УДК 539/538.9

**Дислокационно-динамический механизм проникновения примеси в глубь материала и результаты анализа «эффекта дальнодействия» при облучении полиэнергетическими пучками ионов**

**C.Е. Сабо**, к.т.н, доцент кафедры «Техника и технологии»,

Государственное бюджетное образовательное учреждение

высшего образования Московской области

«Технологический университет», г. Королев, Московская область

*Рассмотрены различные модели поведения примеси в металле и предложен механизм аномально глубокого проникновения имплантируемой примеси в глубь материала, основанный на движении примеси в скоплениях дислокаций.*

Примеси, пучки ