم دارد و در صفحه لغزش اولیه نیز دارای بردار برگرز معینی می‌باشد.  $\tau^*$  مؤلفه تنش سیلان است که تابع درجه حرارت بوده و ناشی از اندرکنش نابجایی‌های عامل لغزش با نابجایی‌هایی که قبلاً به صورت جنگل و عمود بر صفحه لغزش بوده‌اند می‌باشد.

$U_o$  برابر انرژی اکتیواسیون حرکت جاگ‌های تولید شده بر اثر اندرکنش نابجایی‌های موجود در صفحه لغزش اولیه و جنگل نابجایی می‌باشد. بقیه پارامترها مانند رابطه ۳۴-۲ تعریف می‌گردند. در درجه حرارت‌های بالا  $\tau^*$  از بین رفته، وابستگی با افزایش درجه حرارت به سرعت به حد معینی کاهش می‌یابد (  $\tau_G$  ). چون مؤلفه  $\tau_G$  مربوط به اندرکنش نابجایی‌های موازی در صفحه لغزش اولیه می‌باشد و طول موج میدان تنش داخلی ناشی از این اندرکنش‌ها حدود فاصله بین نابجایی‌ها  $10^{-4}$  سانتی‌متر در یک فلز آنیل شده می‌باشد این فاصله از نقطه‌نظر اتمی به قدر کافی بزرگ می‌باشد که تغییرات حرارتی تأثیر مهمی در کاهش تنش وارد نداشته باشد اما  $\tau_s$  : چون تولید جاگ تابع انرژی اکتیواسون حرارتی است لذا  $\tau_s$  بستگی شدیدی به درجه حرارت دارد.

#### ۵-۲-۱-۲- مرحله I کارسختی

نتایج حاصل از آزمایش‌هایی که قبلاً ذکر شد نشان می‌دهد که مسیر آزاد متوسط ( Mean Free Path ) نابجایی‌ها بسیار بزرگ بوده و بسیاری از نابجایی‌ها از سطح کریستال خارج می‌شوند.

سیگر علت مرحله یک کارسختی را اندرکنش حلقه‌های نابجایی‌ها در مقایسه با فاصله بسیار زیادی که از یکدیگر قرار گرفته‌اند، می‌داند (فاصله در صفحه لغزش اولیه).

فرض کنید که در صفحه لغزش اولیه N منبع نابجایی در واحد حجم در اثر تنش  $\tau$  تولید n حلقه نابجایی نمایند. نتایج آزمایش نشان می‌دهد که هر حلقه‌ای به مقدار L در داخل کریستال حرکت نموده است؛ در صورتی که حلقه‌های موجود در صفحه لغزش همسایه فاصله‌شان با حلقه‌های موجود برابر صفحه لغزش اولیه d باشد، افزایش تنش به مقدار  $d\tau$  باعث افزایش مقدار حلقه‌ها به مقدار  $\delta n$  می‌گردد و مقدار کرنش افزوده حاصله برابر خواهد بود با:

$$(2-38)$$

$$\delta \epsilon = b.N.L^2.\delta n$$

از طرفی:

$$(2-39)$$

$$N = \frac{1}{dL^2}$$

بنابراین:

(۲-۴۰)

$$\delta \varepsilon = \frac{b \cdot \delta n}{d}$$

از طرفی تولید  $\delta n$  حلقه نابجایی باعث افزایش تنش برگشتی بر روی منبع نابجایی به مقدار  $\tau_B$  می‌گردد.

(۲-۴۱)

$$\delta \tau_B = \frac{Gb \delta n}{2\pi L}$$

وقتی مقدار تنش برگشتی برابر  $\delta \tau$  گردد، حلقه جدیدی تشکیل نمی‌شود. با توجه به روابط ۲-۳۸ الی ۲-۴۱-۲ خواهیم داشت:

(۲-۴۲)

$$\theta_1 = \frac{d\tau}{d\varepsilon} = \frac{G}{2\pi} \left( \frac{d}{L} \right)$$

البته روش دقیق‌تری نشان می‌دهد که:

(۲-۴۳)

$$\theta_1 = \frac{8G}{9\pi} \left( \frac{d}{L} \right)^{\frac{3}{4}}$$

نتایج فوق تطابق کاملی با نتایج آزمایش دارند. به طور مثال:  $d = 300 \text{ \AA}$  ،  $L = 0.5 \text{ mm}$  مقدار  $\theta_1$  برابر خواهد بود با:

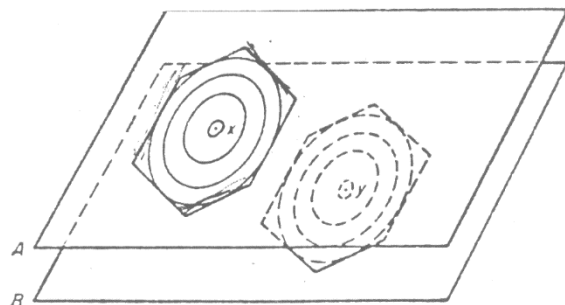
(۲-۴۴)

$$\theta_1 = 3 \times 10^{-4} G$$

## ۶-۲-۱-۲- مرحله II کارسختی

عدم وابستگی نسبی شیب این مرحله به درجه حرارت نشان می‌دهد که مقادیر کارسختی در این مرحله بیشتر مربوط به جزء مستقل از درجه حرارت میدان تنش نابجایی‌های موجود در صفحه لغزش اولیه می‌باشد و بستگی آن به اندرکنش نابجایی‌ها با جنگل نابجایی که وابسته به درجه حرارت می‌باشد کمتر است. اینکه طول خطوط لغزش روی سطح حین مرحله II کوتاه‌تر می‌شود به عقیده سیگر مربوط به افزایش دانسیته قفل‌های لومر - کاترل می‌باشد. فریدل این نظریه را تأیید نموده ولی اظهار داشت که حتی در اوایل مرحله II تعداد این موانع آن‌قدر زیاد می‌باشد که تمام منابع موجود در سیستم لغزش ثانویه را غیرفعال می‌سازد. در تئوری سیگر گروه‌های کوچک نابجایی در مقابل موانعی در طول مرحله دوم انباشت نموده و مرتباً فاصله لغزش کاهش می‌یابد. از طرفی فریدل فاصله لغزش را ثابت فرض نموده اما تعداد نابجایی‌ها در هر انباشتی را متناسب با تنش وارده فرض نموده است. مطابق تئوری سیگر مرحله دوم کارسختی به ترتیب زیر اتفاق می‌افتد:

نابجایی به وسیله منابع فرانک رید تولید شده و در سه جهت فشرده در صفحه لغزش به موانعی نظیر قفل لومر - کاترل برخورد کرده و انباشت می‌شود. سختی دیده شده ناشی از تنش‌های برگشتی وارده از این موانع در اثر نیروی دافعه نابجایی‌ها نسبت به یکدیگر و اندرکنش آنها می‌باشد (شکل ۲-۲۸).



شکل ۲-۲۸

اگر  $n$  نابجایی در هر انباشتی موجود باشد و تعداد این انباشت‌ها در واحد حجم برابر  $N$  قرار داده شود با فرض اینکه خطوط لغزش دارای طول ثابت  $L$  باشند، همچنین حلقه‌ها به صورت مربع با ضلع  $L$  باشند، در این صورت:

$$(۲-۴۵)$$

$$\varepsilon = N\pi L^2 nb$$

با فرض اینکه نابجایی‌های انباشت شده به صورت ابرنابجایی در نظر گرفته شوند می‌توان تنش برشی مربوطه را محاسبه نمود.

با توجه به تئوری سیگر اگر فرض شود که حلقه‌ها به صورت مربع با ضلع  $L$  و طول خط لغزش ثابت و برابر  $L$  باشند، مقدار افزایش کرنش برابر خواهد بود با:

$$(۲-۴۶)$$

$$d\varepsilon = L^2 bndN$$

که در این رابطه  $dN$  افزایش تعداد منابع فرانک - رید می‌باشد.  $N$  تعداد نابجایی‌ها در هر منبع می‌باشد. در مرحله یک  $N$  ثابت فرض شده بود ولی اینجا  $N$  تغییر می‌نماید. همان‌گونه که قبلاً دیدیم، به طور تجربی:

$$(۲-۴۷)$$

$$L = \frac{\lambda}{\varepsilon}$$

$$\varepsilon_{II}^{-\varepsilon} = \text{کرنش در شروع مرحله} \quad (۲-۴۸)$$

$$\varepsilon = II$$

با جایگذاری مقدار  $L$  از رابطه ۲-۴۸ در ۲-۴۷ و انتگرال‌گیری خواهیم داشت:

$$(۲-۴۹)$$

$$\varepsilon^3 = 3\lambda^2 bnN$$

اگر نابجایی‌های انباشت نموده در مقابل موانع را به صورت یک ابرنابجایی با بردار برگز  $nb$  در نظر بگیریم، در صورتی که فاصله جدایش  $l$  باشد، خواهیم داشت:

(۲-۵۰)

$$l = \frac{1}{\sqrt{N_s L}}$$

تنش لازم جهت حرکت نابجایی از بین میدان تنشی این ابرنابجایی‌ها برابر است با:

(۲-۵۱)

$$\tau = \frac{\alpha G b n}{2\pi l}$$

در این رابطه دیده شده است که مقدار  $\alpha$  در حدود یک می‌باشد.

از روابط ۲-۵۰ و ۲-۵۱ نتیجه می‌شود:

(۲-۵۲)

$$\tau = \frac{\alpha G b n}{2\pi} (NL)^{\frac{1}{2}}$$

حال با استفاده از معادلات ۲-۴۸، ۲-۴۹ و ۲-۵۰ می‌توان نوشت:

(۲-۵۳)

$$\frac{d\tau}{d\varepsilon} = \theta_{II} = \frac{\alpha G}{2\pi} \left( \frac{nb}{3\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}$$

با جایگذاری مقادیر مشاهده شده تجربی،  $n$  تعداد نابجایی‌ها در انباشت برابر ۲۵ و  $\lambda = 5 \times 10^{-4} \text{ cm}$  برای کلیه کریستال‌های FCC تقریباً

(۲-۵۴)

$$\frac{\theta_{II}}{G} \approx \frac{1}{300}$$

خواهد بود.

تئوری مات در رابطه با مرحله دوم کارسختی با توجه به اینکه دما نقش تعیین‌کننده در آن ندارد بر پایه فرضیات زیر استوار می‌باشد:

۱- فرآیند برای تک کریستال و چند کریستال یکسان می‌باشد.

$$\left( \frac{d\tau}{d\varepsilon} \right)$$

۲- نسبت  $G$  در فلزات مختلف تغییرات بسیار کمی دارد.

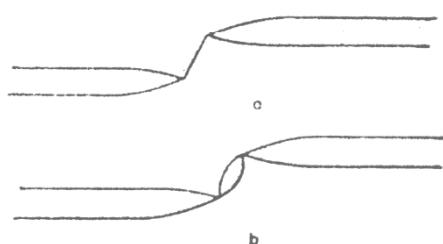
مقدار این کمیت حدود ۰/۰۰۳ بوده که در اثر تغییر جهات کریستال ممکن است دو برابر شود.

۳- طول خط لغزش کوتاه‌تر از مرحله یک و طول متوسط آن با افزایش کرنش کاهش می‌یابد (تأیید نظریه سیگر).

مات نظر سیگر را به دلایل زیر نپذیرفت:

اولاً به نظر می‌رسد که تنش‌های زیادی که در محل انباشت وجود دارد در اثر لغزش سیستم‌های دیگر باید پراکنده شده و از بین برود. ضمن اینکه نمی‌توان توجیه کره که چرا بر اثر برداشت تنش خارجی نابجایی‌های موجود در نقطه انباشت برنمی‌گردند. ثانیاً مکانیزیمی جهت توجیه تشکیل اتفاقی باندهای لغزش مشاهده شده روی سطح یک کریستال در حال تغییر فرم لازم است. همچنین علت ایجاد درگیری نابجایی‌ها که تشکیل زیرساختار نابجایی‌ها را می‌دهند روشن نمی‌باشد.

مات و هرش ( Mott & Hirsch ) تئوری‌ای را پیشنهاد نمودند که در آن جاگ‌های نامتحرک عامل مقاومت در مقابل حرکت (سیلان) نابجایی فرض شده است. آنها خاطر نشان نمودند که جاگ‌ها نیز می‌توانند به نابجایی‌های جزئی تجزیه شوند (به وسیله منطقه نقص در چیده شدن از یکدیگر جدا می‌شوند) همانند مدل نابجایی‌ها در تئوری سیگر (شکل ۲۹-۲).



شکل ۲۹-۲

شکل ۲۹-۲ حالت جاگی را نشان می‌دهد که در اثر «انرژی خیلی کم نقص در چیده شدن فلز» ممکن است به وجود آید. اگر این جاگ‌ها به دنبال نابجایی‌های مربوطه کشیده شوند، همان‌طور که می‌دانید تولید جاهای خالی می‌نمایند. البته در صورت افزایش تنش یا درجه حرارت جاگ‌های تجزیه شده می‌توانند دوباره ترکیب شده و به حرکت درآیند (اگر غیرمتحرک باشند با تولید جاهای خالی و اگر متحرک باشند از طریق لغزش).

مات توانست اثر این نوع مانع را در کارسختی به صورت کمی نشان دهد: او فرض نمود که نابجایی‌های در حال تکثیر در صفحه لغزش اولیه به وسیله نابجایی‌های موجود در سیستم لغزش ثانویه جاگ‌دار شده‌اند و تنش مورد نیاز برای آزاد نمودن آنها برابر است با:

$$(۲-۵۵)$$

$$\tau = \alpha G b m_v$$

که در رابطه ۲-۵۵،  $\alpha$  ثابت معادله و در حدود ۰/۲ برای اکثر فلزات و  $m_v$  تعداد جاگ‌های جاهای خالی ( Vacancy Jogs ) بر واحد طول می‌باشد.

این مدل جهت تحلیل مرحله II کارسختی به کار گرفته شده است. اگر به هنگام افزایش کرنش به مقدار  $d\varepsilon$ ، مقدار  $dN$  حلقه نابجایی از منبع تولید شود که هر کدام دارای شعاع متوسط  $R$  باشند، داریم:

(۲-۵۶)

$$d\varepsilon = b\pi R^2 dN$$

حال اگر فرض کنیم که مقدار لغزش در صفحات ثانویه، "g"، برابر مقدار آن در صفحات اولیه باشد و اگر "m" تعداد جاگ‌ها بر واحد طول باشد خواهیم داشت:

(۲-۵۷)

$$dm = g\pi R^2 dN$$

اما جزء کمی از جاگ‌ها ( $dm_v$ ) از نوع جاهای خالی خواهد بود، لذا:

(۲-۵۸)

$$dm_v = f.dm$$

با توجه به روابط ۲-۵۵ و ۲-۵۷ خواهیم داشت:

(۲-۵۹)

$$d\tau = \alpha G b (f.g) \pi R^2 . dN$$

که با استفاده از رابطه ۲-۵۶ داریم:

(۲-۶۰)

$$\frac{d\tau}{d\varepsilon} = \alpha G (f.g)$$

که در رابطه ۲-۶۰،  $\alpha$  و  $g$  ضرایب ثابت مربوط به نوع نابجایی و مقدار لغزش بوده و  $f$  نسبت تعداد جاگ‌های جاهای خالی به کل جاگ‌ها است. البته نتایج حاصل از آزمایش تا حدودی با تئوری مطابقت دارد (نه کاملاً). این تئوری توانسته است علت تعدادی از پدیده‌های مرحله دوم کارسختی در فلزات FCC را توجیه کند که در ادامه توضیح داده می‌شود:

کارسختی در این مرحله در اثر افزایش دانسیته جاگ‌ها در برابر منبع لغزش اولیه ایجاد گشته و بعد از قفل شدن این منابع خطوط لغزش ایجاد می‌گردند. جاگ‌ها در اثر حرارت فعال شده و این علت کاهش تنش سیلان را با درجه حرارت نشان می‌دهد. البته با توجه به این تئوری مقدار لغزش ثانویه باید نسبتاً زیاد باشد، ضمن اینکه مقدار فاصله لغزش کمتر از مقدار مشاهده شده در عمل می‌باشد. از طرف دیگر همان‌طوری که می‌دانیم بستگی شیب منحنی تنش - کرنش برشی در این مرحله نسبت به جهات کریستالی بسیار کم می‌باشد در صورتی که با توجه به تئوری بالا باید بستگی و تابعیت شدیدی بین آنها وجود داشته باشد. آخرین تئوری هیرش در مورد مرحله دوم کارسختی بر اساس توجیه علمی و منطقه‌ای پدیده‌ای (Phenomenological) است. چون بر پایه لغزش مشاهده شده و زیرساختار دیده شده در الکترون میکروسکوپی استوار است.

همانند سیگر در اینجا نیز فرض بر این است که گروهی از نابجایی‌ها انباشت می‌شوند اما به واسطه لغزش ثانویه که موجب درگیری نابجایی‌ها می‌شود (زیرساختار)، این انباشت آزاد (Relax) می‌گردد. نابجایی‌های درگیر باعث انباشت مجدد نابجایی‌ها شده و از ادامه لغزش ممانعت می‌نمایند. منابع جدید دیگر شروع به فعالیت نموده و دوباره نابجایی در نزدیکی نابجایی‌های درگیر (زیرساختار) انباشت نموده و آنها نیز

مجدداً Relax می‌شوند و موجب تشکیل نابجایی‌های درگیر بیشتر می‌شوند. این فرآیند تشکیل زیرساختار نابجایی می‌باشد. بنابراین تعداد موانع به طور مستقیم با تعداد منابع متناسبند. اگر دانسیته منابع برابر  $N$  باشد و فاصله بین درگیری نابجایی‌ها برابر  $l$  فرض گردد، داریم:

$$(۲-۶۱)$$

$$N \sim \frac{1}{l^3}$$

از طرفی  $\tau$  نسبت معکوس با  $l$  دارد:

$$(۲-۶۲)$$

$$\tau \propto N^{\frac{1}{3}}$$

برای جزء کرنشی  $d\varepsilon$  خواهیم داشت:

$$(۲-۶۳)$$

$$d\varepsilon = L_1 L_2 n b . dN$$

$n$ : تعداد حلقه‌ها و  $L_1$  و  $L_2$ : فاصله لغزش مؤلفه‌های لبه‌ای و پیچی

حال شرایط لازم برای قفل کردن نابجایی با توجه به مدل پیشنهادی حاصل می‌گردد:

$$(۲-۶۴)$$

$$L_1 L_2 R N \sim 1$$

که در این رابطه  $R$  شعاع مانع می‌باشد.

که این  $R$  شعاع مانع جزء  $f$  نابجایی درگیر در میدان تنش یک Pile – up می‌باشد، به صورت:

$$(۲-۶۵)$$

$$R = f . \frac{n . b . G}{2 \pi \tau}$$

با توجه به روابط ۲-۶۲ الی ۲-۶۵ داریم:

$$(۲-۶۶)$$

$$\theta_{II} = \frac{f}{6\pi} G$$

نتایج آزمایش با تئوری فوق تطابق ناچیزی دارد.

## ۷-۲-۱-۲- مرحله سوم کارسختی

مهم‌ترین مشخصه این مرحله کاهش تدریجی سرعت کارسختی به صورت پارابولیک و تمایل آن در درجه حرارت‌های بالا و تنش‌های کم می‌باشد. به طور کلی می‌توان گفت که موانعی که در مرحله دوم ایجاد شده‌اند در این مرحله بی‌اثر می‌شوند. برای آنها دو مکانیزم مستقل پیشنهاد شده است:

(الف) از بین رفتن موانع نابجایی‌های کاترل – لومر غیرمتحرک از طریق ترکیب مجدد نابجایی‌های جزئی تشکیل‌دهنده آن قفل‌ها.

ب) گذشتن نابجایی (دور زدن از موانع موجود در صفحه لغزش) از طریق لغزش متقاطع در صفحاتی که دارای جهات لغزش یکسان با جهات لغزش در صفحه اولیه باشد. سیگر مکانیزم دوم را تأیید و نشان داد که آغاز مرحله سوم با تشکیل باندهای لغزشی موجی شکل همراه می باشد که زمان و موقع تشکیل آنها بستگی به SFE فلز خواهد داشت. مقدار تنش برشی لازم جهت ترکیب دوباره نابجایی های جزئی برابر است با:

(۲-۶۷)

$$\tau = \frac{1}{n} \left( \frac{\sqrt{2}}{4\pi} G - \frac{2\gamma}{b} \right)$$

با قرار دادن مقادیر مربوطه در رابطه ۲-۶۷، تعداد نابجایی های موجود در انباشت قابل محاسبه می باشد. این نتایج با نتایج حاصل از آزمایش انطباق کامل دارند.

## ۸-۲-۱-۲- فلزات هگزاگونال

سیگر نشان داده است که ارتباط تنش سیلان با درجه حرارت نه فقط برای فلزات FCC بلکه برای فلزات HCP نیز صادق است.

$$T \leq T_o \quad \text{برای}$$

(۲-۶۸)

$$\tau(T) = \tau_G + \frac{U_o - KT \ln \left( \frac{NbV_o}{\epsilon^o} \right)}{V}$$

و برای  $T \geq T_o$

(۲-۶۹)

$$\tau(T) = \tau_G$$

در حقیقت در دمایی که این کریستال ها بازیابی می شوند ( $T > -50^\circ C$  برای کادمیم و روی) دانسیته نابجایی ها با افزایش درجه حرارت تمایل به کاهش دارد. در حین تغییر فرم نیز تعادلی بین کارسختی و بازیابی برقرار می شود. در دماهای بالاتر بازیابی عامل مؤثرتری خواهد بود لذا سرعت کارسختی بسیار کاهش می یابد. سرعت کارسختی کریستال های کادمیم و روی نسبت به کریستال های مس و آلومینیم کمتر می باشد. به نظر می رسد که مکانیزم سختی در این فلزات شبیه مرحله یک در کریستال FCC می باشد. لذا نتیجه می گیریم که نابجایی ها حین تغییر فرم فواصل طولانی را طی می نمایند. مات خاطر نشان می سازد که اکثراً نابجایی ها به سطح کریستال می رسند که این ادعا با توجه به اثر لایه سطحی بر کارسختی صحیح می باشد. البته در کریستال های دیگر هگزاگونال مثل تیتانیم و بریلیم مکانیزم کارسختی به این سادگی نبوده که به علت لغزش در صفحات غیرقاعده می باشد. بدون شک برای توجیه مکانیزم های کارسختی در تمام فلزات هگزاگونال اطلاعات وسیع تری مورد نیاز می باشد.



## ۲-۲- مقاومت شدن در اثر تشکیل محلول جامد

قبلاً در فصل گذشته ماهیت میدان کرنش الاستیک نابجایی‌ها مورد بررسی قرار گرفت. اتم‌های محلول به خصوص آنهایی که خیلی کوچک‌تر یا بزرگ‌تر از اتم‌های حلال (اتم‌های زمینه) می‌باشند به صورت مراکز اعوجاج الاستیک عمل می‌نمایند. در نتیجه اندرکنشی بین اتم‌های محلول و حلال به وجود خواهد آمد. البته انواع دیگر اندرکنش از قبیل الکتریکی و شیمیایی نیز ممکن است پدید آید که ذیلاً به طور خلاصه مورد بررسی قرار خواهند گرفت.

### ۱-۲-۲- اندرکنش الاستیک

کاترل و بیلپی برای اولین بار خاطر نشان نمودند که اتم‌های کربن در محلول جامد بین‌نشینی در صورتی که حالت تعادلی موجود باشد به صورت پراکنده و اتفاقی قرار می‌گیرند. با توجه به میدان کرنش الاستیک در اطراف نابجایی (مثلاً کرنش‌های فشاری در بالای خط نقص و کرنش‌های کششی در پایین خط نقص نابجایی‌های ساده مثبت) و وجود میدان کرنش الاستیک در اطراف اتم محلول، حرکت این اتم به طرف نابجایی و قرار گرفتن بر محل مناسب بر روی آن با کاهش انرژی همراه خواهد بود. در حالت محلول بین‌نشین مانند کربن و نیتروژن در آهن، محل مناسب قرار گرفتن اتم، در قسمت تحت کشش نابجایی ساده و در نزدیکی هسته نابجایی خواهد بود (شکل ۳۰-۲-الف).

در صورتی که زمان مناسب برای نفوذ به این‌گونه اتم‌ها داده شود مناطق پرانرژی فوق یکی از مرجح‌ترین محل‌ها جهت قرار گرفتن اتم‌های محلول بین‌نشینی در درجه حرارت‌های کم و محلول رقیق خواهند بود. البته تئوری ارائه شده بیشتر در مورد اتم‌های کربن در آهن فریتی بوده است، ولی می‌توان آنها را به کلیه محلول‌های جامد تعمیم داد. پس به طور کلی می‌توان انتظار داشت که یک اتم محلول جانشینی کوچک‌تر از اتم حلال (زمینه) به قسمت‌های تحت فشار نابجایی متمایل گردد. در صورتی که اتم بزرگ‌تر از اتم حلال به قسمت‌های تحت کشش تمایل بیشتری نشان دهد (شکل ۳۰-۲-ب).

شکل ۳۰-۲

تفاوت بین محلول جامد جانشینی و بین‌نشینی در این است که اتم‌های بین‌نشینی نه تنها ایجاد اعوجاج می‌نمایند بلکه ایجاد اعوجاج شبکه و تترائگونالیته نیز می‌نمایند (آهن  $\alpha$ ).  
اعوجاج تترائگونالیته اجازه اندرکنش با میدان کرنش برشی را می‌دهد و در نتیجه این نوع اتم‌ها می‌توانند اتمسفری در اطراف نابجایی‌های پیچی و لبه‌ای ایجاد نمایند.

#### ۱-۲-۲- محاسبه انرژی کرنش اندرکنش الاستیک

اگر شبکه اتمی حلال (زمینه) را به صورت محیط پیوسته‌ای در نظر بگیریم می‌توان جانشین شدن یک اتم خارجی به جای اتم حلال را با توجه به اختلاف حجمی اتم حل‌شونده و حلال، به کمک تئوری کلاسیک الاستیسیته تحلیل نمود.

اگر  $R > r_o$  که شعاع اتمی حلال و  $r_o$  شعاع اتمی حل‌شونده می‌باشد، مقدار اختلاف تطابق نسبی برابر است با:

$$\varepsilon = \frac{\Delta r_o}{r_o} \quad (2-70)$$

$$\Delta r_o = R - r_o$$

بنابراین می‌توان نوشت:

$$(2-71)$$

$$R = r_o + \Delta r_o = r_o(1 + \varepsilon)$$

با توجه به تئوری الاستیسیته، در مختصات کروی، معادله دیفرانسیل تعادل عبارت است از:

$$(2-72)$$

$$\frac{d^2 U_r}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dU_r}{dr} - \frac{2U_r}{r^2} = 0$$

که در آن  $r$  فاصله از مرکز و  $U_r$  تغییر مکان شعاعی می‌باشند.

با حل معادله ۲-۷۲ خواهیم داشت:

$$(2-73)$$

$$U_r = \frac{C}{r^2} + C'r$$

$C$  و  $C'$  ثوابت معادله می‌باشند.

با در نظر گرفتن اینکه تغییر مکان زمینه (حلال) در اطراف اتم حل‌شونده (محلول) به صورت قرینه می‌باشد، شرایط مرزی عبارتند از:

$$r = \infty \begin{cases} U_r = 0 \\ U_r = \Delta r_o \end{cases}$$

در غیر این صورت  $U_r = \infty$

$$C' = 0$$

$$U_r = \frac{C}{r^2}$$

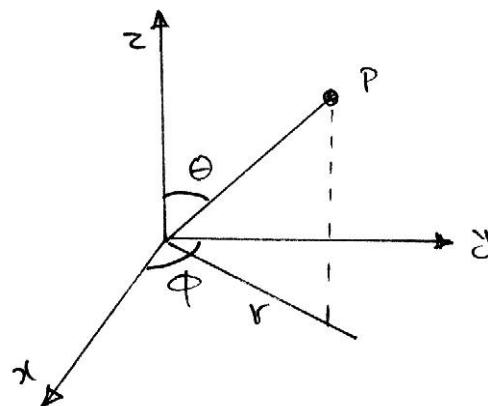
$$\xrightarrow{r=r_o} U_r = \Delta r_o = \frac{C}{r_o^2} \Rightarrow C = \Delta r_o r_o^2$$

$$U_r = \Delta r_o \left( \frac{r_o}{r} \right)^2 \quad (2-74)$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta r_o}{r_o} \Rightarrow U_r = r_o \varepsilon \left( \frac{r_o}{r} \right)^2$$

همان طور که دیده می شود، تغییر مکان به سرعت با  $r$  کاهش می یابد.

به کمک مختصات کروی و با توجه به شکل ۲-۳۱ می توان تغییر مکان ها را در جهات  $r$ ،  $\theta$  و  $\varphi$  به ترتیب با  $U_r$ ،  $U_\theta$  و  $U_\varphi$  نشان داد که البته برای شرایط خاص مورد بررسی که مقدار تغییر مکان ها فقط در جهت شعاعی می باشد (یعنی  $U_\theta = U_\varphi = 0$ ).



شکل ۲-۳۱

مؤلفه های کرنش در این شرایط عبارتند از:

$$\varepsilon_{\varphi\varphi} = \varepsilon_{\theta\theta} = -\frac{\partial U_r}{2\partial r}, \quad \gamma_{r\theta} = \gamma_{r\varphi} = \gamma_{\theta\varphi} = 0, \quad \varepsilon_{rr} = \frac{\partial U_r}{\partial r} \quad (2-75)$$

لذا برای یک کره به اندازه کوچک تر یا بزرگ تر از اتم حلال (زمینه)، با مشتق گرفتن از معادله ۲-۷۵ و جایگزینی در رابطه ۲-۷۴ می توان نوشت:

$$(2-76)$$

$$-\frac{\varepsilon_{rr}}{2} = \varepsilon_{\theta\theta} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = \varepsilon \left( \frac{r_o}{r} \right)^3$$

این یک رابطه کلی بوده و مؤلفه‌های کرنش را هنگام قرار دادن در یک شبکه که اندازه آن کوچک‌تر یا بزرگ‌تر از اتم شبکه یا زمینه می‌باشد نشان می‌دهد. با داشتن مقدار تغییر مکان می‌توان نیروی وارده به نابجایی‌ها را حساب کرد.

## ۲-۲-۲- اندرکنش الاستیک اتم‌های حل‌شونده با نابجایی لبه‌ای

اگر  $\sigma_P$  برابر مؤلفه هیدرواستاتیک میدان تنش یک نابجایی لبه‌ای باشد و  $\Delta V$  تغییرات حجمی حاصل از ورود یک اتم حل‌شونده به شعاع  $R(1+\varepsilon)$  در یک حفره به شعاع  $R$  باشد و اگر  $\varepsilon > 0$  و کوچک باشد، داریم:

(۲-۷۷)

$$\Delta V = 4\pi\varepsilon R^3$$

میدان تنش یک نابجایی لبه‌ای در مختصات استوانه‌ای به صورت زیر است:

$$\sigma_{zz} = -\frac{\nu Gb}{\pi(1-\nu)} \frac{\sin \theta}{r} \quad \sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = -\frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{\sin \theta}{r} \quad (2-78)$$

$$\sigma_{rz} = \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{Gb \cos \theta}{3\pi r} \quad (2-79)$$

$$\sigma_{\theta z} = \sigma_{zr} = 0$$

از طرفی فشار هیدرواستاتیک برابر است با:

(۲-۸۰)

$$\sigma_P = -\frac{1}{3}(\sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta} + \sigma_{zz})$$

و لذا خواهیم داشت:

(۲-۸۱)

$$\sigma_P = \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{Gb \sin \theta}{3\pi r}$$

جهت ارائه این رابطه در مختصات دکارتی می‌توان نوشت:

$$r = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2-82)$$

$$\sin \theta = \frac{y}{(x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}}$$

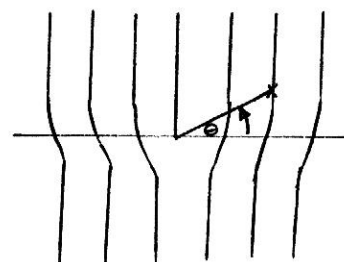
شکل ۲-۳۲ نشان‌دهنده مختصات یک اتم حل‌شونده در میدان کرنش نابجایی می‌باشد. انرژی اندرکنش الاستیک ناشی از عدم تطابق ( $U_{misfit}$ ) برای یک اتم حل‌شونده در  $(r, \theta)$  در حضور یک نابجایی لبه‌ای در  $(0, 0)$  برابر است با:

$$U_{(r,\theta)} = U_{misfit} = \sigma_P \cdot \Delta V = \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{Gb \sin \theta}{3\pi r} 4\pi\varepsilon R^3 = A \frac{\sin \theta}{r} \quad (2-83)$$

که در این رابطه:

(۲-۸۴)

$$A = \frac{4}{3} \frac{1+\nu}{1-\nu} G b \varepsilon R^3$$



شکل ۲-۳۲

البته رابطه ۲-۸۳ برای مقادیر نزدیک هسته نابجایی ( $r \rightarrow 0$ ) مبهم می‌گردد و این نکته از نارسایی‌های رابطه مذکور به شمار می‌رود. چون در این نقاط انرژی اتصال ماکزیمم بوده و دارای مفهوم فیزیکی است. تمایل پیوند در شرایط فوق بیشتر بوده و رابطه یک مقدار تخمینی را به دست می‌دهد.

مقدار  $U$  در نیمه بالایی نابجایی ( $0 < \theta < \pi$ ) برای اتم‌های بزرگ ( $\Delta V > 0$ ) مثبت و در نیمه پایینی منفی می‌باشد. لذا اتم‌های محلول بزرگ‌تر از حلال در قسمت تحت فشار نابجایی دفع شده و تمایل به جذب به قسمت‌های تحت کشش نابجایی را نشان می‌دهد. در اینجا اندرکنش “ $U$ ” برای این نوع اتم‌ها منفی

می‌باشد. با توجه به رابطه انرژی، ماکزیمم انرژی پیوند “ $U_{\max}$ ” در نقطه ( $r = r_o, \theta = \frac{3\pi}{2}$ ) رخ می‌دهد که البته  $r_o \approx 2 \times 10^{-8} \text{ cm}$  می‌باشد.

مقدار انرژی پیوند محاسبه شده و آزمایشی چند محلول در جدول زیر آورده شده است:

آلیاژ	$U_{ev}$ مشاهده شده	$U_{ev}$ محاسبه شده
Cu – Zn	0/12	0/11
Al – Cu	0/3	0/35
Al – Mg	270/2-0/	0/28
Al – Zn	/110/08-0	-
Al – Ge	0/17	0/21
Fe – C,N	0/55	1/0
Ni – H	0/08	-

اگر رابطه ۲-۸۳ را برای یک نابجایی لبه‌ای به صورت زیر نشان دهیم:

(۲-۸۵)

$$U^E = \frac{4(1+\nu)Gb\varepsilon_b \sin \theta R^3}{3(1-\nu)r}$$

که در آن  $U^E$  انرژی مربوط به نابجایی لبه‌ای و  $\varepsilon_b$  برابر است با:

(۲-۸۶)

$$\varepsilon_b = \frac{1}{b} \frac{Db}{dc}$$

C : غلظت اتم حل‌شونده

شکل ۲-۳۳

و بنابراین خواهیم داشت:

(۲-۸۷)

$$U^E = \frac{4(1+\nu)GbR^3}{3(1-\nu)} \times \frac{\sin \theta}{r} \times \frac{1}{b} \frac{db}{dc}$$

عبارت فوق که توسط کاترل به دست آمده بیان‌گر این است که در حضور یک نابجایی لبه‌ای اگر اتم خارجی بخواهد وارد شبکه شود بایستی مقداری کار یا انرژی اضافی مصرف شود که برابر است با  $U^E$ .

### ۳-۲-۲- اندرکنش الاستیک اتم حل‌شونده - نابجایی پیچی

در اینجا به طور تقریب می‌توان گفت که در میدان تنش نابجایی پیچی، مؤلفه تنش هیدرواستاتیک نداریم و لذا اگر فقط از جنبه اختلاف حجم بررسی کنیم اندرکنش بین نابجایی پیچی و اتم حل‌شونده خواهیم داشت. بنابراین در اینجا بایستی اثر عوامل ثانویه مشکل شدن حرکت نابجایی‌ها را در نظر داشت. مثلاً در اطراف هسته نابجایی پیچی، انبساط حجم داریم که ناشی از لغزش لایه‌های متراکم اتمی روی هم‌دیگر است در این صورت مشابه روش کاترل در مورد نابجایی لبه‌ای خواهیم داشت:

(۲-۸۸)

$$\frac{\Delta V}{V} \approx \frac{Kb^2}{4\pi^2 r^2}$$

که این عبارت بیان‌گر کرنش حجمی ناشی از حرکت یک لایه اتمی فشرده روی لایه دیگر در اثر تنش برشی می‌باشد و در آن K ثابت معادله می‌باشد. در نتیجه تنش حاصله عبارت خواهد بود:

$$= P = \frac{\Delta V}{V} \frac{2G(1+\nu)}{3(1-2\nu)} = \Delta.K \quad (2-89)$$

تنش

هیدرواستاتیک

که در آن  $K$  عبارت است از:

$$(2-90)$$

$$K = \frac{2G(1+\nu)}{3(1-2\nu)}$$

بنابرای مقدار کار لازم  $(P.dV)$  جهت قرار گرفتن یک اتم حل‌شونده در نزدیکی نابجایی پیچی  $U^S$  عبارت خواهد بود از:

$$\begin{cases} E_b^S = U^S = P.dV \\ dV = 4\pi\epsilon_b R^3 \end{cases} \longrightarrow U^S = \frac{8\pi G(1+\nu)\epsilon_b R^3}{3(1-2\nu)} \frac{\Delta V}{V}$$

$$\longrightarrow U^S = \frac{2G(1+\nu)}{3\pi(1-2\nu)} \left(\frac{b}{r}\right)^2 KR^3 \epsilon_b \quad (2-91)$$

تصور کنید که یک نابجایی به یک منطقه به پهنای یک فاصله اتمی با مدول برشی  $G_P$  نزدیک بشود. فرض کنید مدول برشی قرینه برابر  $G$  باشد. تصور کنید اگر این منطقه به همان مقدار کرنش کند ( $\gamma$ ) که به صورت داشتن مدول الاستیک  $G$  کرنش می‌شود.

$G_P$  : مدول برشی اتم حل‌شونده

$G$  : مدول برشی حلال (زمینه)

(  $\gamma$  ) کرنش برشی برای اتم حل‌شونده با  $G_P$  و حلال با  $G$  یکسان باشد)

$$\gamma_P = \gamma$$

بنابراین تنش برشی  $\tau$  عبارت است از:

$$(2-92)$$

$$\tau = G_P \gamma$$

همچنین کل کار انجام شده در واحد حجم ( $V_a$ ) برای اتم حل‌شونده برابر است با:

$$(2-93)$$

$$\frac{W}{V_a} = \frac{1}{2} \tau \gamma = \frac{1}{2} G_P \gamma^2$$

بنابراین اختلاف انرژی یا کار ناشی از اختلاف مدول الاستیک اتم حل‌شونده و زمینه عبارت است از:

$$(2-94)$$

$$E_{\Delta G}^S = (G_P - G) \gamma^2 \frac{V_a}{2}$$

اما می‌دانیم که:

$$V_a = \frac{4}{3}\pi R^3 \quad (R: \text{شعاع اتمی}) \quad (2-95)$$

$$\gamma = \frac{b}{2\pi r}$$

بنابراین:

$$(2-96)$$

$$E_{\Delta G}^S = (G_p - G)\gamma^2 \frac{V_a}{2}$$

از طرفی تغییرات مدول برشی نسبت به غلظت ( $\frac{dG}{dC}$ )، برای اتم‌های حل‌شونده با مدول الاستیک  $G_p$  در داخل زمینه‌ای با مدول الاستیک  $G$ ، را می‌توان به صورت زیر نشان داد:

$$(2-97)$$

$$\frac{dG}{dC} = \frac{2(G_p - G)G}{(1 + \alpha)G + (1 - \alpha)G_p}$$

که در آن:

$$(2-98)$$

$$\alpha = \frac{\nu - \frac{1}{5}}{3(1 - \nu)}$$

$$(2-99)$$

$$\nu = 0/2 \longrightarrow \frac{dG}{dC} = \frac{2(G_p - G)G}{G_p + G}$$

اگر

با حل معادله برای  $(G_p - G)$  و جایگزینی در (I) خواهیم داشت:

$$(2-100)$$

$$\Delta U_G = E_G^S = G\varepsilon'_G \frac{b^2 R^3}{6\pi r^2}$$

$r$ : فاصله اتم حل‌شونده تا نابجایی،  $R$ : شعاع اتم حل‌شونده،  $C$ : غلظت اتم حل‌شونده  
که در این معادله:

$$\varepsilon_G = \frac{1}{G} \frac{dG}{dC} = \frac{2(G_p - G)}{G_p + G} \quad (2-101)$$

$$\varepsilon'_G = \frac{\varepsilon_G}{1 - \frac{\varepsilon_G}{2}}$$

رابطه (3-6) که توسط فیشر ثابت شده است بیان می‌کند که انرژی اندرکنش صلبیت (مدولی) بین اتم حل‌شونده و نابجایی متناسب با اختلاف ضرایب بین اتم‌های حل‌شونده و حلال و نسبت عکس با مربع فاصله بین اتم حل‌شونده و نابجایی تغییر می‌کند.



#### ۴-۲-۲- اندرکنش مدولی (صلبیت) حل شونده - نابجایی لبه‌ای

در اینجا با فرض مدول الاستیک برشی  $K_P$  برای اتم حل شونده و  $K$  برای زمینه (حلال) و تکرار روابط قبل

و ضرب آنها در  $(1-\nu)$  به انرژی مربوط به اندرکنش مدولی نابجایی لبه‌ای به صورت زیر خواهیم رسید:

(۲-۱۰۲)

$$E_G^s = \frac{1}{1-\nu} G \varepsilon'_G \frac{b^2 R^3}{6\pi r^2}$$

در اینجا نیز همانند اندرکنش الاستیک، انرژی اندرکنش مدولی نابجایی لبه‌ای بیشتر از پیچی است زیرا:

(۲-۱۰۳)

$$\frac{E_G^E}{E_G^S} > 1$$

#### ۵-۲-۲- اندرکنش الکتریکی

در جامدات یونی اندرکنش شدید الکترواستاتیکی بین اتم‌های محلول و نابجایی به وجود می‌آید. وجود یک نابجایی لبه‌ای در شبکه باعث ایجاد یک افزایش بار منفی یا مثبت محلی می‌گردد. این در تمام نقاط خط نابجایی باعث بروز چنین بارهای مثبت یا منفی می‌شود. لذا نابجایی‌ها، اتم‌های باردار را جذب الکترواستاتیکی می‌نمایند (هم مثبت و هم منفی).

در فلزات تغییرات فشار هیدرواستاتیکی اطراف یک نابجایی لبه‌ای، اثر قابل ملاحظه‌ای بر الکترون‌های هدایتی خواهند داشت. یعنی از قسمت‌های تحت فشار به قسمت‌های تحت کشش متمایل می‌گردند و نتیجتاً باعث ایجاد یک دوقطبی الکتریکی می‌شوند. لذا اتم ناخالصی (محلول) باردار، جذب این دوقطبی می‌گردد با این وجود دو قطبی متناسب با اعوجاج الاستیک ایجاد شده می‌باشد. با افزایش ظرفیت اتم محلول مقدار اندرکنش افزایش می‌یابد.

#### ۶-۲-۲- اندرکنش شیمیایی

همان‌طور که می‌دانیم نابجایی‌ها در کریستال‌های FCC به علت کاهش انرژی تمایل به تجزیه شدن و ایجاد منطقه نقص در چیده شدن دارند. این منطقه نقص در چیده شدن در کریستال‌های FCC از نوع لایه‌های HCP می‌باشد. سوزوکی نشان داده است که تمایل رسوب اتم‌های محلول و یا خارجی بر روی این مناطق نقص، به علت کاهش انرژی زیاد می‌باشد و نتیجتاً وجود همین اختلاف غلظت در منطقه نقص در چیده

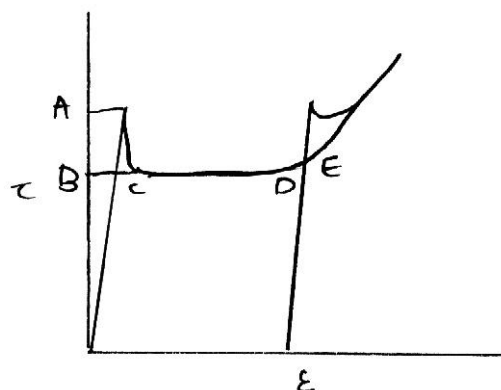
شدن و بقیه شبکه باعث ایجاد اندرکنش نابجایی‌ها با این اتم‌های غیرهمگن می‌گردد لذا حرکت نابجایی‌ها مشکل و کارسختی پدید می‌آید.

#### ۷-۲-۲- پدیده نقطه تسلیم

تا کنون مشاهده رسوب کردن اتم‌های محلول بر روی نابجایی‌ها امکان‌پذیر نگردیده است. اگرچه به نظر می‌رسد با کمک تکنیک‌های پیشرفته در الکترون میکروسکوپی این امر در آینده نزدیک امکان‌پذیر گردد. نتایج آزمایش به طور غیرمستقیم مبین این حقیقت است که نابجایی‌ها و مرزهای فرعی مناطق مرجح جهت رسوب اتم‌های محلول می‌باشند. یعنی تمایل به جوانه‌زنی در این مناطق بیشتر از تمایل به جوانه‌زنی روی فاز دوم است.

یکی از روش‌های به کار رفته در این زمینه آزمایش اصطکاک داخلی و دمپینگ می‌باشد. به طور مثال مشاهده شده که در بسیاری از مواد، نابجایی‌ها فقط به هنگامی که مقداری ناخالصی در ماده موجود باشد به کمک اچ کردن قابل مشاهده‌اند. عموماً یک سیکل عملیات حرارتی مناسب جهت رسوب‌دهی مقدار بیشتری از اتم‌های محلول لازم است.

اگر تک‌کریستال‌های محلول‌های جامد، چه جانشینی و چه بین‌نشینی را در یک دستگاه کشش سخت ( Hard Tensile Machine ) (دستگاه کشش سخت نوعی از دستگاه‌های کشش است که نسبت به افت بار وارده به نمونه بسیار حساس می‌باشد و نقاط تسلیم را که دستگاه‌های دیگر تشخیص نمی‌دهند، ثبت می‌نماید). آزمایش شوند، اکثراً یک نقطه تسلیم در انتهای منطقه الاستیک منحنی تنش - کرنش از خود نشان می‌دهند سپس نمونه به طور ناگهانی تغییر فرم پلاستیک می‌دهد (که با افت تنش همراه است). این مسئله باعث ایجاد یک نقطه تسلیم تیز بالایی (A) و یک نقطه تسلیم پایینی می‌گردد (شکل ۲-۳۴).



شکل ۲-۳۴

در تک کریستال آهن که دارای (۰/۰۰۲-۰/۰۱) درصد وزنی نیتروژن و کربن به صورت محلول جامد باشد و همچنین در چند کریستال آهن نیز نقطه تسلیم مشخص و قوی دیده می‌شود. محلول‌های بین‌نشین دیگر نیز از خود نقطه تسلیم مشخص نشان می‌دهند از جمله کریستال‌های کادمیم و روی دارای نیتروژن و یا برنج -  $\beta$  حاوی نیتروژن.

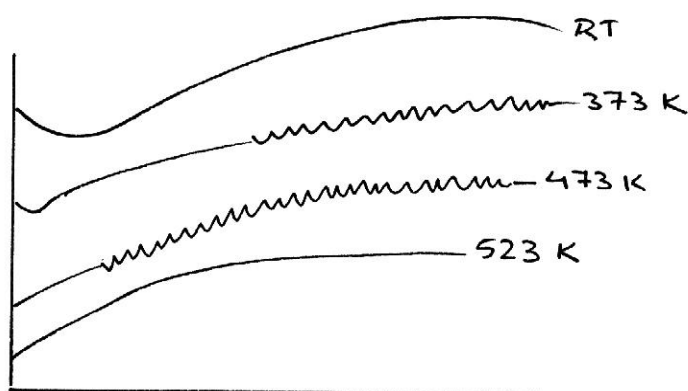
نقطه تسلیم در بسیاری از کریستال‌های محلول جانشینی نیز دیده شده است، اما معمولاً این پدیده در غلظت‌های کم، همانند موارد بین‌نشینی دیده نمی‌شود.

نقطه تسلیم بالایی و پایینی بعضی مواقع منتهی به یک قسمت افقی از منحنی تنش و کرنش می‌گردد که به آن منطقه گسترش سیلان گویند (شکل ۲-۳۴ منطقه CD). در چند کریستال‌های آهن این منطقه به خوبی مشخص بوده و طبق مشاهدات، تغییر فرم در این منطقه به همراه تشکیل باندهای لودر (Lüder) و گسترش آن در سراسر نمونه تحت یک تنش ثابت می‌باشد.

کریستال‌های رقیق، مخصوصاً از نوع جانشینی، معمولاً این پدیده را از خود نشان نمی‌دهند اما در محلول جامدات غلیظ مثلاً در کریستال‌های برنج (۳۰،۷۰) و مس با ۱۰ درصد ایندیم این پدیده از مشخصه‌های رفتار کششی می‌باشد.

اگر پس از تنش‌دهی به کریستالی، پس از نقطه تسلیم بار را از روی نمونه برداریم در بارگذاری مجدد، کریستال نقطه تسلیمی از خود نشان نخواهد داد (نقطه تسلیم مجدد) (شکل ۲-۳۴). از طرفی اگر کریستال برای مدت طولانی در درجه حرارت اتاق و یا برای مدت کمتر در درجه حرارت‌های بالاتر (۵۰-۱۵۰) درجه سانتی‌گراد) نگهداری شود، در کشش مجدد کریستال از خود نقطه تسلیم نشان خواهد داد. این پدیده به پیرسختی مشهور می‌باشد و مربوط به نفوذ اتم‌های محلول و رسوب بر روی نابجایی‌های جدید که در تغییر فرم‌های اولیه به وجود آمده می‌باشد و لذا باعث قفل شدن آنها می‌گردند.

هرچه درجه حرارت تغییر فرم افزایش می‌یابد به مرور نقطه تسلیم تیز از بین رفته و منحنی تنش - کرنش دندانه‌ای شکل می‌شود (شکل ۲-۳۵).



شکل ۲-۳۵

البته این پدیده در محلول‌های جامد غیرآهنی مانند برنج، آلیاژهای مس و آلیاژهای آلومینیم نیز دیده شده است. این پدیده هم در تک کریستال و هم در چند کریستال دیده شده است.

در دماهای مناسب (برای آهن ۳۰۰-۱۰۰ درجه سانتی‌گراد)، اتم‌های محلول به اندازه کافی تحرک دارند تا بتوانند به طرف نابجایی‌ها مهاجرت نموده و در حرکت آنها اختلاف ایجاد کنند.

اگر  $U$  کار انجام شده توسط نابجایی در حضور اتم‌های خارجی باشد، نیرویی به علت وجود این اندرکنش بین نابجایی و اتم خارجی ایجاد می‌شود که تحت آن نیرو اتم‌های خارجی خود را در مکان‌های جدید قرار می‌دهند (به کمک نفوذ اتمی). موقعیت جدید اتمی به روش زیر قابل محاسبه می‌باشد:

فرض کنید  $F_o(C)$  و  $F(C)$ ، انرژی حل شدن اتم حل‌شونده در کریستال بدون نابجایی و با نابجایی باشند (با غلظت  $C$ ).

$$(2-104)$$

$$U = F(C) - F_o(C)$$

اگر  $C$  برابر غلظت تعادلی اتم‌های خارجی در یک نقطه باشد با توجه به ترمودینامیک نفوذ داریم:

$$(2-105)$$

$$\frac{C}{1-C} = \exp\left(\frac{F(C)}{KT}\right)$$

و اگر  $C_o$  برابر غلظت اتم‌های خارجی در نقاط خیلی دور از نابجایی باشد، خواهیم داشت:

$$(2-106)$$

$$\frac{C_o}{1-C_o} = \exp\left(\frac{F_o(C_o)}{KT}\right)$$

بنابراین داریم:

$$(2-107)$$

$$\frac{C}{C_o} \times \frac{1-C_o}{1-C} = \exp\left[\frac{F(C) - F_o(C_o)}{KT}\right]$$

در صورت کوچک بودن  $C$  و  $C_o$  خواهیم داشت:

$$\Rightarrow \frac{W}{KT} = \ln \frac{C}{C_o} \Rightarrow \frac{C}{C_o} = \exp\left(\frac{W}{KT}\right)$$

$$(2-108)$$

$$C = C_o e^{\frac{+W}{KT}}$$

رابطه ۲-۱۰۸ بیان‌گر پخش ماکسول در اطراف نابجایی است. اما در حالت محلول جامد آهن حاوی کربن و نیتروژن به علت باند اتصال قوی آنها، اندرکنش الاستیک به قدری قوی است که حتی در درجه حرارت اتاق نیز  $U$  بسیار بزرگ‌تر از  $KT$  است ( $U \gg KT$ ) لذا اتمسفر ایجاد شده کاملاً فشرده شده و به صورت ردیفی از اتم‌ها در طول هسته نابجایی درمی‌آید. معادله ۲-۱۰۸ را جهت پیش‌بینی درجه حرارتی که پایین‌تر از آن پدیده فوق اتفاق می‌افتد، می‌توان به کار برد.

در یک اتمسفر کاملاً فشرده و منقبض شده ( $U = U_{\max}$  و  $C = 1$ ) با توجه به رابطه ۲-۱۰۸ داریم:

(۲-۱۰۹)

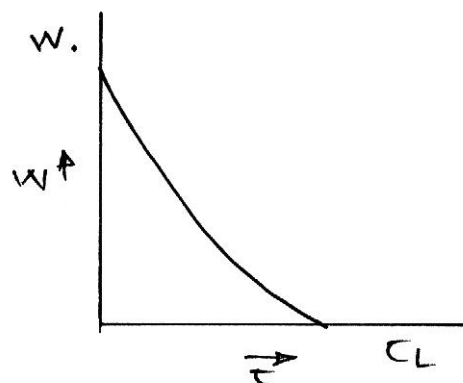
$$T_{crit} = \frac{U_{\max}}{K \ln \frac{1}{C_0}}$$

به طور مثال با مقادیر ( $C_0 = 10^{-4}$  و  $U_{\max} = 0.5 \text{ ev}$ ) مقدار  $T_{crit}$  (درجه حرارت بحرانی) برابر ۷۰۰ کلوین خواهد شد. این بیان گر وجود نقطه تسلیم خیلی مشخص در آهن در دمای اتاق و پایین تر از آن می باشد.

یکی از مهم ترین جنبه های اتمسفر کاترل وابستگی شدید تنش تسلیم به درجه حرارت است، به طوری که تنش تسلیم به سرعت در دماهای پایین افزایش می یابد. در دمای صفر مطلق (صفر کلوین) اتمسفر اتم محلول کاملاً فشرده شده و رسوب می نماید و هیچ گونه کمکی از جانب ارتعاشات حرارتی جهت جدایش نابجایی از اتمسفر رسوب صورت نمی گیرد. لذا تنش لازم جهت کندن نابجایی از ردیف اتمی متصل به آن فوق العاده بالا می باشد. با افزایش درجه حرارت ارتعاشات محلی اتم ها باعث کاهش تنش لازم جهت رهایی نابجایی از اتمسفر خود خواهد شد.

کافی است قسمت کوچکی از خط نابجایی از اتمسفر اتم های محلول رهایی یابد تا موجب رهایی کل نابجایی به طور ناگهانی گردد.

در تحلیل کاترل - بیلبی رابطه بین انرژی اکتیواسون ( $W$ ) و تنش وارده ( $\tau$ ) به صورت منحنی شکل ۲-۳۶ پیش بینی شده است.



شکل ۲-۳۶

آنها نشان دادند که وقتی تنش وارده  $\tau$  به  $\tau_L$  نزدیک می شود، تنش محلی جهت کندن حلقه نابجایی از اتمسفر خود نیازمند انرژی اکتیواسیون به مقدار زیر می باشد:

(۲-۱۱۰)

$$W(\tau) = W_o \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_L} \right)^{\frac{3}{2}}$$

که در این رابطه  $W_o$  برابر انرژی اکتیواسون مورد نیاز در غیاب تنش وارده می‌باشد. احتمال رهایی یک نابجایی از اتمسفر خود یک ارتباط نمایی و به صورت رابطه (۵۰) می‌باشد:

(۲-۱۱۱)

$$\nu = \exp \left( \frac{W(\tau)}{KT} \right)$$

تئوری بر این پایه استوار است که نابجایی تحت تأثیر انرژی حرارتی با فرکانسی در حدود  $\nu \approx 10^{11} \text{ sec}^{-1}$  نوسان می‌نماید. در این صورت تنش لازم جهت آزاد نمودن نابجایی در دمای  $T$  در واحد زمان برابر خواهد بود با:

(۲-۱۱۲)

$$\tau = \tau_L \left[ 1 - \left( \frac{KT}{W_o} \ln \nu \right)^{\frac{2}{3}} \right]$$

رابطه ۲-۱۱۲ وابستگی قوی  $T^{\frac{2}{3}}$  و تنش را نشان می‌دهد. نتایج آزمایش نشان‌دهنده وجود ارتباط شدیدی تنش تسلیم به درجه حرارت می‌باشد. اما این ارتباط همواره از  $T^{\frac{2}{3}}$  تبعیت نمی‌نماید. تئوری‌های جدیدتر نقطه تسلیم علت این پدیده را بیشتر مربوط به ایجاد و تشکیل نابجایی‌های جدید به صورت ناگهانی (بهمن نابجایی) به هنگام تسلیم می‌دانند و نه فقط قفل شدن نابجایی‌ها به وسیله اتمسفر کاترل. تئوری اولیه نابجایی - اتم محلول نیز تا حدی تغییر نموده است ولی ایده قفل شدن نابجایی‌های موجود قبل از سیلان به وسیله اتم‌های محلول هنوز بر جای خود استوار می‌باشد. سرعت کرنش یک کریستال را با توجه به حرکت نابجایی‌ها می‌توان به صورت زیر نشان داد:

(۲-۱۱۳)

$$\dot{\epsilon} = Nvb$$

که در این رابطه  $N$  تعداد نابجایی‌های متحرک بر واحد سطح،  $V$  سرعت متوسط حرکت آنها و  $b$  بردار برگرز می‌باشد. جهت حفظ یک سرعت کرنش معین تعداد  $N$  نابجایی باید با سرعت متوسط  $V$  حرکت نمایند، اما اگر تعداد نابجایی‌ها افزایش یابد (مثلاً دو برابر شود " $2N$ ") سرعت لازم نصف خواهد شد. حال اگر تصور شود که سرعت کمتری با کاهش تنش وارده قابل دستیابی است، می‌توان انتظار داشت که یک افت تنشی در منحنی تنش - کرنش دیده شود.

جانسون و گیلان آزمایش‌های کشش زیادی بر روی کریستال‌های LiF انجام دادند و به کمک روش (etchpits) توانسته‌اند نشان دهند که دو معیار اساسی جهت ایجاد نقطه تسلیم تیز لازم می‌باشد:

۱- افزایش ناگهانی در تعداد نابجایی‌های متحرک

۲- رابطه مستقیم بین تنش و سرعت نابجایی‌ها

آنها نشان دادند که نقطه تسلیم کریستال LiF با افزایش تعداد نابجایی‌های آزاد غیرمشخص‌تر می‌گردد. جهت این کار آنها کریستال LiF را بعد از تسلیم چندین بار بارگذاری مجدد نمودند (شکل ۲-۳۷). نتایج حاصل از منحنی‌های محاسبه شده بر اساس دانسیته مختلف نابجایی‌ها نیز مؤید نظریه فوق بوده است.

دانسیته نابجایی‌های مشاهده شده در مراحل اولیه تغییر فرم و چه به روش حکاکی حفره‌ای (etchpit) و چه از طریق میکروسکوپ الکترونی برای  $\varepsilon < 0.1$  برابر است با:

$$(2-114)$$

$$\rho = \rho_o + C\varepsilon^\alpha$$

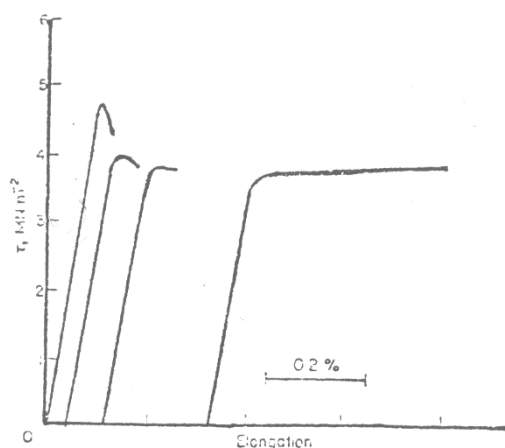
که در این رابطه:

$\rho$  : دانسیته نابجایی

$\rho_o$  : دانسیته نابجایی اولیه ( $10^3 - 10^7 \text{ cm}^{-2}$ )

C : ثابت معادله ( $10^8 \text{ cm}^{-2}$ )

$\alpha$  : ثابت معادله ( $1 \pm 0.5$ )



شکل ۲-۳۷

حال می‌توان سرعت کرنش در نقطه تسلیم بالایی  $\varepsilon_U^o$  و پایینی  $\varepsilon_L^o$  را با توجه به رابطه ۲-۱۱۳ محاسبه نمود.

$$(2-115)$$

$$\varepsilon_U^o = \rho_U V_U b$$

$$(2-116)$$

$$\varepsilon_L^o = \rho_L V_L b$$

که در این رابطه  $\rho_U$  و  $\rho_L$  دانسیته نابجایی‌های متحرک در نقطه تسلیم بالایی و پایینی و  $V_U$  و  $V_L$  سرعت آنها می‌باشند، لذا:

(۲-۱۱۷)

$$\frac{V_U}{V_L} = \frac{\rho_L}{\rho_U}$$

سرعت نابجایی‌ها به تنش بستگی داشته و نشان داده شده است که:

(۲-۱۱۸)

$$V = K\tau^m$$

که  $K$  و  $m$  ثوابت معادله هستند.

(۲-۱۱۹)

$$\frac{\tau_U}{\tau_L} = \left( \frac{\rho_L}{\rho_U} \right)^{\frac{1}{m}}$$

که در رابطه ۲-۱۱۹،  $\tau_U$  و  $\tau_L$  تنش تسلیم بالایی و پایینی هستند.

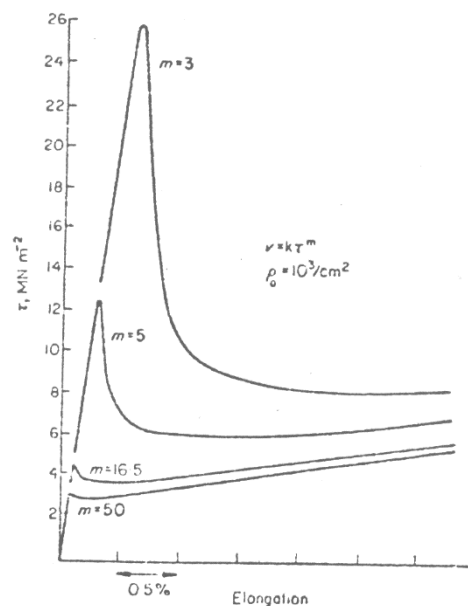
مقادیر  $m$  و  $\rho_U$  مشخص‌کننده مقدار افت تنش در نقطه تسلیم می‌باشند. به هنگامی که  $m$  کوچک باشد

مقدار  $\tau_L$  زیاد بوده و افت تنش در نقطه تسلیم زیاد می‌باشد و برعکس اگر  $m$  بزرگ باشد (مثلاً بین ۱۰۰ تا ۳۰۰)، افت تنش در نقطه تسلیم غیرمحسوس می‌باشد.

در کریستال LiF ( $m \approx 16/5$ ) افت تنش محسوس بوده و نقطه تسلیم کاملاً مشخص می‌باشد. در شکل ۲-۳۸ منحنی‌های تنش - کرنش محاسبه شده برای مقادیر مختلف  $m$  نشان داده می‌شوند. در اینجا دانسیته نابجایی‌های متحرک کم در نظر گرفته شده است. مثلاً در مورد آهن -  $\alpha$  که  $m \approx 35$  می‌باشد، نقطه تسلیم فقط در صورتی که دانسیته نابجایی‌های آزاد کمتر از  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  باشند به طور مشخص و تیز دیده می‌شود. از آنجایی که دانسیته نابجایی‌ها در آهن یا فولاد آنیل شده خیلی بیشتر از مقدار فوق‌الذکر می‌باشد به نظر می‌رسد که اکثر نابجایی‌های اولیه باید آزاد نبوده و به صورت نامتحرک باشند.

مکانیزم فوق‌الذکر ممکن است در یک فلز خالص نیز صورت پذیرد به شرطی که دارای شرایط لازم باشد. اما در هر صورت نتایج آزمایش نشان داده است که تنش تسلیم تیز در فلزاتی دیده می‌شود که اتم‌های محلول قادر به اندرکنش با نابجایی‌ها باشند و یا به علت اندرکنش الکترواستاتیکی نابجایی متحرک اولیه بسیار کمی در جسم موجود باشد به مانند سرامیک‌های کووالانته و الکترووالانته.





شکل ۳۱-۲

با توجه به تئوری‌های جدید به نظر می‌رسد که مهم‌ترین نقش اتم‌های محلول در قفل نمودن نابجایی در تسلیم، اثر آنها در کنترل تعداد نابجایی‌های متحرک می‌باشد. مضافاً آنکه خود مکانیزم قفل شدن اهمیت اساسی و تعیین‌کننده‌ای که در پدیده نقطه تسلیم به آن نسبت داده می‌شود ندارد. قفل شدن نابجایی‌ها ممکن است با رسوب نمودن ذرات و یا اندرکنش الکترواستاتیکی نیز صورت گیرد.

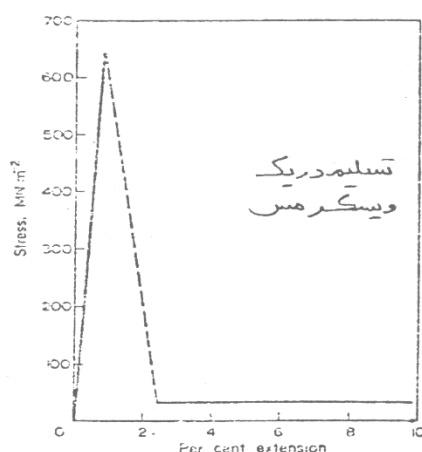
کاترل تأیید نموده است که نقطه تسلیم یک نوع ناپایداری پلاستیکی می‌باشد که معمولاً موقعی قابل ثبت می‌باشد که سرعت کارسختی در منطقه بحرانی کرنش کم باشد. این مسئله نشان می‌دهد که چرا مشاهده نقطه تسلیم در تک کریستال‌های FCC در مقایسه با پلی کریستال‌های FCC راحت‌تر می‌باشد. چون در مقایسه چند کریستال، تک کریستال‌ها در حین تغییر فرم و به هنگام تسلیم، در مرحله I تغییر فرم منحنی تنش - کرنش به سر می‌برند جایی که سرعت کارسختی بسیار کم است. از طرف دیگر چند کریستال‌ها از همان مراحل اولیه تغییر فرم، مراحل دوم و سوم کارسختی را از خود نشان می‌دهند و لذا نقطه تسلیم منحنی بوده و فقط در غلظت‌های زیاد اتم محلول مشاهده می‌شود.

به طور کلی کاترل برای ایجاد نقطه تسلیم ۳ شرط قائل شده است:

۱- دانسیته اولیه نابجایی برابر صفر باشد. در این شرایط با یک کریستال بدون نقص مواجه هستیم که تنش تسلیم آن بسیار زیاد و نزدیک به مقاومت تئوری کریستال می‌باشد و لذا در چنین تنش‌های بالا، نابجایی‌ها شروع به تکثیر نموده و تنش به طور ناگهانی کاهش می‌یابد. این کاهش به حدی است که فقط جهت

حرکت نابجایی‌های به وجود آمده در کریستال لازم باشد. این شرایط بعضی مواقع در کریستال ویسکرز فلزات دیده می‌شود.

۲- دانسیته نابجایی‌ها بیشتر از صفر اما  $N$  تعداد نابجایی‌های متحرک برابر صفر باشد. در این شرایط نابجایی‌ها غایب نبوده اما به وسیله ناخالصی‌ها و یا اتم‌های محلول قفل شده‌اند. نقطه تسلیم یا می‌تواند به صورت آزاد شدن نابجایی‌های قفل شده ایجاد شود (قفل ضعیف) و یا با تولید و تکثیر نابجایی‌های جدید پدید آید (قفل قوی).



شکل ۲-۳۹

۳-  $N > 0$  و تنش با افزایش سرعت نابجایی افزایش می‌یابد. در این شرایط نابجایی‌های متحرک قبل از تسلیم در جسم موجود و به هنگام تسلیم شروع به تولید می‌نمایند. این نوع تسلیم بیشتر در کریستال‌های غیرفلزی دیده شده است.

#### ۸-۲-۲- مقاومت کریستال‌های محلول جامد

تمام اتم‌های محلول‌های جامد باعث افزایش تنش برشی بحرانی نسبت به فلز خالص زمینه می‌شوند. مثلاً دیده شده است که  $\tau_0$  به طور خطی با مقدار روی در برنج  $\alpha$  - افزایش می‌یابد. در  $\text{Cu} - \text{Ni}$  ، ماکزیمم  $\tau_0$  در ۶۰٪ نیکل رخ می‌دهد و در  $\text{Ag} - \text{Au}$  ماکزیمم  $\tau_0$  در ۵۰٪ طلا رخ می‌دهد.

در محلول‌های خیلی رقیق نیز این اثر دیده شده می‌شود. در این موارد مشاهده شده است که اثر مقاوم

شدن خطی می‌باشد. منحنی  $\log \frac{d\tau_0}{dC}$  نسبت به  $\log \Delta D$  خطی می‌باشد ( $\Delta D$  اختلاف در اندازه اتمی محلول و حلال می‌باشد).

فلاشر نشان داده است که  $\frac{d\tau_0}{dC}$  نسبت به  $\varepsilon_s = \varepsilon'_G - 3\varepsilon_b^0$  خطی می‌باشد. در این رابطه  $\varepsilon_b^0$  فاکتور اندازه و  $\varepsilon'_G$  فاکتور مدول الاستیک می‌باشد. نتایج نشان‌دهنده اثر اندازه اتمی و اختلاف صلبیت می‌باشند.

نتایج زیادی نشان می‌دهند که فقط اثر اختلاف اتمی و صلبیت اتم محلول نسبت به حلال تعیین‌کننده مقدار مقاوم شدن نمی‌باشند. مثلاً دیده شده است که در آلیاژهای دوتایی مس، آلومینیم، روی و قلع، تنش تسلیم متناسب با نسبت الکترون به اتم ( $a$ ) می‌باشد. البته نتایج در مورد Cu – Sn صدق نمی‌نماید.

#### ۹-۲-۲- وابستگی $T_0$ محلول‌های جامد به درجه حرارت

- اثر درجه حرارت در تنش سیلان محلول‌های جامد خیلی بیشتر از فلزات خالص است.  
- البته این اثر در محلول‌های غلیظ بیشتر است.  
- به نظر می‌رسد که وابستگی تنش سیلان در مراحل اولیه تغییر فرم (مرحله I) به درجه حرارت (که به وسیله روش تغییر درجه حرارت قبلاً نشان داده شده است) عیناً شبیه وابستگی  $T_0$  محلول‌های جامد به درجه حرارت می‌باشد. این نشان می‌دهد که عامل اصلی در تعیین مقدار  $T_0$ ، تنش اصطکاکی در مقابل نابجایی‌های متحرک می‌باشد، نه تنش لازم جهت رها کردن نابجایی‌ها از موانع که عمدتاً به صورت اتمسفر اتم‌های محلول بر روی نابجایی‌ها می‌باشند.

#### ۱۰-۲-۲- منحنی‌های تنش - کرنش کریستال‌های محلول جامد

در اکثر کریستال‌های آلیاژی، تحول الاستیک به پلاستیک با ایجاد نقطه تسلیم همراه می‌باشد (البته اگر دقت در آزمایش بالا باشد). ایجاد باندهای لودر و تغییر فرم غیرهمگن تحت تنش یکنواخت به مانند فولادها نیز در آلیاژهای تک‌کریستال محلول‌های جامد دیده شده است.  
به نظر می‌رسد که اتم‌های بزرگ‌تری که ایجاد اعوجاج بیشتری در شبکه مس می‌نمایند، باعث افت تنش بیشتری در نقطه تسلیم می‌شوند، مثلاً نقطه تسلیم کریستال مس - ایندیم بیشتر از کریستال مس - روی می‌باشد.

اثر حرارت و بارگذاری مجدد در نقطه تسلیم محلول‌های جامد شبیه محلول جامد آهن - کربن می‌باشد. بعد از نقطه تسلیم کریستال‌های محلول جامد رقیق در حین تغییر فرم مرحله I دامنه زیادی از خود نشان می‌دهند. در کریستال‌های غلیظ‌تر باندهای لودر با اشکال مختلفی بر روی سطح ایجاد گشته و گسترش می‌یابند، دیده شده است که نوع این باندها به جهت کریستالی نمونه مربوط می‌باشند. کریستال‌های نرم باندهای لودر جهت‌دار شدیدی از خود نشان می‌دهند در صورتی که کریستال‌های سخت باندهای ساده‌ای با مقدار تغییر فرم پلاستیک کمتری از خود نشان می‌دهند.

منحنی‌های تنش - کرنش کریستال‌های محلول جامد مانند فلزات خالص از خود سه مرحله را نشان می‌دهند ولی دامنه مراحل یکسان نمی‌باشد. با افزایش محلول جامد دامنه مرحله I افزایش می‌یابد (در این مرحله برای آلیاژ Ni – 20% Co حتی تا ۸۰٪ کرنش مشاهده شده است).

آلیاژ نمودن باعث افزایش تنش برشی بحرانی جهت لغزش در کلیه سیستم‌های ممکن به صورت متناسب می‌گردد لذا برای شروع لغزش ثانویه‌ای که نشان‌دهنده اتمام مرحله I باشد، در مقایسه با فلز خالص نیاز به تنش متمرکز بیشتری می‌باشد.

اگر عامل ایجاد این تنش انباشتگی نابجایی‌ها در سیستم اولیه باشد در نتیجه انباشتگی بیشتری لازم است که فقط با افزایش دامنه مرحله I (در مقایسه با فلز خالص) میسر می‌باشد. معمولاً دیده می‌شود که در کریستال‌های محلول جامد، مرحله II دارای دامنه بلندتری نسبت به فلز خالص می‌باشد. ضمناً ایجاد خطوط لغزش پهن در کریستال محلول جامد نسبت به کریستال‌های فلز خالص مشکل‌تر اتفاق می‌افتد. تأخیر شروع مرحله III را می‌توان به اثر محلول جامد بر انرژی نقص در چیده شدن نسبت داد.

با افزایش اتم محلول، انرژی نقص در چیده شدن کاهش می‌یابد. برعکس فلزات خالص، در کریستال‌های محلول جامد تمایل به خطا در جهت‌گیری لغزش (Over Shooting) بیشتر می‌باشد و این تمایل به حذف مرحله III را افزایش می‌دهد. دلایل این

مسئله عبارتند از:

۱- تأثیر بر SFE

۲- مشکل شدن لغزش در سیستم ثانویه (سختی نهایی)

پدیده دیگر در کریستال محلول‌های جامد، اثر پرتوین - لوشاتلیه است که به نظر می‌رسد این فرآیند با ایجاد جاهای خالی در حین تغییر فرم ترغیب می‌گردد.

#### ۱۱-۲-۲- نابجایی‌ها در محلول‌های جامد

- SFE با حضور عناصر محلول به طور کلی کاهش می‌یابد.

- با افزایش نسبت الکترون به اتم، SFE به صورت نمایی کاهش می‌یابد، در نتیجه اتم‌های محلول دارای ظرفیت بیشتر، اثر بیشتری بر SFE خواهند داشت (با غلظت مساوی محلول).

- به طور کلی با افزایش محلول جامد، نابجایی‌های تجزیه شده به صورت بازتری قرار می‌گیرند.

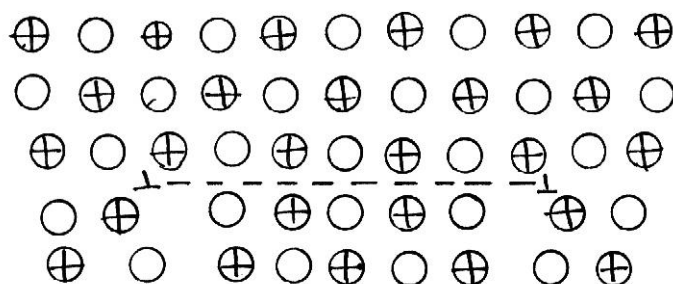
- ساختمان نابجایی‌ها در کریستال‌های محلول جامد تغییر فرم یافته کمابیش مانند فلز خالص می‌باشد با این تفاوت که تعداد دیپل‌ها (Dipoles) کمتر ولی دانسیته حلقه‌های نابجایی کشیده شده بیشتر می‌باشد. ضمن اینکه نابجایی‌ها اکثراً به صورت مستقیم قرار گرفته، در صورتی که در فلزات خالص اکثراً به صورت منحنی می‌باشند چه لغزش در کریستال خالص آسان‌تر می‌باشد.

#### ۱۲-۲-۲- تغییر شکل محلول‌های جامد منظم

در محلول‌های جامد اتم‌های محلول به صورت پراکنده و اتفاقی قرار گرفته‌اند و به این نوع محلول، محلول جامد نامنظم گویند. ولی در بعضی از محلول‌های جامد مخصوصاً آنهایی که دارای ترکیب نزدیک استوکیومتری نظیر AB،  $A_2B$  و ... هستند، در پایین‌تر از یک دمای بحرانی تغییر فازی به همراه تغییر ساختمان و ایجاد یک فوق‌شبکه صورت می‌گیرد.

مثلاً در CuZn با ساختمان BCC ، اتم‌های روی در مراکز سلول اولیه قرار می‌گیرند ولی در  $Cu_3Au$  با ساختمان FCC اتم‌های Cu در وسط وجوه و اتم‌های Au در مراکز مکعب قرار می‌گیرند. تغییر فرم پلاستیک محلول‌های جامد نامنظم به صورتی می‌باشد که قبلاً راجع به آن بحث گردید. ولی در محلول‌های منظم حرکت نابجایی‌ها باعث ایجاد نامنظمی به دنبالشان می‌گردد، که به آن مرز ضد فاز ( Anti – Phase Boundary ) گویند.

نشان داده شده است که از نقطه نظر انرژی، حرکت نابجایی‌ها به صورت گروه‌های دوتایی (جفت) مناسب‌تر می‌باشد. مرز ضد فاز به وسیله این جفت نابجایی محدود شده است. فاصله این جفت نابجایی‌ها معمولاً در حدود ۱۰۰-۲۰۰ آنگستروم می‌باشد. در شکل ۲-۴۰ ساختمان محلول جامد نوع AB دیده می‌شود. ضخامت مرز ضد فاز بستگی به تعادل بین نیروی دافعه نابجایی‌ها و انرژی مرز ضد فاز دارد. رفتار این محلول‌ها از نظر مکانیکی مانند فلز خالص با SFE کم می‌باشد. یعنی لغزش متقاطع در آنها مشکل بوده و شدت کارسختی در آنها خیلی بیشتر از محلول‌های جامد نامنظم می‌باشد. چون حرکت نابجایی‌ها به یکدیگر مرتبط بوده و این نابجایی‌ها نمی‌توانند مستقل از یکدیگر لغزش نمایند.



شکل ۲-۴۰ - یک /برنابجایی در یک شبکه مکعبی منظم /از نوع AB

### ۱۳-۲-۲- تئوری‌های مقاوم شدن بر اثر محلول جامد

به طور کلی تئوری‌های موجود بر مبنای دو طرز فکر استوار است:

- ۱- قفل شدن نابجایی‌های موجود و مشکل شدن شروع حرکت آنها
- ۲- مشکل شدن حرکت نابجایی‌ها به علت اصطکاک ناشی از برخورد نابجایی‌ها با موانع

#### ۱-۱۳-۲-۲- تئوری قفل کاترل

به نظر می‌رسد که اتمسفر کاترل عامل مهمی در ایجاد افزایش تنش سیلان باشد (چه در محلول‌های بین‌نشینی و چه در محلول‌های جاننشینی) (اما عملاً مقدار کمی از سخت شدن ناشی از این مکانیزم می‌باشد).

تئوری مدرن می‌گوید: ضمن قفل شدن نابجایی، به علت ایجاد نابجایی‌های جدید و حرکت آنها سیلان ماده آغاز و ادامه می‌یابد.

حتی اگر عامل تنش تسلیم فقط اتمسفر کاترل باشد، با توجه به مقدار افت تنش پس از تسلیم به نظر نمی‌رسد که عامل اصلی در سخت شدن باشد در نتیجه نیروی اصطکاک عامل اصلی مقاوم شدن می‌باشد. تمام منحنی تنش - کرنش به طور یکنواخت در اثر محلول جامد بالا می‌رود. تنش اصطکاکی با افزایش عناصر مختلف در نقره به طور خطی با افزایش نسبت الکترون به اتم افزایش می‌یابد.

## ۲-۱۳-۲- تئوری اندرکنش شیمیایی

جزئیات تئوری بسیار پیچیده است ولی به طور کلی داریم (از سوزوکی):  
(۲-۱۲۰)

$$\tau_o = \frac{2h}{Vb} HC_o(1 - C_o) \frac{1 - e^{-\frac{H}{RT}}}{1 - C_o \left(1 - e^{-\frac{H}{RT}}\right)}$$

که در آن:

$C_o$  : غلظت متوسط محلول

$\tau_o$  : تنش قفل‌کنندگی ماکزیمم

$V$  : حجم مولکولی (حجم آلیاژ / مول)

$$H = \frac{(\gamma_b - \gamma_a)V}{2h}$$

که در آن:

$h$  : نیم ضخامت نقص

$\gamma_a$  و  $\gamma_b$  : انرژی نقص در چیدن فلزات  $a$  و  $b$

می‌باشند.

$H$  مستقل از درجه حرارت می‌باشد. به نظر می‌رسد اثر قفل‌کنندگی سوزوکی کمتر به درجه حرارت مربوط است و بیشتر تابع غلظت اتمی محلول می‌باشد.

در  $Cu - Ni$  بالای دمای ۵۰۰ کلوین، تنش سیلان مستقل از درجه حرارت می‌باشد و به نظر وی SFE نقش اساسی را ایفا می‌نماید.

در کمتر از ۵۰۰ کلوین حساسیت بیشتر شده و وی این مسئله را به قفل کاترل نسبت می‌دهد که تقریباً وابسته به درجه حرارت است.

اشکال و نقطه ضعف این تئوری مهم می‌تواند مانند ایراد وارد بر تئوری کاترل باشد لذا قفل شدن نابجایی‌های تجزیه شده و امکان تولید نابجایی‌های جدید ایجاد می‌گردد.

### ۳-۱۳-۲-۲- تئوری مات و نابارو

با توجه به این تئوری، مقاوم شدن در اثر اندرکنش نابجایی در حال حرکت با اتم‌های محلول که به صورت پراکنده قرار گرفته‌اند، پدید می‌آید.

اتم‌های محلول ایجاد یک میدان تنش در اطراف خود می‌نمایند که به اختلاف اندازه اتم‌های محلول و حلال بستگی دارد.

با توجه به این تئوری:

$$(۲-۱۲۱)$$

$$\tau_o = G.\theta^2.C$$

که در آن:

C : غلظت اتمی محلول

$$(۲-۱۲۲)$$

$$\theta = \frac{1}{a} \frac{da}{dC}$$

a : فاصله بین اتمی

می‌باشند.

محاسبات دقیق‌تر نشان می‌دهند که:

$$(۲-۱۲۳)$$

$$\tau_o = 2/5 G.\theta^{\frac{4}{3}}.C$$

کاترل نشان داد که این تئوری مقدار تنش بحرانی خیلی بیشتر از مقدار آزمایشی آن پیش‌بینی می‌کند.

### ۴-۱۳-۲-۲- تئوری ترکیب اثر اندازه و صلبیت (فلایشر)

فلایشر نشان داده است در مورد بسیاری از اتم‌های حلال اثر صلبیت خیلی بیشتر از اثر اندازه می‌باشد و

نهایتاً مطابق تئوری او تنش سیلان  $\tau_o$  برابر می‌شود با:

$$(۲-۱۲۴)$$

$$\tau_o = \frac{G\varepsilon_s^{\frac{3}{2}}C^{\frac{1}{2}}}{700}$$

آزمایش‌های زیادی نشان‌دهنده تقریب خوب رابطه بالا می‌باشند.

در رابطه فوق داریم:

$$\varepsilon_s = \varepsilon'_G - 3\varepsilon_b \quad \text{معیاری از اختلاف مدول الاستیک:}$$

البته در رابطه ۲-۱۲۴،  $\tau_o$  نسبت به  $\varepsilon_s$  با توان  $\frac{3}{2}$  هماهنگ است ولی با C همواره رابطه‌ای با توان  $\frac{1}{2}$  ندارد.

### ۳-۲- رسوب‌سختی

اولین مرحله در مقاوم‌سازی یک فلز خالص از طریق آلیاژسازی، تشکیل محلول جامد است. دومین مرحله فوق‌اشباع نمودن محلول جامد می‌باشد و به وسیله عملیات حرارتی مناسب یا پیرسخت کردن حل‌شونده اضافی به عنوان فاز دوم در زمینه رسوب می‌کند. این پروسه به عنوان پیرسختی یا رسوب‌سختی شناخته شده است و می‌تواند در تعداد کثیری از سیستم‌های آلیاژی انجام شود اما رفتار جزئی از یک آلیاژ به آلیاژ دیگر فرق می‌کند. این تغییر رفتار اکثراً به خاطر مورفولوژی و ساختمان واقعی رسوب و ارتباط آن با زمینه است.

به طور کلی یکی از مهم‌ترین روش‌های مقاوم نمودن فلزات و به طور کلی مواد، ایجاد فاز دوم پراکنده در فلز می‌باشد. این کار را به دو روش می‌توان انجام داد:

۱- ایجاد رسوب در فلز به وسیله عملیات حرارتی

۲- پراکنده نمودن فلز دوم در زمینه فلز پایه

چنانکه بعداً خواهیم دید این رسوب‌ها با نابعایی‌های در حال حرکت ایجاد اندرکنش نموده و باعث افزایش مقاومت فلز می‌شوند. افزایش مقاومت به عوامل مختلفی از جمله اندازه، فاصله، نوع، دانسیته رسوب و ... بستگی دارد که در ادامه بحث به آنها اشاره خواهد شد. ابتدا اندرکنش نابعایی‌ها با فاز دوم مورد بحث قرار می‌گیرد و سپس مکانیزم مقاوم شدن در تک‌کریستال‌ها مورد بررسی قرار می‌گیرد.

#### ۱-۳-۲- رسوب‌ها و مناطق ( Zones )

قبل از آغاز بحث اصلی لازم است توضیحی درباره رسوب‌ها و مناطق داده شود.

**تعریف رسوب:** یک فاز کاملاً مستقل از زمینه با ترکیب مشخص است که این رسوبات برحسب نوع ارتباط با زمینه به سه دسته تقسیم می‌شوند:

۱- رسوب‌های هماهنگ (کوهیرنت): رسوباتی که دارای فصل مشترک هماهنگ با زمینه هستند یا به عبارت دیگر یک ارتباط کریستالوگرافیک خاص بین شبکه رسوب و زمینه وجود دارد.

۲- رسوب‌های نیمه کوهیرنت

۳- رسوب‌های غیرکوهیرنت: رسوباتی که دارای فصل مشترک ناهماهنگ با زمینه هستند. به عبارت دیگر یک ارتباط کریستالوگرافیک خاص بین زمینه و رسوب‌ها وجود ندارد. مثل کاربیدها در فولاد و آخال‌ها.

**مناطق ( Zones ):** اندازه این مناطق بین ۲۰۰-۱۰۰ آنگستروم است و ممکن است به صورت دیسکی شکل، کروی شکل یا میله‌ای باشند. این مناطق از اتم‌های حل‌شونده غنی هستند و اتم‌های حل‌شونده به صورت مجتمع به صورت هماهنگ در فصل مشترک با زمینه قرار دارند.

**ذرات پخش‌شونده:** ذراتی که به صورت پراکنده در زمینه هستند و ممکن است خیلی ریز یا بزرگ باشند.

#### ۲-۳-۲- اندرکنش نابعایی‌ها با رسوب‌های فاز دوم



وقتی رسوب‌های ریزی در صفحه لغزش نابجایی موجود باشد موانع جدید بر سر راه حرکت نابجایی‌ها به وجود خواهد آمد. نابجایی‌ها به طور کلی دو نوع رفتار در مقابل رسوب‌ها نشان می‌دهند.

۱- بریدن رسوب‌ها

۲- دور زدن رسوب‌ها

مکانیزم اول عمدتاً در مراحل اولیه پیرسختی به هنگامی که رسوب‌ها دارای فصل مشترک منظم با زمینه هستند فعال می‌باشد در صورتی که مکانیزم دوم معمولاً در رسوب‌های پیرسخت شده، رسوب‌های بزرگ‌تر و یا ناخالصی‌ها به وقوع می‌پیوندد.

### ۳-۳-۲- اندرکنش ذرات و نابجایی‌ها در مقیاس بلند (تئوری مات و نابارو در مورد اندرکنش نابجایی‌ها و رسوب‌ها)

این نوع اندرکنش برای اولین بار توسط «مات و نابارو» مورد بررسی قرار گرفته است. این تئوری بر مبنای تحلیل تنش داخلی ناشی از اختلاف حجم اتمی زمینه و رسوب پایه‌گذاری شده است. یک رسوب کروی در یک زمینه با فصل مشترک کوهیرنت را در نظر بگیرید. اگر حجم اتمی رسوب برابر  $(1+\delta)^3$  و حجم زمینه ۱ فرض شود در صورتی که  $\delta$  مثبت باشد، رسوب تحت تنش هیدرواستاتیکی فشاری قرار خواهد داشت و پارامتر شبکه آن به  $\varepsilon$  کاهش خواهد یافت در این صورت  $\varepsilon < \delta$ . بنابراین  $\varepsilon$  برابر فاکتور عدم انطباق انقباضی رسوب و زمینه خواهد بود.

$$\varepsilon = \frac{\Delta r_o}{r_o} \quad (\text{فاکتور عدم انطباق})$$

$r_o$ : شعاع رسوب (فاز دوم) می‌باشد.

در شرایط فشار هیدرواستاتیکی خواهیم داشت:

$$(\text{حجم اتمی رسوب} / \text{حجم اتمی}) = \left( \frac{1+\varepsilon}{1} \right)^3 \quad (2-125)$$

زمینه

اگر  $U_r$  برابر تغییر مکان زمینه در فاصله  $r$  از مرکز رسوب باشد می‌توان معادله تغییر مکان در حالت تقارن کروی را به صورت زیر نوشت (نحوه به دست آوردن معادله در مبحث محلول جامد بحث شده است):

(2-126)

$$U_r = C_r + \frac{C'}{r^2}$$

$$\text{اگر } r > r_o \Rightarrow U_r = \varepsilon r_o \left( \frac{r_o}{r} \right)^2$$

$$\text{اگر } r < r_o \Rightarrow U_r = \varepsilon r$$

اگر  $B$  برابر مدول حجمی و  $E$  مدول یانگ و  $\nu$  عدد پواسون زمینه باشد، کرنش در رسوب به صورت فشار هیدرواستاتیک یکنواخت باشد خواهیم داشت:

(۲-۱۲۷)

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{(1+\delta)^3 - (1+\varepsilon)^3}{1} \approx 3(\delta - \varepsilon)$$

از مرتبه‌های بالاتر  $\delta$  و  $\varepsilon$  به علت کوچکی آنها صرف‌نظر شده است. تنش فشاری در رسوب به صورت زیر می‌باشد:

$$\sigma_P = \text{تغییرات حجمی} \times \text{مدول حجمی} = B \frac{\Delta V}{V} \approx 3B(\delta - \varepsilon) \quad (2-128)$$

کرنش‌های شعاعی و پیرامونی را در مختصات کروی به صورت زیر می‌توان نوشت:

(۲-۱۲۹)

$$\varepsilon_{rr} = \frac{\partial U_r}{\partial r} = -2\varepsilon \left( \frac{r_o}{r} \right)^3$$

(۲-۱۳۰)

$$\varepsilon_{\theta\theta} = \varepsilon_{\phi\phi} = -\frac{1}{2}\varepsilon_{rr} = -\frac{1}{2}\frac{\partial U_r}{\partial r} = \varepsilon \left( \frac{r_o}{r} \right)^3$$

اگر  $\sigma_r$ ،  $\sigma_\theta$  و  $\sigma_\phi$  برابر مؤلفه‌های تنش مربوطه باشد با توجه به قانون هوک برای اجسام ایزوتروپ می‌توان نوشت:

$$\varepsilon_{rr} = \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_\phi)] \Rightarrow -2\varepsilon \left( \frac{r_o}{r} \right)^3 = \frac{1}{E} (\sigma_r - 2\nu\sigma_\theta) \quad (2-131)$$

$$\varepsilon_{\theta\theta} = \frac{1}{E} [\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_\phi)] \Rightarrow \varepsilon \left( \frac{r_o}{r} \right)^3 = \frac{1}{E} [\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_\phi)] \quad (2-132)$$

و اما چون تنش به صورت هیدرواستاتیک یکنواخت می‌باشد، پس:

(۲-۱۳۳)

$$\varepsilon_{\theta\theta} = \varepsilon_{\phi\phi} = \varepsilon_{rr}$$

اما در سطح رسوب  $r = r_o$  و تنش شعاعی باید برابر فشار در رسوب باشد یعنی  $\sigma_P = \sigma_r$  و لذا با توجه به معادلات ۲-۱۲۸، ۲-۱۳۱ و ۲-۱۳۲ خواهیم داشت:

(۲-۱۳۴)

$$\varepsilon = \frac{3B\delta}{3B + \left[ \frac{2E}{1+\nu} \right]}$$

مقدار کرنش در زمینه در یک فاصله معین  $R$  از مرکز رسوب برابر است با:

(۲-۱۳۵)

$$\varepsilon = \left( \frac{r_o}{R} \right)^3$$

در رابطه مذکور  $\varepsilon$  بستگی به جنس رسوب و زمینه داشته و به آن کرنش عدم تطابق گویند.  
 حال تک کریستالی دارای  $N$  ذره به شعاع  $r_o$  در واحد حجم را در نظر بگیرید. اگر  $R$  برابر نیم فاصله بین ذرات باشد خواهیم داشت:

واحد حجم	تعداد ذره
۱	$N$
$(2R)^3$	۱

(۲-۱۳۶)

$$(2R)^3 = \frac{1}{N} \Rightarrow R = \frac{1}{2} N^{-\frac{1}{3}}$$

می توان مقدار کرنش برشی متوسط ( $\gamma_m$ ) را حساب نمود:

(۲-۱۳۷)

$$\gamma_m = \varepsilon \frac{r_o^3}{r^3} = \frac{\varepsilon r_o^3}{\left[ \frac{1}{2} \left( N^{-\frac{1}{3}} \right) \right]^3} = 8 \varepsilon r_o^3 N$$

اگر  $f$  نسبت حجمی رسوب باشد داریم:

(۲-۱۳۸)

$$f = \frac{\frac{4}{3} \pi r_o^3 N}{1}$$

با توجه به روابط ۲-۱۳۷ و ۲-۱۳۸ می توان نوشت:

(۲-۱۳۹)

$$\gamma_m = 8 \varepsilon r_o^3 \frac{f}{\frac{4}{3} \pi r_o^3} \approx 2 \varepsilon f$$

و لذا تنش برشی لازم جهت سیلان آلیاژ برابر خواهد بود با:

(۲-۱۴۰)

$$f_y = \gamma_m G \approx 2 G \varepsilon f$$

$G$  : مدول برشی

مکانیزم اول عموماً در مراحل اولیه پیرسختی به هنگامی که رسوب‌ها دارای فصل مشترک منظم با زمینه هستند فعال می‌باشد در صورتی که مکانیزم دوم معمولاً در مورد رسوب‌های پیرسخت شده، رسوب‌های بزرگ‌تر و یا ناخالصی‌ها به وقوع می‌پیوندند.

#### ۴-۳-۲- تئوری مات و نابارو در مورد آلیاژ پیرسخت شده

اولین تئوری در این زمینه توسط مات و نابارو ارائه گردیده است.

وجود موانع به فاصله  $r$  از یکدیگر باعث افزایش تنش سیلان به مقدار  $\tau_o$  می‌شود:

$$(2-141)$$

$$\tau_o = \frac{Gb}{r}$$

اگر  $\Lambda$  برابر فاصله متوسط بین رسوب‌ها باشد (به  $\Lambda$  طول موج میدان تنش داخلی نیز می‌گویند):  
در محلول‌های جامد  $r \gg \Lambda$

و اما در مورد آلیاژهای شامل فاز دوم و یا رسوب موارد زیر را می‌توان در نظر گرفت:

۱- ( $r \approx \Lambda$ ) در این حالت آلیاژ سخت‌شونده در ماکزیمم تنش تسلیم خود قرار دارد و تنش زیادی جهت عبور نابجایی از بین رسوب‌های نزدیک به هم مورد نیاز است. در این حالت:

$$(2-142)$$

$$\tau_o = 2G\epsilon f$$

$\epsilon$ : فاکتور عدم تطابق ( Misfit Factor )

$$(2-143)$$

$$f = \frac{4}{3}\pi r^3 N$$

از طرفی داریم:

$$(2-144)$$

$$\Lambda = \frac{\alpha Gb}{\tau_o}$$

بنابراین فاصله متوسط رسوبی که دارای بیشترین اثر مقاوم شدن می‌باشد:

$$(2-145)$$

$$\Lambda_c = \frac{\alpha b}{2\epsilon f}$$

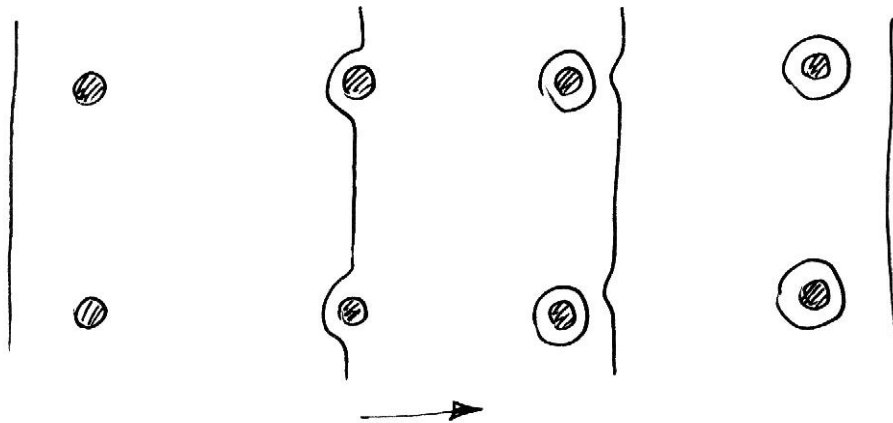
با جایگذاری در رابطه بالا، تنش‌های تسلیم بسیار زیادی به واسطه ایجاد رسوب و یا فاز دوم در یک فلز قابل دسترسی می‌باشد ( $\sim 10^{-2} G$ ). در این حالت مقدار فاصله بحرانی ذرات در حدود ۵۰-۱۰۰ آنگستروم می‌باشد. در این حالت به نظر می‌رسد که تسلیم در اثر گذشتن نابجایی از رسوب‌ها اتفاق نیفتاده بلکه بریدن یا شکستن رسوب‌ها به وسیله نابجایی‌ها عامل تسلیم می‌باشد.

۲-  $(r \ll \Lambda)$  در این حالت پیرسختی کامل تر شده و ذرات بزرگ تر و با فاصله بیشتری از یکدیگر قرار گرفته‌اند. تصور می‌شود تحت این شرایط نابجایی‌ها بهتر بتوانند دور رسوب خم شده و لذا تنش تسلیم پایین تر باشد. تنش سیلان تنشی است که نابجایی‌ها احتیاج دارند تا نیم‌دایره‌هایی به شعاع  $\frac{1}{2}\Lambda$  ایجاد نمایند. یعنی:

(۲-۱۴۶)

$$\tau_o = \frac{2\alpha G b}{\Lambda}$$

اوروان با توجه به مدل شکل ۲-۴۱ روشی را جهت محاسبه تنش تسلیم پیشنهاد نمود:



شکل ۲-۴۱

(۲-۱۴۷)

$$\tau_o = \tau_s + \frac{T}{\frac{b\Lambda}{2}}$$

که در آن:

$T$ : نیروی کشش نابجایی‌ها

$\tau_s$ : مؤلفه تنش برشی زمینه

می‌باشند.

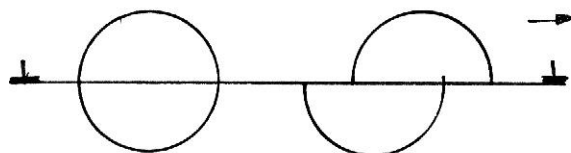
در مدل بالا اندرکنش نابجایی‌ها با رسوب‌های دارای فصل مشترک غیرکوهیرنت در نظر گرفته شده است، لذا در مورد آلیاژهای پیرسخت شده و رسوبات مجتمع (Cluster) نیز صادق می‌باشد.

### ۵-۳-۲- بریده شدن مناطق و یا رسوب‌ها به وسیله نابجایی

به طور کلی دیده شده است که مناطق و رسوب‌های دارای فصل مشترک کوهیرنت می‌توانند به وسیله نابجایی‌ها بریده شوند. البته اگر تنش وارده به اندازه کافی بالا باشد در نتیجه کار لازم جهت عبور

نابجایی‌های اولیه از این رسوب در تعیین تنش سیلان بسیار مهم است. «کلی» و «نیکلسون» نشان داده‌اند که مقاومت در مقابل برش به فاکتورهای مختلفی بستگی دارد:

- ۱- برخورد و واکنش نابجایی‌ها با میدان تنش اطراف رسوب
  - ۲- اگر رسوب دارای شبکه ساختاری منظمی باشد، برای ایجاد فصل مشترک نامنظم در صفحه لغزش نیاز به کار داریم (تنش اضافی).
  - ۳- اختلاف اندازه شبکه رسوب و زمینه که موجب پدیده آمدن نابجایی ناشی از عدم تطابق می‌گردد. این نابجایی در فصل مشترک ایجاد می‌شود و اندازه بردار برگرز این نابجایی در فصل مشترک برابر اختلاف بردار برگرز در زمینه و رسوب ( $b_m - b_p$ ) می‌باشد.
  - ۴- اختلاف بین مدول الاستیک زمینه و رسوب (در رابطه مات  $G$  ثابت نمی‌باشد).
  - ۵- اختلاف حجم اتمی و در نتیجه تولید تنش‌های هیدرواستاتیکی
- «کلی» و «فاین» یک تنش تسلیمی تخمین زده بودند وقتی که ذرات با نظم داخلی با بریده شدن به وسیله نابجایی‌ها به صورت غیر منظم درآمدند.



شکل ۴۲-۲

فرض کنید که فصل مشترک ایجاد شده جدید دارای انرژی  $\gamma_p$  بر واحد سطح باشد.

$\pi r_i^2$  : سطح تقریبی فصل مشترک تشکیل یافته جدید

$r_i$  : شعاع متوسط ذرات فصل مشترک

حالا یک ناحیه اضافی در اثر بریده شدن رسوب‌ها به وجود آمده (فصل مشترک ذره - ماتریس). انرژی این

ناحیه را  $\gamma_p$  بر واحد سطح در نظر می‌گیریم.

$2r_i b$   $\approx$  ناحیه اضافی

یک نابجایی روی واحد سطح صفحه لغزش جابجا شده و کار انجام داده است و این کار باعث افزایش انرژی به اندازه  $\Delta E$  می‌شود وقتی که ذرات بریده می‌شوند.

(۲-۱۴۸)

$$\Delta E = n(\pi r_i^2 \gamma_p + 2r_i b \gamma_s)$$

$n$  : تعداد ذرات موجود در واحد سطح صفحه لغزش

$\tau_o$  : تنش اعمالی لازم برای حرکت یک نابجایی برابر است با:

(۲-۱۴۹)

$$\tau_o = \frac{n}{b} (\pi r_i^2 \gamma_P + 2 r_i b \gamma_S)$$

(۲-۱۵۰)

$$n = \frac{3f}{2\pi r^2}$$

f: حجم نسبی ذرات

با جایگذاری n در رابطه بالا داریم:

(۲-۱۵۱)

$$\tau_o = \frac{f\gamma_P}{b} + \frac{3}{\pi} \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{f\gamma_S}{r}$$

$\gamma_S$ : انرژی فصل مشترک رسوب - زمینه (نامنظم)

r: شعاع متوسط ذرات رسوب

$\gamma_P$ : انرژی فصل مشترک رسوب رسوب (منظم)

(۲-۱۵۲)

$$r_i = \sqrt{\frac{2}{3}} r$$

اگر  $\gamma_P \gg \gamma_S$  باشد در نتیجه  $\tau_o \geq \frac{f\gamma_P}{b}$  و مستقل از شعاع رسوب (R) خواهد بود. اگر ذرات به صورت

غیرمنظم باشند  $\gamma_P = 0$  و انرژی جدیدی جهت ایجاد بی‌نظمی در صفحه لغزش لازم نمی‌باشد.

(۲-۱۵۳)

$$\tau_o \geq \frac{\sqrt{6}}{\pi} \frac{f\gamma_S}{r}$$

### ۶-۳-۲- اندرکنش نابجایی‌ها با رسوب‌های غیرهماهنگ

وقتی اختلاف ساختمان رسوب با زمینه به حالت غیرکوهیرنت رسید، نابجایی دیگر نمی‌تواند به وسیله برش عبور نماید و مجبور خواهد شد تا رسوب‌ها را دور بزند (به مکانیزم اوروان رجوع کنید).

مطالعات جامع‌تر بر روی تئوری اوروان با توجه به حرکت نابجایی‌ها به صورت دسته‌جمعی بیان‌گر آن است که هر بار که نابجایی از یک دسته رسوب عبور نماید یک حلقه بر اطراف آن به جا می‌گذارد و چون نابجایی‌ها اکثراً به صورت دسته‌جمعی از منبع خارج می‌شوند پس از مدتی تعداد زیادی حلقه در اطراف این رسوب‌ها باقی می‌ماند. به علت نیروی دافعه این نابجایی‌ها در فاصله معین از یکدیگر به صورت انباشت درمی‌آیند و به همین دلیل در کریستال پیرسخت شده کارسختی به طور ناگهانی و در مراحل اولیه تغییر فرم، افزایش می‌یابد (این مسئله در کلیه آلیاژهای سخت‌شونده آلومینیم دیده شده است).

$$\frac{NGb}{r} \simeq \text{تنش برشی ناشی از} \quad (2-154)$$

حلقه‌ها

N : تعداد حلقه نابجایی در اطراف رسوب

r : شعاع رسوب

افزایش تنش ناشی از برخورد نابجایی‌ها با رسوب برابر است با:

$$(2-155)$$

$$\tau_p = af^{\frac{3}{2}}$$

که در آن:

$$f = \left( \frac{r}{\Lambda/2} \right)$$

نسبت حجمی رسوب‌ها

$\Lambda$  : فاصله متوسط رسوب‌ها

آنسل و لنل نشان دادند که تغییر فرم پلاستیک زیادی پس از شکسته شدن رسوب‌ها در اثر تمرکز تنش وارده از اطراف حلقه‌های نابجایی در کریستال به وجود خواهد آمد:

$$(2-156)$$

$$\tau_o = \tau_s + \frac{G'}{4a} \left( \frac{f^{\frac{1}{3}}}{0.82 - f^{\frac{1}{3}}} \right)$$

a : ضریب ثابت

$G'$  : مدول برشی ذرات

$\tau_s$  : تنش تسلیم زمینه در غیاب رسوب

تئوری فوق تا حدود زیادی مکانیزم مقاوم شدن در این مورد را روشن می‌سازد ولی اشکال این است که تغییر فرم پلاستیک قبل از شکسته شدن ذرات در فرمول منظور نشده است که عملاً در تعدادی از سیستم‌های رسوبی و دوفازی دیده شده است.

### ۷-۳-۲- تئوری‌های جدید اثر ذرات بر کارسختی سیستم

در اثر حضور ناخالصی‌ها مقاومت کریستال و سرعت کارسختی افزایش می‌یابد. شکل منحنی تنش - کرنش نیز تغییر کرده و ممکن است به صورت سهمی شکل درآید.

#### ۱-۷-۳-۲- مدل محیط پیوسته



در این تئوری انواع ساختار کریستالی در نظر گرفته نشده است. ماتریس به صورت یک محیط پیوسته دارای مقداری ناخالصی در نظر گرفته شده است. نتیجه ساده این مدل وابستگی مقاومت مکانیکی به جزء حجمی ناخالصی می باشد یعنی ذرات بزرگ دارای همان اثر چندین ذره کوچک می باشند که البته این نتیجه گیری صحیح نمی باشد. از طرف دیگر این تئوری قادر به تحلیل افزایش شدید کارسختی در اثر حضور ذرات فاز دوم ریز نمی باشد.

### ۲-۷-۳-۲- تئوری «Pray – Hart – Fisher»

در این تئوری ماهیت کریستالوگرافی لغزش مورد بررسی قرار گرفته است و در این تئوری فرضیات زیر در نظر گرفته شده است:

۱- نابجایی هایی که در تغییر فرم شرکت می کنند محدود به یک سری صفحات لغزشی موازی در نظر گرفته شده اند.

۲- نابجایی ها با توجه به مکانیزم «اوروان» می توانند از بین ذرات مقاوم عبور نمایند. بنابراین لغزش محدود به یک گروه موازی صفحات لغزشی می باشد که توسط ناخالصی ها با ممانعت مواجه می شوند. وقتی  $N$  نابجایی منطقه ای از صفحه لغزش را جارو می کنند  $N$  حلقه نابجایی در اطراف هر ذره باقی خواهند ماند. این حلقه های نابجایی باعث ایجاد میدان تنشی در مقیاس بلند می شوند که از ادامه عملکرد منبع نابجایی جلوگیری می نمایند. افزایش کارسختی در یک آلیاژ غیرهمگن پلاستیک کاملاً مربوط به این تنش برگشتی می باشد.

اشکالات این تئوری این است که از اثر لغزش در سیستم های لغزش دیگر صرف نظر گردیده است. در کرنش کم این تئوری مقدار کارسختی را با دقت مناسبی ارائه می دهد ولی در کرنش های بزرگ جایی که تنش های وارده امکان شکست ذره را زیاد می نمایند، دقت آن بسیار کم است.

### ۲-۷-۳-۳- تئوری Ashby

وجود لغزش در سیستم های ثانویه باعث تجمع نابجایی ها در زمینه خیلی سریع تر از حالت یک ماده بدون ذرات، در موقع تغییر فرم همگن می شود. در این حالت ادامه لغزش مشکل تر شده و کارسختی سریع تر افزایش می یابد.

### ۲-۷-۳-۸- منحنی تنش – کرنش آلیاژهای پیرسخت شده

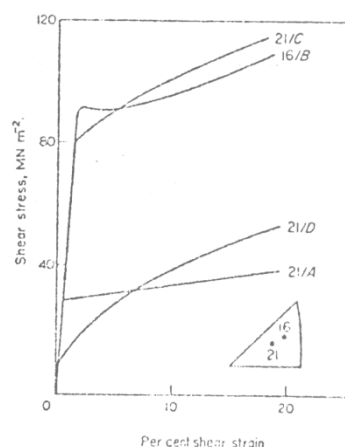
با استفاده از کریستال های  $Al - 3/5\%Cu$  دارای جهات کریستالی یکسان در شرایط (محلول جامد، پیک منحنی، پیرسخت شده) نتایج زیر حاصل گردیده است:

اولاً تغییرات شدید در منحنی دیده می شود:

حالت Solution Treat (محلول جامد) از خود مرحله یک زیادی نشان می دهد در صورتی که منحنی تنش – کرنش در کریستال دیگر به صورت پارابولیک می باشد.

نتایج آزمایش دیگری در مورد چهار کریستال  $Al - 4/5\%Cu$  در شرایط مختلف زیر در شکل ۲-۴۳ نشان داده شده است:

- ۱- سریع سرد کردن محلول فوق اشباع.
- ۲- پیرسختی به مدت ۲ روز در  $130^\circ C$  درجه سانتی‌گراد و تشکیل مناطق GP1 به قطر ۱۰۰ آنگستروم بر روی صفحات  $\{100\}$  زمینه.
- ۳- پیرسختی به مدت ۲۷/۵ ساعت در  $190^\circ C$  درجه سانتی‌گراد و تشکیل مناطق GP2 و رسوب‌های  $\theta'$  که نتیجه آن ایجاد ماکزیمم سختی می‌باشد.
- ۴- حالت پیرسخت شده، آرام سرد کردن از  $350^\circ C$  درجه سانتی‌گراد و تشکیل رسوب‌های درشت  $Al_2Cu$  در ماتریس تهی شده از محلول.



(A) سریع خنک شده

Over aged (B)

(C) ۲ روز در  $130^\circ C$  GP1 ←

(D) ۲۷/۵ ساعت در  $190^\circ C$  GP2 ←

شکل ۲-۴۳

مسئله جالب ترکیب اثر محلول جامد و رسوب پیرسختی می‌باشد.

آلومینیم خالص دارای  $\tau_0$  حدود  $1MNm^{-2}$  با توجه به شکل ۲-۴۳ در اثر محلول جامد این تنش به  $30MNm^{-2}$  می‌رسد. پس از سخت شدن در اثر عملیات حرارتی این سختی به  $80MNm^{-2}$  می‌رسد. که این نشان‌دهنده اثر محلول جامد، مناطق کوهیرنت، رسوب‌های نیمه‌کوهیرنت و غیرکوهیرنت بر مقاوم شدن می‌باشد. محلول جامد فوق‌اشباع در این درجه حرارت مانند اثر محلول‌های جامد باعث افزایش مرحله I می‌گردد و تنش تسلیم تیز مشخص می‌شود. خطوط لغزش مشاهده شده نازک و از مشخصه‌های لغزش مرحله I می‌باشند.

منحنی‌ها مانند قبل نسبت به جهت کریستالی حساس می‌باشند.

کریستال سخت شده در  $130^\circ C$  درجه سانتی‌گراد دارای تنش تسلیم خیلی بالاتر بوده و از خودش پدیده تسلیم به همراه منطقه پلاستیک ناهمگن نشان می‌دهد. کارسختی بعد از نقطه تسلیم نسبتاً کم می‌باشد و قابل مقایسه با حالت محلول فوق‌اشباع می‌باشد.

این نشان می‌دهد که پس از اینکه تنش برشی به مقدار  $\tau_{CROSS}$  رسید، مناطق به وسیله نابجایی‌ها بریده شده (قطع شده) و سپس آلیاژ به صورت یک محلول جامد عمل می‌نماید.

کریستالی که در پیک سختی قرار گرفته است، اگرچه اغلب دارای تنش تسلیم کمتری نسبت به کریستال سخت شده در ۱۳۰ درجه سانتی‌گراد می‌باشد، اما با سرعت بیشتری کارسخت شده و منحنی تنش - کرنش آن به صورت سهمی شکل می‌باشد.

با توجه به اینکه خطوط لغزش بلند دیده نمی‌شود و خطوط لغزش جدید مشاهده شده است. ماهیت این خطوط لغزش نشان می‌دهد که مکانیزم لغزشی متفاوتی در مقایسه با حالت محلول جامد و یا کریستال سخت شده در ۱۳۰ درجه سانتی‌گراد حاکم می‌باشد. در بعضی از فلزات این خطوط لغزش در کرنش‌های کوچک غیر قابل تشخیص می‌باشند. این شواهد نشان می‌دهد که نابجایی‌ها در این شرایط فاز دوم را قطع ننموده که ایجاد خطوط لغزش قابل تشخیص بنمایند و به جای آن فاز دوم را دور زده و از آن عبور نموده که این باعث ایجاد غیریکنواختی در حرکت نابجایی شده است. روشن شده است که این مکانیزم شامل مقاوم شدن در مورد فازهای غیرکوهیرنت مثلاً آلیاژ پیرسخت شده  $Al - Cu$  می‌باشد. همچنان که دیده می‌شود کارسختی پس از نقطه تسلیم شدیداً افزایش می‌یابد (در مقایسه با سه حالت دیگر عملیات حرارتی شده)؛  $(Cu - Be)$  و  $(Al - Ag)$ . در سیستم‌های سختی‌رسوبی شونده دیگر نیز چنین نتایجی گزارش شده است؛  $(Cu - Al)$  و  $(Cu - Co)$ .

تک کریستال‌های حاوی مناطق GP رفتارشان در مرحله I شبیه فلزات خالص بوده اما تنش تسلیم آنها بالاتر می‌باشد. البته باید توجه شود که آزمایش‌ها باید در دماهای پایین انجام گیرد، که از رسوب به هنگام تغییر فرم جلوگیری شود. با ایجاد رسوب  $(\theta')$  منحنی کارسختی دارای شیب بیشتری شده و مقاومت به صورت سهمی شکل افزایش می‌یابد.

### ۹-۳-۲- منحنی‌های تنش - کرنش کریستال‌های دارای رسوب کوهیرنت

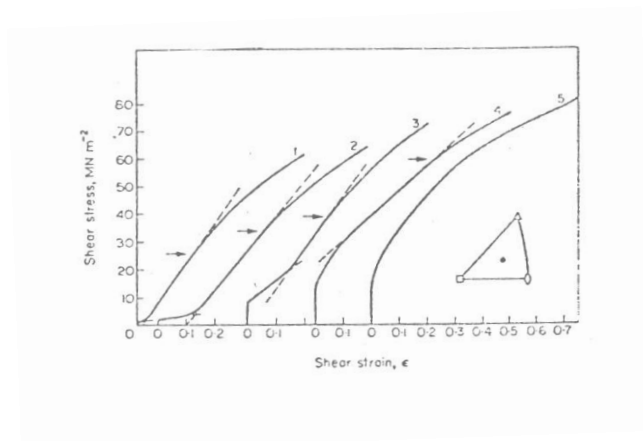
آلیاژ پیرسخت شده  $Al - Cu$  مثالی از این گونه می‌باشد. البته در سیستم‌های دیگر نیز می‌توان رسوب‌های غیرکوهیرنت پیدا کرد، مثل  $Cu_9In_4$  در سیستم  $Cu - In$  یا اکسیدها در سیستم اکسیداسیون داخلی و ....

در این موارد رسوب‌ها باعث سختی پراکندگی می‌شوند و در حقیقت فرآیند تشکیل رسوب باعث سختی‌پذیری نمی‌باشد بلکه پخش فاز دوم باعث افزایش استحکام می‌گردد. سرعت کارسختی در این شرایط بسیار زیاد می‌باشد.

مطالعات اخیر بر روی کریستال‌های مس به وسیله Ashby و Ebeling که اکسیداسیون داخلی شده (با ایجاد  $SiO_2$  به صورت رسوب پراکنده) نشان داده است که دامنه مرحله I کارسختی با افزایش درصد حجمی  $SiO_2$  کاهش می‌یابد و کارسختی شدیداً افزایش نشان می‌دهد.

(۱) مس خالص

(۲) مس خالص اکسیداسیون شده و بعد دی‌اکسید شده  $f = 0$



$$f = 0.33 \times 10^{-2} \quad (3)$$

$$f = 0.66 \times 10^{-2} \quad (4)$$

$$f = 1 \times 10^{-2} \quad (5)$$

شکل ۴۴-۲

### ۱۰-۳-۲- نیاز هندسی و تجمع آماری نابجایی‌ها

دو علت برای تجمع نابجایی‌ها به هنگام کرنش‌دهی یک ماده وجود دارد:

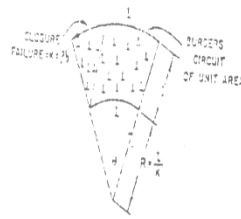
۱- به علت نیاز به سازگاری بین قسمت‌های مختلف کریستال.

۲- به علت اندرکنش دوجانبه نابجایی‌ها با یکدیگر.

لغزش غیریکنواخت در کریستال لازمه‌اش تجمع نابجایی‌ها به قسمی می‌باشد که کرنش در کل کریستال سازگار باشد. فرض بر این است که به هنگام تغییر فرم پلاستیک هیچ حفره‌ای در جسم ایجاد نشده (پارگی ایجاد نشده) و همچنین انتقال ماده توسط نفوذ امکان‌پذیر نباشد (مانند خزش در دمای بالا). به دو مثال زیر توجه کنید:

۱- **خمش پلاستیک:** فرض کنید نمونه‌ای به ضخامت  $l$  تحت خمش قرار گرفته است. در اثر خمش، قسمت بیرونی (بالایی) نمونه افزایش طول می‌یابد و در اثر این عمل کرنش‌های غیرهمگنی در کریستال به وجود می‌آید.

برای آنکه سازگاری کرنش حفظ شود مقداری نابجایی باید در قسمت‌های بالایی به وجود آید. به این نابجایی‌ها، نابجایی‌های هندسی گویند. البته هیچ فرقی با نابجایی‌های معمولی ندارند و تنها در اثر نیاز سازگاری کرنش به وجود آمده‌اند. در خمش پلاستیک کریستال بدون نیاز به تنش‌های در مقیاس بلند با افزودن دانسیته نابجایی‌ها  $\rho$  می‌تواند به طور پلاستیک خم شود. با توجه به شکل ۴۵-۲ داریم:



شکل ۲-۴۵

(۲-۱۵۷)

$$R\theta = 1$$

از طرفی خمیدگی برابر است با:

(۲-۱۵۸)

$$K = \frac{1}{R}$$

بنابراین:

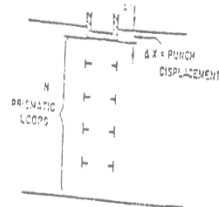
(۲-۱۵۹)

$$\theta = \frac{1}{R} = K$$

(۲-۱۶۰)

$$K = \rho b$$

(۲-۱۶۱)



$$(R+1)\theta = 1 + \rho b$$

۲- فشار توسط سمبه استوانه‌ای جهت تولید حلقه‌های نابجایی: در این شرایط رابطه بین تغییر مکان پرس و تعداد حلقه‌های نابجایی (N) به صورت زیر می‌باشد:

شکل ۲-۴۶

(۲-۱۶۲)

$$-Nb = \Delta x$$

با افزایش N مقدار تنش‌های داخلی کاهش می‌یابد. در هر دو حالت یک رابطه هندسی ساده بین تغییر فرم (تعریف شده توسط K یا  $\Delta x$ ) و تعداد نابجایی‌ها ( $\rho$  یا N) به دست می‌آید. این نابجایی‌ها جهت قبول کرنش توسط جسم یا کمترین تنش داخلی لازم می‌باشد. این نابجایی‌ها را نابجایی‌های هندسی (نابجایی‌های سازگاری) گویند.

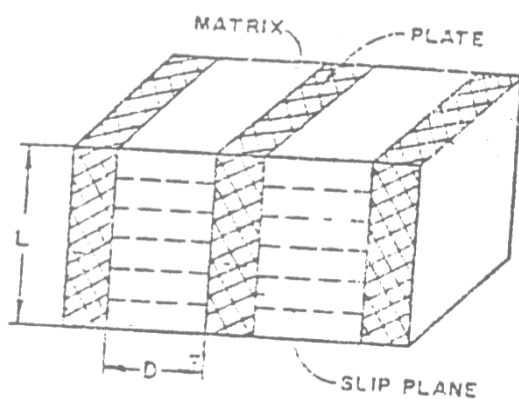
در تغییر فرم همگن در کشش ساده، نابجایی‌های هندسی وجود ندارند البته نابجایی‌های زیادی در تغییر فرم پلاستیک یک جسم همگن ایجاد می‌شوند ولی ایجاد کارسختی نیز می‌نمایند ولی الزاماً از نوع هندسی نیستند. به این نابجایی‌ها، نابجایی‌های انباشت استاتیکی گویند.

در خمش پلاستیک هر دو نوع نابجایی تولید می‌گردد و همواره  $\rho_G < \rho$  می‌باشد چون شعاع خمش محدود می‌باشد. اما در اثر وجود آخال (ناخالصی) امکان ایجاد شیب کرنشی بسیار شدید موجود می‌باشد و لذا امکان دارد که  $\rho_G = \rho$  گردد.

### ۱۱-۳-۲- تجمع نابجایی‌ها در اثر ناخالصی‌های صفحه‌ای

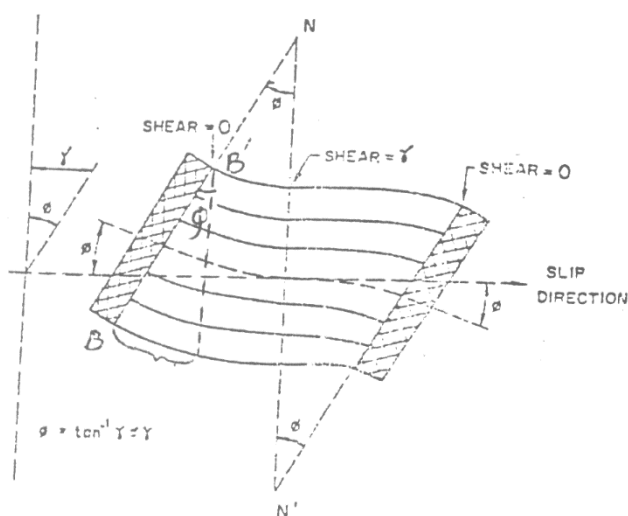
تغییر فرم کریستال دارای ناخالصی‌ها به صورت غیرهمگن می‌باشد حتی وقتی که کریستال کلاً به طور یکنواخت تغییر فرم دهد (مانند حالت کشش ساده).

یک کریستال ایده‌آل حاوی ناخالصی صفحه‌ای خیلی بزرگ را در نظر بگیرید. فرض کنید ناخالصی به زمینه کاملاً چسبیده باشد (شکل ۴۷-۲) و فرض کنید زمینه قابل تغییر فرم پلاستیک باشد و هیچ نابجایی نتواند به فصل مشترک زمینه و ناخالصی نفوذ کند.



شکل ۴۷-۲

تغییر فرم این کامپوزیت تحت تنش برشی را مورد بررسی قرار می‌دهیم (شکل ۴۸-۲) یعنی بعد از تغییر فرم پلاستیک شکل b حاصل می‌شود. مقدار متوسط خمش زمینه برابر خواهد بود با  $2\rho D$  که توسط  $X - Ray$  می‌توان این را ثابت کرد.



شکل ۴۱-۲

مقدار چرخش شبکه را می‌توان مستقیماً به دانسیته نابیجایی‌های هندسی مربوط نمود. اگر مدار بردار برگرز  $BB'NN'$  را رسم نماییم، مشاهده می‌کنیم با توجه به اینکه قبل از تغییر فرم پلاستیک  $NN'$  و  $BB'$  موازی بوده‌اند و حالا زاویه  $\varphi$  با یکدیگر می‌سازند، لذا:

$$\frac{1}{2}DL = \text{مساحت بردار برگرز و } D \text{ فاصله بین صفحات می‌باشد.}$$

$\varphi L$ : منطقه خمش پلاستیک ماکزیمم، بنابراین تعداد نابیجایی‌ها در منطقه خمش پلاستیک ماکزیمم برابر

$$\frac{\varphi L}{b} \text{ می‌باشد، از طرفی } \rho b = \varphi L. \text{ لذا دانسیته متوسط نابیجایی‌ها در مرکز مدار برابر خواهد بود با:}$$

(۲-۱۶۳)

$$\bar{\rho}_G = \frac{\frac{\varphi L}{b}}{\frac{1}{2}DL} = \frac{2\varphi}{Db}$$

اگر فرض کنیم  $\varphi \approx \gamma$  که البته این فرض برای کرنش‌های مهندسی تا حدود ۰/۴ صحیح می‌باشد می‌توان نوشت:

$$(۲-۱۶۴)$$

$$\bar{\rho}_G = \frac{2\gamma}{Db}$$

قسمت دیگر کریستال نیز دارای همین مقدار نابیجایی ولی با بردار برگرز مخالف می‌باشد و لذا تعداد کل نابیجایی‌ها بستگی به کرنش برشی  $\gamma$  و فاصله بین صفحات ( $D$ ) خواهد داشت و البته ممکن است تا سه سیستم لغزش در کریستال فعال باشد اما منطقه خمش پلاستیک یکسان خواهد بود ولی تعداد نابیجایی‌ها

ممکن است بیشتر شود مثلاً  $(\frac{4\gamma}{Db})$  ولی همواره بستگی به  $\gamma$  و  $D$  خواهد داشت. با کاهش مقدار  $D$  می‌توان دانسیته نابیجایی‌های هندسی را به قدری بالاتر برد که مقدار آنها تعیین‌کننده شود.

## ۱۲-۳-۲- تجمع نابیجایی‌ها به علت حضور ذرات هم‌محور

یک المان ماتریس را به شکل مکعب دارای ذره غیر قابل تغییر فرم در نظر بگیرید. رفتار این مکعب را تحت تنش‌های برشی ( $\gamma$ ) بررسی می‌کنیم:

- ۱- ذره را از داخل المان برداشته و المان را تحت تغییر فرم برشی قرار می‌دهیم.
- ۲- حال ذره غیر قابل تغییر فرم را در داخل حفره قرار می‌دهیم. با توجه به سازگاری کرنشی لازم است که حفره دوباره تغییر فرم داده تا بتواند ذره را در خود جای دهد. حال دو راه جهت گذاشتن ذره در داخل این حفره موجود است:

الف) با وارد کردن تغییر فرم برشی در جهت عکس به حفره به مقدار  $\gamma$ . این تغییر مکان‌ها باعث ایجاد  $n$  حلقه نابیجایی در اطراف ذره می‌گردد. با توجه به شکل ۲-۴۹ داریم:

(۲-۱۶۵)

$$n = \frac{2r\gamma}{b}$$

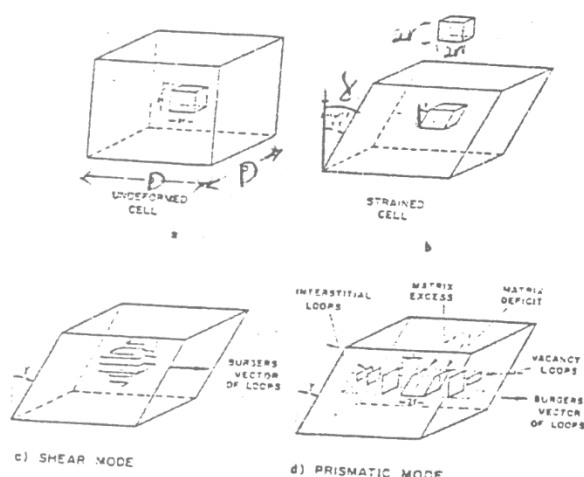
که در این رابطه  $2r$  برابر اندازه ذره بوده و  $b$  بردار برگرز می‌باشد.

ب) حلقه‌های نابجایی فرانک بین‌نشین و جاهای خالی می‌توانند با افزودن ماده به یک طرف و برداشتن از طرف دیگر شکل مورد نیاز به وجود آورند. با توجه به شکل هندسی حفره دیده می‌شود که حجم ماده‌ای که در قسمت چپ ذره باید برداشته شود برابر است با:

(۲-۱۶۶)

$$\Delta V = \frac{1}{2} V_p \gamma$$

که در این رابطه  $V_p$  حجم ذره می‌باشد.



شکل ۲-۴۹

این مقدار ماده ( $\Delta V$ ) باید به صورت حلقه‌های بین‌نشین نابجایی با بردار برگرز نابجایی برابر نابجایی موجود در صفحه لغزش اولیه به حفره وارد شود. در قسمت راست ذره به همان مقدار ماده وارده در قسمت چپ از حفره برداشته شود (توسط حلقه‌های نابجایی جاهای خالی). لذا تعداد کل حلقه‌ها به ازای هر ذره برابر خواهد بود با:

(۲-۱۶۷)

$$n = \frac{V_p \gamma}{2r^2 b}$$

که  $2r^2$  برابر سطح متوسط حلقه‌ها می‌باشد (حلقه‌ها دارای اندازه یکسان نمی‌باشند) و لذا می‌توان نوشت:

(۲-۱۶۸)

$$V_p = (2r)^3 8r^3$$

بنابراین:



(۲-۱۶۹)

$$n = \frac{4r\gamma}{b}$$

از طرفی داریم:

(۲-۱۷۰)

$$N_P = \frac{f}{\frac{4}{3}\pi r^3}$$

که  $f$  جزء حجمی ذرات می باشد.

و برای ذره مکعبی شکل خواهیم داشت:

(۲-۱۷۱)

$$N_P = \frac{f}{8r^3}$$

$N_P$  : تعداد ذرات

لذا تعداد حلقه های نابجایی هندسی مورد نیاز برابر است با:

(۲-۱۷۲)

$$\bar{N}_G = nN_P = \frac{4r\gamma}{b} \times \frac{f}{8r^3}$$

یعنی:

(۲-۱۷۳)

$$\bar{N}_G = \frac{1}{8r} \times \frac{4f\gamma}{br}$$

از آنجایی که حلقه ها یک اندازه نیستند پیرامون متوسط حلقه ها را برابر  $4r$  در نظر می گیریم و باید متوسط آن را در نظر گرفت یعنی دانسیته حلقه های نابجایی هندسی برابر خواهد بود با:

(۲-۱۷۴)

$$\bar{\rho}_G \approx \frac{2f\gamma}{br}$$

این نابجایی ها و نابجایی های معمولی فرقی ندارند ولی به هنگامی که این نابجایی ها در کریستال ایجاد می شوند سازگاری بدون ایجاد مقدار زیادی خمیدگی حاصل می شود، لذا نقاط مربوط به روش Laue از خود حالت asterism نشان نمی دهند. در نمونه  $\text{Cu} - 30\% \text{Zn}$  دارای ذرات  $\text{Al}_2\text{O}_3$  تعدادی حلقه های فرانک در اطراف آلومینا در کرنش های کم ( $\gamma = 1\%$ ) و حلقه های پریزما تیک در کرنش های بیشتر مشاهده شده است.

۱۳-۳-۲- منحنی تنش - کرنش کریستال های حاوی ناخالصی

به طور کلی می‌توان گفت که  $\tau_o$  بستگی به  $G$ ،  $b$  و  $\bar{\rho}$  دارد و تنها رابطه غیر ابعادی (دیمانسیون) بین آنها برابر

$$\frac{\tau}{G} = C(b^2 \bar{\rho})^m$$

می‌باشد.

از طرفی نیروی اندرکنش بین نابجایی‌ها متناسب با  $b^2$  می‌باشد لذا:  $tb \propto b^2$  در نتیجه  $\tau \propto b$ .  
 با مقایسه این دو رابطه خواهیم داشت:  $m = \frac{1}{2}$  پس:  $\tau = CGb\sqrt{\bar{\rho}}$  و با در نظر گرفتن تنش اصطکاکی (به طور تقریب برابر تنش میدان زمینه) و همچنین تنش‌های داخلی می‌توان نوشت:

(۲-۱۷۵)

$$\tau = \tau_o + CGb\sqrt{\bar{\rho}}$$

مقدار  $C$  به طور تقریب برابر  $0.25$  می‌باشد.

### ۱-۳-۲- رابطه تنش - کرنش

همان طوری که دیدیم تجمع نابجایی‌ها در اثر ذرات صفحه‌ای به صورت زیر می‌باشد:

(۲-۱۷۶)

$$\bar{\rho}_G = \frac{4\gamma}{Db}$$

و با توجه به اینکه  $\tau = \tau_o + 0.25Gb\sqrt{\bar{\rho}}$  و وقتی که  $\bar{\rho}_G = \rho$  باشد خواهیم داشت:

(۲-۱۷۷)

$$\tau = \tau_o + 0.5G\sqrt{\frac{b\gamma}{D}}$$

که در این رابطه  $\gamma$  برابر کرنش برشی مهندسی و  $D$  فاصله بین ذرات صفحه مانند و  $G$  مدول برشی زمینه می‌باشد. برای ذرات هم‌محور قبلاً دیدیم که:

$$\left. \begin{aligned} \bar{N}_G &= \frac{f\gamma}{2br^2} \\ \bar{\rho}_G &= \frac{4f\gamma}{br} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \tau = \tau_o + C'Gb\sqrt{\bar{N}_G r} = \tau_o + C'Gb\sqrt{\bar{\rho}}$$

(۲-۱۷۸)

و اگر  $C = C' = 0.5$  و  $\bar{\rho} = \bar{\rho}_G$  در نظر بگیریم خواهیم داشت:

(۲-۱۷۹)

$$\tau = \tau_o + 0.5G\sqrt{\frac{f\gamma b}{2r}}$$

### ۱۴-۳-۲- اثر پخش (پراکندگی) بر تنش تسلیم

قبلاً مکانیزم اوروان، آنسل و لنل را در رابطه با اثر فاز دوم پراکنده در مقاوم نمودن و اثر فاصله ذرات و درصد حجمی را بر تنش تسلیم مطالعه نموده‌ایم. حال به بررسی برخی از نتایج می‌پردازیم:

اشبی تنش تسلیم کریستال‌های مس - سیلیسیم، مس - آلومینیم و مس - بریلیم را که اثر اکسیداسیون داخلی حاوی ذرات پراکنده  $SiO_2$  (کروی)،  $BeO$  و  $Al_2O_3$  (غیرکروی) در زمینه مس بودند را مورد بررسی قرار داده است. با کمک روش‌های الکترون میکروسکوپی و با اندازه‌گیری ذرات اکسید  $f$  و فاصله متوسط آنها  $\Lambda$  را از رابطه زیر محاسبه نمود:

(۲-۱۸۰)

$$f = \frac{r^2}{\left(\frac{\Lambda}{2}\right)^2}$$

با استفاده از رابطه اوروان و با در نظر گرفتن اثر شعاع ذره ( $R$ ) و فاصله متوسط آنها ( $\Lambda$ ) رابطه زیر را جهت محاسبه تنش تسلیم پیشنهاد نمود:

(۲-۱۸۱)

$$\tau_o = \tau_s + \frac{Gb}{4\pi} \phi \ln \left( \frac{\Lambda - 2r}{2b} \right) \frac{1}{\frac{\Lambda - 2r}{2}}$$

آزمایش‌های بسیار زیادی در مورد سیستم‌های دیگر با پراکندگی ذرات فاز دوم انجام گرفته و اکثراً مدل‌هایی شبیه به مدل اوروان را جهت محاسبه تنش تسلیم مورد بررسی قرار داده‌اند. «گناسر» و دیگران روی فولادهایی فریتی کار کردند و نشان دادند که:

(۲-۱۸۲)

$$\sigma = -A \log \lambda + B$$

$\lambda$ : فاصله بین ذرات کاربید در زمینه فریت

رابطه مذکور مستقل از اندازه و شکل ذرات می‌باشد.

«شاو» و همکارانش در رابطه با نمونه  $Al - Cu$  بیش از حد پیرسخت شده نشان دادند که:

(۲-۱۸۳)

$$\log \sigma = -A \log \lambda + B$$

«آنسل» نشان داد که:

(۲-۱۸۴)

$$\sigma = Ae^{-B\lambda} + C$$

تعداد دیگری از محققین فاصله بین دانه‌ای  $D_s = \lambda d$  را در رابطه‌شان دخالت دادند مثل آقایان «مات» و «نابارو» که نشان دادند که:

(۲-۱۸۵)

$$\sigma = K \sqrt{D_s}$$

ولی «اوروان» نشان داد که:

(۲-۱۸۶)

$$\sigma = K \frac{1}{D_s}$$

«فیشر» نشان داد که:

(۲-۱۸۷)

$$\sigma = K f^{\frac{3}{2}}$$

$$f = \frac{r^2}{\left(\frac{\Lambda}{2}\right)^2}$$

که در آن  $r$  شعاع رسوب و  $\Lambda$  فاصله متوسط رسوب‌ها می‌باشد.

تعداد دیگری از تحلیل‌گران، انباشت نابجایی‌ها در مقابل ذرات و شکستن آنها توسط نابجایی‌ها را معیاری جهت مقاوم شدن قلمداد نموده‌اند. در این تئوری  $\tau = n\sigma$  می‌باشد که در این رابطه  $n$  تعداد نابجایی‌ها در انباشت و  $\tau$  تنش وارده در انباشت بر ذره می‌باشد.

از طرفی نشان داده‌اند که:

(۲-۱۸۸)

$$n = \frac{2D_s\sigma}{Gb}$$

که  $D_s$  فاصله بین ذره‌ای و  $G$  مدول برشی می‌باشد.

لذا تنش وارده به ذره برابر خواهد بود با:

(۲-۱۸۹)

$$\tau = \frac{2D_s\sigma^2}{Gb}$$

آلیاژ سختی‌رسوبی شونده موقعی تسلیم می‌شود که تنش برشی وارده به ذره برابر تنش شکست ذره باشد.

از طرفی  $\sigma_F$  تنش شکست ذره را می‌توان متناسب با مدول برشی ذره دانست، یعنی:

(۲-۱۹۰)

$$\sigma_F = \frac{G^*}{C}$$

لذا برای محاسبه تنش تسلیم خواهیم داشت:

$$\Rightarrow \text{(تنش تسلیم)} \quad \sigma = \sqrt{\frac{G^*Cb}{2D_sC}} \quad (۲-۱۹۱)$$

$$\tau = \sigma_F$$

C : مقدار ثابت

اگر ذره تغییر فرم دهد باید تنش لازم برای تغییر فرم را هم در نظر گرفت.

### ۱۵-۳-۲- تأثیر دما روی تغییر شکل کریستال‌های آلیاژی پیرسخت شده

دیده شده است که در کریستال‌های پیرسختی شده به صورت آهسته  $Al - 2\%Cu$  (درصد اتمی) دارای مناطق GP1، تنش تسلیم به طور محسوسی به دما وابسته است، در صورتی که تنش تسلیم کریستال‌های پیرسخت شده برای پیک سختی نسبت به دما خیلی غیر حساس هستند. «Byrne» و همکارانش وابستگی دمایی تنش برشی بحرانی کریستال‌های  $Al - 1/7\%Cu$  را در محدوده وسیعی از دما از ۴ تا ۴۰۰ کلوین آزمایش کرده بودند. کار اینها نشان می‌دهد که وابستگی دمایی  $\tau_o$  برای کریستال‌های دارای مناطق GP1 و GP2 خیلی بیشتر از  $\theta'$  و  $\theta$  است (شکل ۵۷-۲).

«like Wise» وابستگی دمایی تنش بحرانی را برای کریستال‌های  $Al - 5\%Zn$  و  $Al - 6\%Ag$  که دارای مناطق GP بودند نشان داد. دانستن این نکته جالب است که کریستال‌های پیرسخت شده‌ای که تحت عملیات Reversion (یک عملیات جزئی در یک دمای بالاتر بعد از پیرسخت شدن در دمای پایین که منجر به کاهش اندازه منطقه می‌شود) قرار گرفته‌اند  $\tau_o$  وابستگی دمایی بیشتری را نشان می‌دهد. این نتایج می‌تواند به وسیله کمک اکتیواسیون حرارتی به نابجایی‌ها در هنگام برش ذرات وارد تعبیر شود. وقتی مناطق پر از رسوب‌های نیمه کوهیرنت می‌شوند نابجایی‌ها از ذرات عبور می‌کنند و نمی‌تواند پذیرفته شود که مکانیزم تغییر شکل فقط وابسته به دماست. یک تأثیر کوچک از وابستگی دمایی مدول برشی به وجود می‌آید و در دماهای بالا لغزش متقاطع در اثر حرارت فعال شده و به حرکت نابجایی‌ها کمک خواهد کرد. از طرف دیگر «Corderoy» و «Honeycombe» با استفاده از آلیاژ  $Cu - 10\%In$  دریافتند که کریستال‌های کاملاً پیرسخت شده یک وابستگی دمایی کوچک برای  $\tau_{CROSS}$  نشان داده‌اند، مانند کریستال‌های در حالت محلول جامد فوق اشباع شده. در این مورد وابستگی دمایی از محلول جامد که حتی در آلیاژ پیرسخت شده بایستی دارای درصد کمی ایندیم باشد، ناشی می‌شود. به طور وضوح به نظر می‌رسد که وابستگی دمایی  $\tau_{CROSS}$  نه تنها به مرحله پیرسخت شدن بلکه به ارتباط بین رسوب و زمینه هم بستگی دارد.

مطالعه وابستگی دمایی منحنی‌های تنش - کرنش کریستال‌های محلول جامد فوق اشباع و پیرسخت شده به طور مشابه با مشکلاتی روبرو است مگر اینکه مطالعه و بررسی محدود به دماهای پایین شود برای اینکه رسوب‌گذاری بیشتر در مدت تغییر شکل در دماهای پایین مثل ۲۹۳ کلوین می‌تواند رخ دهد.  $Al - 4/5\%Cu$  در هر دو حالت محلول جامد فوق اشباع و پیرسخت شده در دمای ۱۳۰ درجه سانتی‌گراد منحنی‌های تنش - کرنش پله‌ای‌تری در دمای ۲۹۳ کلوین نسبت به ۷۷ کلوین می‌دهد برای اینکه رسوب‌گذاری باعث ایجاد کرنش می‌شود. از طرف دیگر به نظر می‌رسد کریستال‌های پیرسخت شده در دمای ۱۹۰ درجه سانتی‌گراد و دماهای بالاتر وقتی در دمای ۲۹۳ کلوین تغییر شکل داده می‌شوند، پایدار باشند. نقش تغییر شکل در ایجاد رسوب بیشتر موقعی که یک منحنی تنش - کرنش در دمای ۷۷ کلوین گسیخته شده و کریستال در دمای ۲۹۳ کلوین قرار گرفته است آشکار شده است. آزمایش بعدی در ۷۷ کلوین یک

پیشرفت محسوسی را در منحنی کرنش به وجود آمده از رسوب نشان می‌دهد (شکل ۵۸-۲). این مطلب در محلول‌های جامد فوق اشباع شده خیلی مشخص است و همچنین یک مقدار کمی در کریستال‌های  $Al - Cu$  پیرسخت شده در دمای ۱۳۰ و ۱۹۰ درجه سانتی‌گراد رخ می‌دهد. وابستگی دمایی منحنی‌های تنش و کرنش برشی کریستال‌های پیرسخت شده  $Al - Cu$  در دمای ۱۹۰ درجه سانتی‌گراد در محدوده دمایی ۴۷۳-۷۷ کلوین خیلی مشخص نیست. به هر حال وقتی رسوب کاملاً کوهیرنت می‌شود ( $\theta$ )، وابستگی دمایی کارسختی بیشتر می‌شود. این معمولاً در آلیاژهای شامل رسوب غیرکوهیرنت پیدا شده است، برای مثال در کریستال‌های آلیاژی مس که به صورت داخلی اکسید شده است و در کریستال‌های  $Cu - 10\%In$  در شرایط کاملاً پیرسخت شده.

### ۱۶-۳-۲- ساختار میکروسکوپی اندرکنش نابجایی با رسوبات و ذرات فاز دوم

همان‌طوری که قبلاً نشان داده‌ایم با افزایش درجه حرارت پیرسختی الگوی باندهای لغزشی برروی سطح پولیش شده دستخوش تغییراتی می‌گردد.

در کریستال‌هایی که دارای مناطق (Zones) باشند، لغزش برروی صفحات لغزشی که دارای بیشترین مؤلفه برشی هستند انجام می‌گیرد. حرکت نابجایی‌ها باعث برش مناطق (شکسته شدن مناطق) شده و این موجب افزایش مقاومت می‌گردد.

تغییر فرم کریستال به همان صورتی خواهد بود که از لغزش در یک سیستم انتظار می‌رود (سیستم لغزش اولیه). از طرف دیگر با ایجاد رسوب در کریستال ( $\theta'$  در سیستم  $Al - Cu$ ) تغییر فرم بیشتر شبیه رفتار چند کریستال می‌گردد (کارسختی به شکل سهمی افزایش یافته و مرحله I محدود می‌گردد). این نشان می‌دهد که در این شرایط چند سیستم لغزش به صورت مرجح در دسترس می‌باشند و این سیستم‌ها در ابعاد چنان کوچکی عمل می‌کنند که هیچ باند لغزش در سطح کریستال به راحتی قابل تشخیص نمی‌باشد. خطوط لغزش در سیستم‌های اکسیداسیون داخلی مس و  $Al - 8\%Mg$  در حالت پیرسخت شده، دیده نشده‌اند.

پس از اختراع میکروسکوپ الکترونی اطلاعات بسیار مهمی در رابطه با ساختمان داخلی اندرکنش نابجایی‌ها با رسوب حاصل گردیده است. با وجود اینکه تفسیر عکس‌های تهیه شده مشکل می‌باشد ولی کمک بسیار مهمی در تعیین مکانیزم مقاوم شدن نموده است.

دیده شده است که مناطق GP1، GP2 و  $\theta'$  در سیستم  $Al - Cu$  و مناطق GP در سیستم  $Al - Zn$  و مناطق  $\gamma'$  در  $Al - Ag$  به وسیله نابجایی‌ها در اثر تغییر فرم بریده و قطع شده‌اند. البته امکان قطع مناطق بستگی به تنش وارده و درجه کوهیرنسی رسوب دارد.

مثلاً رسوب‌های غیرکوهیرنت در سیستم  $Al - Cu$  به وسیله نابجایی‌ها بریده نمی‌شوند (مانند  $\theta$ ) ولی ممکن است در اثر تنش وارده بشکنند (در اثر تغییر فرم پلاستیک شدید).

در سیستم Al - Cu اکثراً دیده شده است که ذرات کوچک (۲۰۰ آنگستروم) که عموماً کوهیرنت می‌باشند با زمینه در حین تغییر فرم پلاستیک تغییر فرم می‌دهند. اما ذرات بزرگ (در حدود ۱۰۰۰ آنگستروم) که ممکن است نیمه کوهیرنت باشند، به وسیله نابجایی‌ها بریده می‌شوند. عکس‌های میکروسکوپی نشان‌دهنده وجود نابجایی انباشت در اطراف رسوب‌ها و نابجایی کمانه کرده در بین رسوب‌ها می‌باشد.

در سیستم اکسیداسیون داخلی حلقه‌های پریماتیک در اطراف ذرات اکسید مشاهده شده‌اند. در هر صورت به طور کلی با افزایش کرنش، دانسیته نابجایی‌ها شدیداً افزایش یافته و فلز کارسخت می‌شود. یکی از مشکلات در تحقیق در این موارد ایجاد نابجایی در اثر بزرگ شدن رسوب چه در دمای ثابت و چه در اثر سرد شدن می‌باشد. معمولاً در اطراف رسوب‌های بزرگ نابجایی‌های زیادی دیده می‌شود که تعداد بسیاری از آنها می‌توانند به وسیله این مکانیزم ایجاد شده باشند.

### ۱۷-۳-۲- مقاوم شوندگی در اثر چند کریستاله شدن

اگر دو کریستاله‌هایی از قلع با توجه به شکل ۵۰-۲ ساخته شود و مقاومت کششی آن نسبت به جهات کریستالی بررسی شود، مشاهده می‌شود که کارسختی  $\frac{d\tau}{d\varepsilon}$  کریستال‌ها با تغییر زاویه جهات کریستالی تغییر می‌نماید.

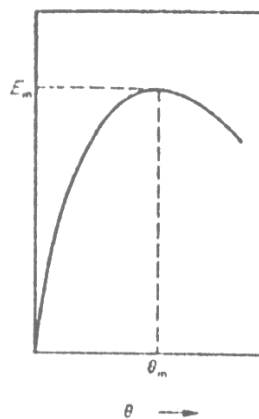
### شکل ۵۰-۲

کلارک و چالمرز همین بررسی را روی کریستال‌های آلومینیم انجام دادند. در شروع آزمایش‌ها، صفحه مشترک (مرز دو دانه) صفحه {۱۱۱} در نظر گرفته شد. مشاهده گردید که با افزایش اختلاف زاویه دو کریستال مقدار تنش تسلیم  $\sigma_y$  از ۹۰ تا ۱۳۰ گرم بر میلی‌متر مربع افزایش یافت و بعداً تا اختلاف زاویه ۷۰ درجه ثابت می‌ماند. اما شیب کارسختی با افزایش زاویه تا ۶۰ درجه افزایش می‌یابد و بعداً کاهش از خود نشان می‌دهد.

شکل ۵۴-۲ تغییرات  $\frac{d\tau}{d\varepsilon}$  را نسبت به زاویه قرار گرفتن دو کریستاله‌ها نسبت به یکدیگر نشان می‌دهد، همان‌گونه که دیده می‌شود شیب با افزایش زاویه تا ۶۰ درجه افزایش یافته و بعداً از خود کاهش نشان می‌دهد. به همین صورت انرژی مرزدانه‌ها که ناشی از اعوجاج در مرزدانه می‌باشد بر اثر افزایش اختلاف جهات کریستالی با زاویه معینی افزایش و سپس از خود کاهش نشان می‌دهد (شکل ۵۱-۲).

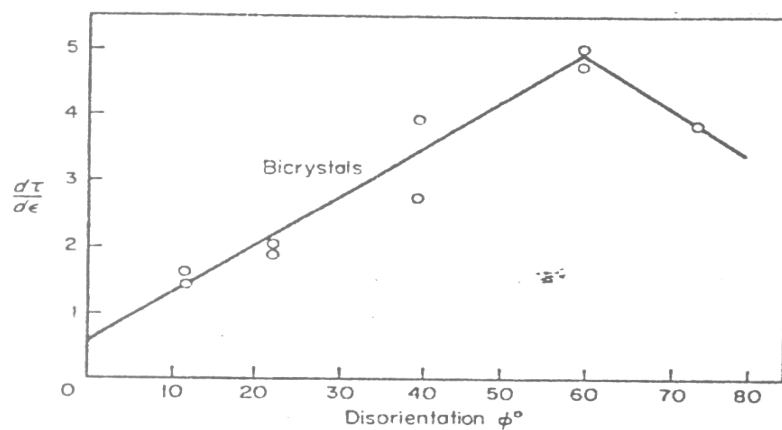
شکل ۵۳-۲ ناهمگنی تغییر فرم پلاستیک را در آلومینیم دانه‌درشت نشان می‌دهد. تغییرات سختی و تغییر فرم نسبی در هر دانه نشان داده شده است. از طرفی نوع لغزش نیز از نظر لغزش اولیه و ثانویه در شکل ۵۳-۲ مشخص شده است. همچنان‌که ملاحظه می‌شود تغییر فرم پلاستیک در دانه‌ها یکنواخت نمی‌باشد و مقدار کرنش نزدیک مرزدانه‌ها و داخل دانه‌ها با یکدیگر از خود اختلاف نشان می‌دهد. دانه‌های I و II را در نظر بگیرید، اگر دانه I کمتر تغییر فرم بدهد، مناطق نزدیک مرزدانه در دانه II کمتر کرنش می‌نمایند و بالعکس. مقدار کرنش در مرزدانه‌ها یکنواخت می‌شود. تصویر متالوگرافی دانه‌های پولیش و اچ شده نشان‌دهنده فعالیت‌های سیستم‌های مختلف است. در این حالت لغزش بیشتر شبیه لغزش تک‌کریستال دارای جهات متقارن  $[11\bar{1}]$  و یا  $[001]$  می‌باشد. در داخل دانه ممکن است یک سیستم لغزش فعال باشد، ولی در نزدیک مرز چند سیستم فعال می‌شوند و در دانه‌های کوچک در تمام دانه، لغزش در چند سیستم انجام می‌شود. مشاهده سطح آزاد دانه‌ها نشان‌دهنده موقعیت صحیح لغزش و تعداد سیستم‌های لغزش در داخل آن نمی‌باشد. مشاهدات مؤید این واقعیت می‌باشد که لغزش از یک دانه به دانه دیگر منتقل می‌شود. به علت اختلاف سیستم‌های لغزش داخل دانه و نزدیک مرزدانه‌ها، تغییر جهات بسیار پیچیده کریستالوگرافی را انجام می‌دهند که بعضی از اینها باعث ایجاد باندهایی در روی نمونه‌های دانه درشت آلومینیم می‌شود. افزون بر این فشارهای داخلی پلاستیک ممانعت‌کننده نیز از دانه‌های مختلف به دانه‌های همسایه و مجاور یکدیگر وارد می‌شود.

شکل ۵۵-۲ پروفیل سختی دو نمونه دانه‌درشت و دانه‌ریز آلومینیم با یکدیگر مقایسه شده‌اند. همچنان‌که ملاحظه می‌شود، در نمونه دانه درشت سختی در داخل دانه جایی که سیستم‌های لغزش مزدوج هنوز فعال نشده‌اند و اثرات تغییر فرم دانه‌های همسایه کمتر می‌باشد، کمتر می‌باشد.

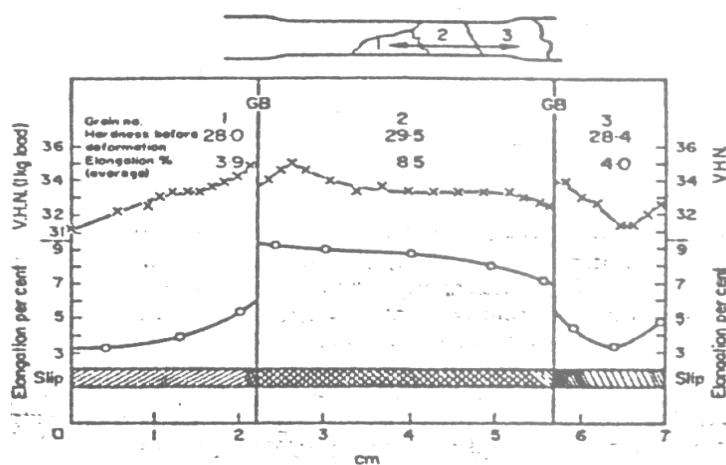




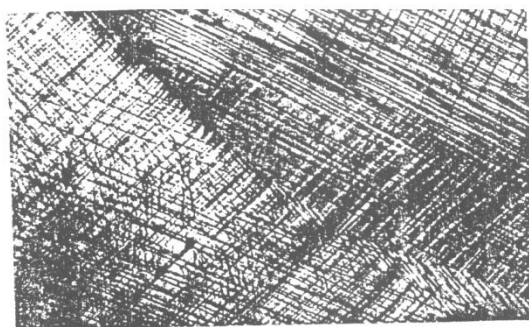
شکل ۲-۵۱



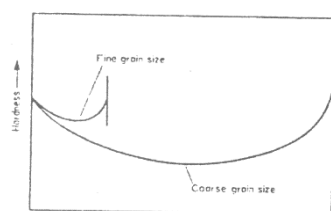
شکل ۲-۵۲



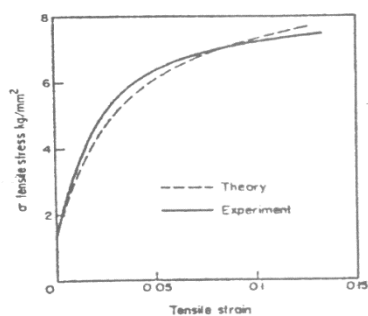
شکل ۲-۵۳



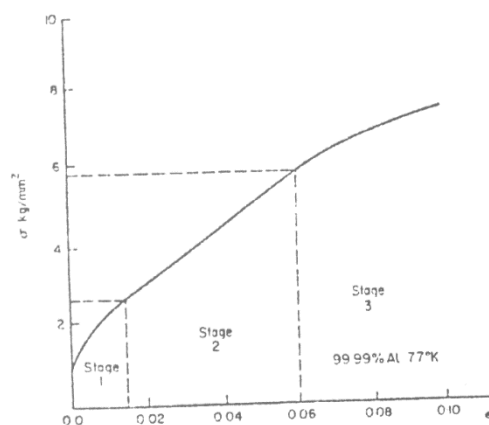
شکل ۲-۵۴



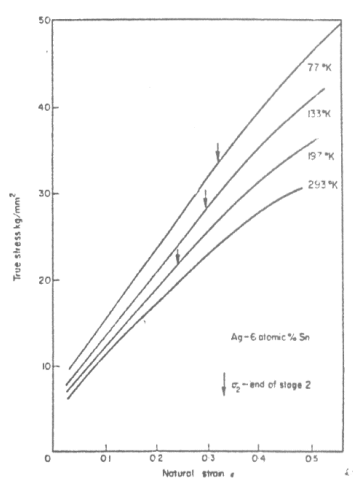
شکل ۲-۵۵



شکل ۲-۵۶



شکل ۳-۵۷



شکل ۲-۵۸

### ۱۸-۳-۲- تئوری‌های تغییر فرم چند کریستاله‌ها

می‌دانیم به هنگام تغییر فرم پلاستیک تک کریستال‌ها می‌توان نوشت:

(۲-۱۹۲)

$$\tau = \frac{F}{A} \cos \varphi \cos \lambda$$

که در این رابطه  $\tau$  مؤلفه تنش برشی،  $F$  نیروی وارده به کریستال دارای سطح مقطع  $A$  و  $\varphi$  و  $\lambda$  زاویه جهت نیرو با صفحه لغزش و جهت لغزش می‌باشند. اگر مقدار  $\cos \varphi \cos \lambda$  که به فاکتور اشمید معروف است به صورت:

(۲-۱۹۳)

$$m = (\cos \varphi \cos \lambda)^{-1}$$

نشان دهیم، خواهیم داشت:

(۲-۱۹۴)

$$\sigma = \tau m$$

در تئوری‌های اولیه در هر دانه فقط یک سیستم فعال در نظر گرفته شده است. اولین قدم انتخاب مقدار متوسط  $\bar{m}$  جهت تعیین اثر پارامتر جهت کریستالی بوده است. با در نظر گرفتن دانه‌ها به صورت پراکنده، «ساش»  $\bar{m}$  را برابر ۲/۲۳۸ تعیین نمود. لذا:

(۲-۱۹۵)

$$\sigma_y = \bar{m} \tau_o$$

که در این رابطه  $\tau_o$ ، مؤلفه تنش برشی جهت سیلان تک کریستال می‌باشد. می‌توان فرض نمود:

(۲-۱۹۶)

$$\sigma_y = \bar{m} f(\gamma)$$

که  $f(\gamma)$ ، تابعی از کرنش برشی می‌باشد.

لذا با جایگذاری برای  $\gamma$  خواهیم داشت:

(۲-۱۹۷)

$$\sigma_y = \bar{m} f(\bar{m} \cdot \varepsilon)$$

«کوچندرو» با این روش توانست منحنی تنش - کرنش چند کریستال را برحسب تک کریستال تعیین نماید. اشکال این روش در نظر گرفتن دانه‌ها به صورت تک کریستال بدون در نظر گرفتن محدودیت ناشی از دانه‌های دیگر و اثر دانه‌های دیگر و در نظر گرفتن یک سیستم لغزش در هر دانه می‌باشد.

فون میز تئوری معروف خود را در زمینه لزوم وجود ۵ سیستم مستقل لغزش از دوازده سیستم لغزش جهت امکان تغییر فرم پلاستیک ارائه داده است. از این ۵ سیستم لغزش آن که انرژی کمتری صرف می‌کند، زودتر فعال می‌شود.

تیلور با در نظر گرفتن ۵ سیستم مستقل لغزش در دانه‌ها و این حقیقت که آن که انرژی کمتری احتیاج داشته باشد زودتر فعال می‌شود و در نظر گرفتن مقدار تغییر فرم متوسط هر دانه به طور یکسان (با توجه به تغییر فرم کل) مقدار  $\bar{m}$  را تخمین زد. او توانست  $\bar{m}$  را برای ۵ سیستم لغزش تخمین بزند. به طور کلی کار انجام شده در رابطه با تنش ماکروسکوپی  $\sigma$  و کرنش  $d\varepsilon$  برابر کار انجام شده در سیستم‌های مختلف در نظر گرفته شده است. اگر  $\tau_o$  مؤلفه تنش بحرانی لغزش و  $d\gamma$  افزایش کرنش در سیستم لغزش باشد، خواهیم داشت:

$$(2-198)$$

$$\sigma d\varepsilon = \sum_1^n \tau_o d\gamma$$

که در این رابطه  $n$  برابر تعداد سیستم‌های لغزش می‌باشد.

تیلور  $\tau_o$  را برای تمام دانه‌ها یکسان در نظر گرفت. کارسختی را در دانه‌های مختلف یکسان فرض نمود، لذا:

$$(2-199)$$

$$(\tau_o)_I = (\tau_o)_n$$

بنابراین:

$$(2-200)$$

$$\frac{\sigma}{\tau_o} = \frac{\sum dr}{d\varepsilon} = \bar{m}$$

تیلور به کمک روش عددی توانست نشان دهد که  $\bar{m}$  برای یک فلز FCC که دارای دانه‌های با جهات متفاوت باشد برابر ۳/۰۶ می‌باشد، لذا:

$$(2-201)$$

$$\sigma = 3/06\tau_o$$

هیل و بیشاپ روش دیگری جهت محاسبه  $\bar{m}$  پیشنهاد نمودند که در آن سیستم لغزش ثابت برای هر دانه در نظر گرفته شده و لذا لزوم فرض لغزش همگن دانه‌ها می‌باشد. آنها نشان دادند که:

$$\bar{m} = 3/1$$

به طور کلی با توجه به اینکه  $\sigma = \bar{m}\tau$  و  $\varepsilon = \frac{\gamma}{\bar{m}}$  می‌باشد، می‌توان نوشت:

$$(2-202)$$

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \bar{m}^2 \frac{d\tau}{d\gamma}$$

البته با توجه به اینکه شیب منحنی تنش - کرنش تک کریستال ثابت نمی باشد مقدار  $\bar{m}$  در طول منحنی تنش - کرنش تک کریستال نمی تواند ثابت باشد.

### ۱۹-۳-۲- تغییر فرم چند کریستاله های فلزات FCC

به طور کلی ممکن است رابطه تنش - کرنش چند کریستاله های فلزات FCC را به صورت زیر نشان داد:

$$(2-203)$$

$$\sigma = \sigma_o + A\varepsilon^n$$

که البته  $n$  با مقدار تغییر فرم پلاستیک تغییر می نماید و  $A$  ضریب ثابت می باشد. با کاهش درجه حرارت مشاهده می گردد که تغییراتی مشابه شکل ۵۷-۲ در منحنی تنش - کرنش چند کریستال مثلاً آلومینیوم دیده می شود. همچنان که دیده می شود در ۷۷ کلوین سه مرحله مشخص در منحنی دیده می شود: در مرحله اول وجود مرزدانه ها، لغزش در چند سیستم لغزش به هنگام تغییر فرم باعث می شود که رابطه تنش - کرنش به صورت نمایی و به فرم  $\sigma = \sigma_o + A\varepsilon^n$  تغییر نماید. مرحله دوم خطی بوده و شباهت زیادی به مرحله دوم منحنی تنش - کرنش ندارد و به نظر ارتباطی از نقطه نظر مکانیزم تغییر فرم بین دو مرحله موجود باشد. مرحله دوم تغییر فرم را می توان به صورت رابطه زیر نشان داد:

$$(2-204)$$

$$\sigma = \sigma_o + \rho\varepsilon$$

$\rho$  ثابت معادله می باشد.

مرحله سوم شباهت زیادی به مرحله سوم تغییر فرم تک کریستال دارد و شروع این مرحله با بازیابی دینامیکی همراه می باشد. رابطه تنش و کرنش را در این مرحله می توان به صورت زیر نشان داد:

$$(2-205)$$

$$\sigma = \sigma_o'' + \beta\varepsilon'''$$

که در این رابطه  $m$  ثابت نمایی و  $\beta$  مقدار ثابتی می باشد.

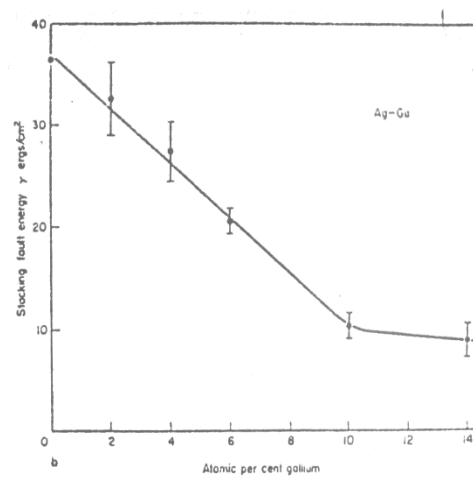
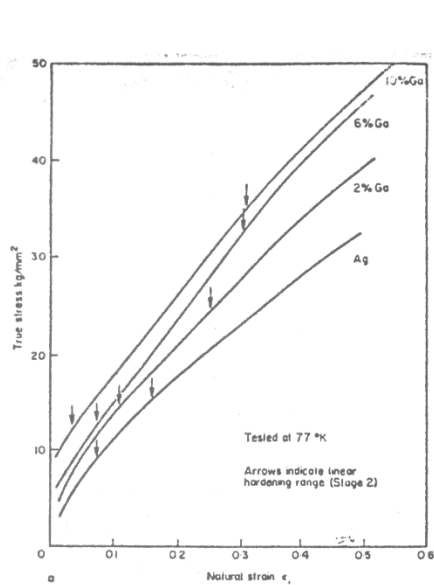
منحنی ۵۹-۲ تأثیر محلول جانشینی را بر دامنه مرحله II منحنی تنش - کرنش چند کریستال آلومینیوم در درجه حرارت ۷۷ کلوین نشان می دهد.

منحنی ۶۰-۲ اثر اندازه را بر حد الاستیک آلومینیوم خالص نشان می دهد. همچنان که دیده می شود با کاهش اندازه دانه تنش تسلیم آلومینیوم خالص افزایش می یابد.

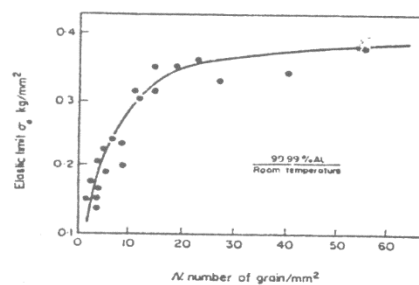
منحنی ۶۱-۲ اثر اندازه را بر منحنی تنش - کرنش آلومینیوم خالص را نشان می دهد.

همان طور که دیده می شود با کاهش اندازه دانه منحنی تنش - کرنش افزایش می یابد. منحنی ۶۵-۲ اثر اندازه دانه را بر منحنی تنش - کرنش آهن آرامکو نشان می دهد؛ همچنان که دیده می شود با کاهش اندازه دانه منحنی تنش - کرنش افزایش می یابد.

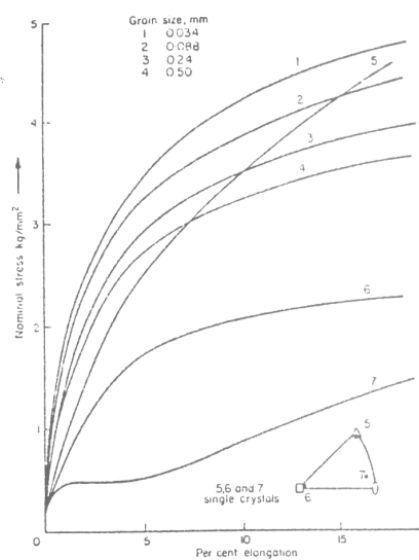
منحنی ۶۶-۲ اثر اندازه دانه را بر تنش تسلیم پایینی نشان می دهد. با کوچک شدن اندازه دانه تنش تسلیم پایینی از خود افزایش نشان می دهد.



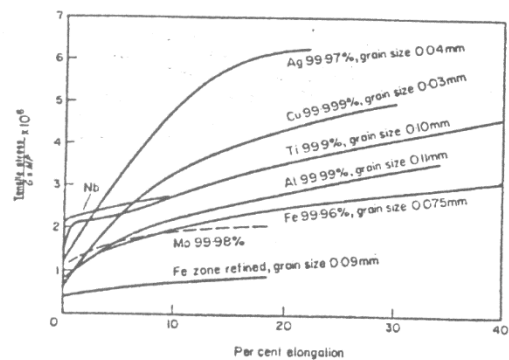
شکل ۲-۵۹



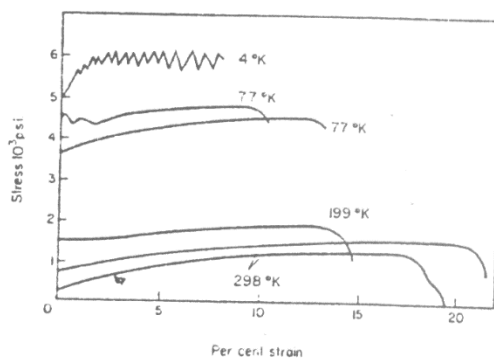
شکل ۲-۶۰



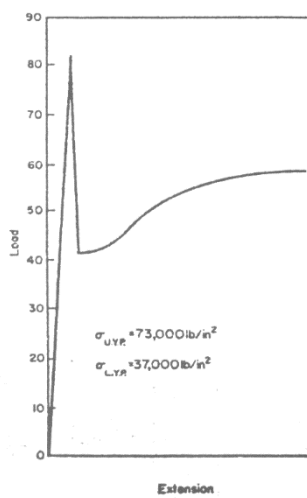
شکل ۲-۶۱



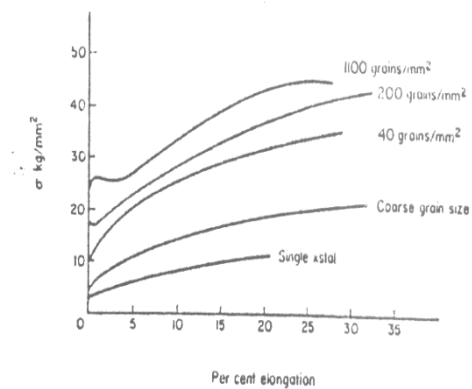
شکل ۲-۶۲



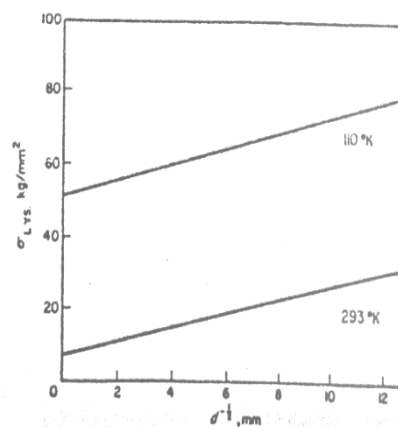
شکل ۲-۶۳



۲-۶۴



شکل ۲-۶۵

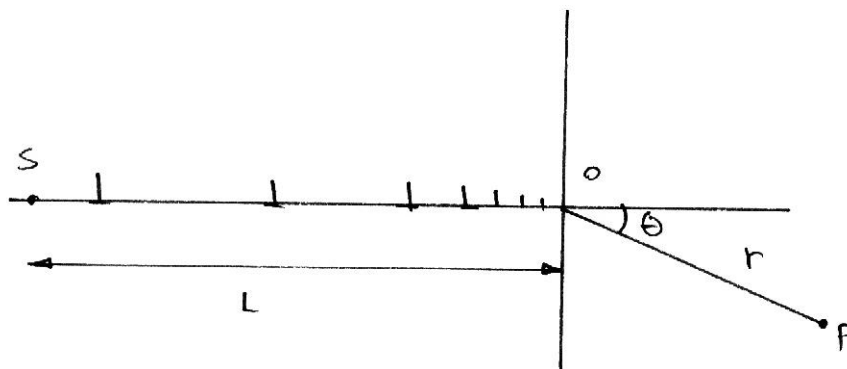


شکل ۲-۶۶

#### ۲-۴- اثر مرزدانه بر مقاومت مکانیکی

با توجه به شکل اندرکنش یک منبع نابجایی و یک مرزدانه را در نظر بگیرید:





شکل ۲-۶۷

می‌توان نشان داد که تنش وارده بر اثر انباشت نابجایی این منبع در محل O باعث ایجاد تنش  $\tau$  در صفحه OP در فاصله r می‌گردد. مقدار این تنش برابر است با:

(۲-۲۰۶)

$$\tau = \frac{3}{2} \left( \frac{L}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \tau_s \sin \theta \cos \frac{\theta}{2}$$

که در این رابطه:

L : فاصله لغزش

$\tau_s$  : تنش برشی وارده

مقدار تنش ماکزیمم در زاویه  $\cos \theta = \frac{1}{3}$  یعنی  $\theta = 70/5$  اتفاق می‌افتد. لذا:

(۲-۲۰۷)

$$\sigma_{\max} = \frac{2}{\sqrt{3}} \left( \frac{L}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \tau_s$$

از طرفی اگر فرض شود که تنش برشی وارده به صفحه OP در فاصله r برابر است با:

(۲-۲۰۸)

$$\tau = \tau_s \left( \frac{L}{r_1} \right)^{\frac{1}{2}}$$

و همچنین اگر فرض کنیم r فاصله منبع نابجایی در صفحه همسایه تا محل تلاقی صفحه لغزش تا مرز دانه باشد (نقطه O) و L برابر اندازه یعنی D باشد، تنش برشی وارده  $\tau_s$  باید بتواند بر تنش‌های اصطکاکی شبکه فائق آید و وقتی سیلان شروع می‌شود  $\tau_s = \tau_y$  خواهد بود. اگر  $\tau_i$  تنش اصطکاکی ناشی از برخورد نابجایی با مانع باشد:

(۲-۲۰۹)

$$\tau_s = \tau_y - \tau_i$$

همچنین:

(۲-۲۱۰)

$$(\tau_{yi} - \tau_i) \left( \frac{D}{r} \right)^{\frac{1}{2}} = \tau d$$

یعنی سیلان وقتی شروع می‌شود که  $\tau_s = \tau_y$  باشد. در صورت در نظر گرفتن تنش‌های عمودی و با فرض

$$\tau = \frac{\sigma}{2}$$

خواهیم داشت:

(۲-۲۱۱)

$$\sigma_y = \sigma_i + 2\tau_d \left( \frac{r}{D} \right)^{\frac{1}{2}}$$

و یا:

(۲-۲۱۲)

$$\sigma_y = \sigma_i + KD^{-\frac{1}{2}}$$

البته همان‌طوری که می‌دانیم این رابطه همان رابطه هال - پیچ می‌باشد. رابطه هال - پیچ برای حدود ۵۰ نابیایی در انباشت معتبر است در صورتی که دانه‌ها در حدود آنگستروم باشند، این رابطه دارای دقت کافی نخواهد بود.

## ۵-۲- مکانیزم مقاوم شدن در تحول مارتنزیتی

در این فصل به طور خلاصه مقاوم‌شوندگی در اثر تحول مارتنزیتی بحث خواهد گردید. مکانیزم تحول مارتنزیتی از نقطه‌نظر ویژگی‌های فیزیکی نظیر جنبه‌های ترمودینامیکی، سینتیکی و کریستالوگرافی مورد بحث قرار نخواهد گرفت و مقتضی است خواننده محترم قبل از شروع این بحث به مراجع مربوطه در این زمینه مراجعه نماید.

به طور کلی مکانیزم مقاوم شدن بر اثر تحول مارتنزیتی را می‌توان ناشی از عوامل زیر دانست:

۱- تغییر فرم دوقلوبی در معیار بسیار بسیار کوچک محصول استحاله مارتنزیتی

۲- افزایش بسیار زیاد دانسیته نابجایی‌ها

۳- کاهش اندازه دانه زمینه بر اثر تشکیل سوزن‌های مارتنزیت

۴- افزایش مقاومت در اثر ایجاد محلول جامد

۵- افزایش مقاومت در اثر منظم شدن فاز جدید (مارتنزیت)

۶- ترکیبی از عوامل فوق

نتایج تحقیقات متعددی در راستای تحلیل عامل کنترل‌کننده مقاوم‌شوندگی در تحول مارتنزیتی نشان داده است که ساختار دوقلوبی در فلزات غیرآهنی در تحول مارتنزیتی دیده شده است ولی محصول تحول آنچنان سخت نمی‌شود. از طرفی فاصله بین صفحات دوقلوبی در فولاد نیکل‌دار

Fe – Ni – C در تحول مارتنزیتی مستقل از مقدار کربن می باشد. لذا می توان نتیجه گیری نمود که ایجاد ساختار دوقلوبی علت سختی بالای مارتنزیت می باشد ضمن اینکه تحول مارتنزیتی می تواند از نوع برشی باشد و نه دوقلوبی (مانند مارتنزیت حاصل از استحاله در درجه حرارت های بالاتر). مطالعات زیادی که در این زمینه انجام شده است نشان می دهد که اثر موارد ۲، ۳ و ۵ نیز کم می باشد. مثلاً دیده شده است که در مارتنزیت با صفر درصد کربن ولی دارای استحاله دوقلوبی مقدار افزایش استحکام بسیار ناچیز می باشد.

جهت تبیین فرآیند مدل اعوجاج دو قطبی ( Distortion Dipole ) که کربن عامل مقاوم شوندگی در نظر گرفته شده پیشنهاد گردیده است. در این مدل کربن فقط تولید اعوجاج معمولی نمی کند بلکه اعوجاج شدید تراگونالیت می نماید که تولید الگویی می نماید که مؤلفه تنش برشی به صورت پریودیک با طول موج  $\lambda$  تغییر می نماید.

فرض کنید نسبت اتمی کربن به آهن برابر X باشد، لذا:

$$(2-213) \quad \text{تعداد اتم های کربن در یک واحد مربع از صفحه لغزش} =$$

$$x_n$$

که در این رابطه n برابر تعداد اتم های آهن موجود در یک واحد مربع از صفحه لغزش می باشد. در این صورت می توان نوشت:

$$(2-214) \quad \text{فاصله متوسط بین اتم های کربن در صفحه لغزش} =$$

$$\frac{1}{\sqrt{x_n}}$$

و مقدار تنش لازم جهت کمانه کردن نابجایی از بین دو اتم کربن مجاور هم در شبکه که به صورت حرکت نابجایی عمل می نماید برابر خواهد بود با:

$$(2-215)$$

$$\tau = \alpha G b \sqrt{x_n}$$

با جایگذاری اعداد مناسب به صورت  $\alpha = \frac{1}{2}$  ،  $G = 8 \times 10^{11}$  ،  $b = 3 \times 10^{-8}$  و  $n \approx 10^{15}$  در محدوده غلظت ۰/۱ تا ۰/۴ درصد وزنی کربن مقدار تنش لازم جهت کمانه کردن در حدود ۳۵۰۰۰ تا ۷۰۰۰۰ پوند بر اینچ مربع به دست می آید که بیشتر از مقدار آزمایش شده ۸۰۰۰ تا ۲۲۰۰۰ پوند بر اینچ مربع می باشد. «کوهن» و «وینیچ» با در نظر گرفتن فاصله حفره های اکتهادرال محل قرار گرفتن کربن به صورت محلول بین نشین در شبکه BCT نشان دادند که تنش مورد نیاز جهت حرکت نابجایی از بین موانع پریودیک برابر است با:

$$(2-216)$$

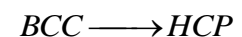
$$\sigma_{app} = \frac{2/4 \times 10^2}{L^2} (wt\% C)^{\frac{1}{3}}$$

که در این رابطه  $L$  برابر طول نابجایی درگیر می‌باشد. با توجه به نتایج مشاهده شده و آزمایشی تطابق خوبی با نتایج تئوریک مشاهده می‌شود.

آزمایش نشان داده است که شیب منحنی در رابطه فوق از  $0.4$  درصد کربن به بالا تغییر می‌نماید که آن هم مربوط به تغییر نوع استحاله مارتنزیتی از دوقلویی به برشی می‌باشد (در کمتر از  $0.4$  درصد کربن).

البته هنوز کلیه جوانب مربوط به مقاوم‌شوندگی بر اثر تحول مارتنزیتی مشخص نشده است و پدیده‌هایی در این رابطه دیده شده است که نیاز به تحلیل عمیق‌تری دارد، مثلاً علت بالا رفتن مقاومت مارتنزیت بر اثر پیر شدن طبیعی. البته بعضی‌ها اعتقاد دارند که قفل سوزوکی در فولادهای فریتی نیتروژن‌دار عامل افزایش مقاومت در پیرسختی می‌باشد.

به طور کلی اعوجاج تتراگونالیت و ویژگی تحول مارتنزیتی نمی‌باشد و این نوع اعوجاج فقط در تحول مارتنزیتی در فولاد دیده می‌شود. مثلاً در تحول مارتنزیتی آلوتروپیک  $Ti$  و  $Zn$  که در آن تغییر شبکه به صورت زیر دیده می‌شود:



اعوجاج تتراگونالیت دیده نمی‌شود و به همین سبب مقاوم‌شوندگی آنها بسیار کمتر از فولاد مارتنزیتی می‌باشد.

به همین علت دیده شده است که در تحول مارتنزیتی در سیستم  $Fe - Ni - C$  سختی فاز مارتنزیت با افزایش کربن، افزایش می‌یابد.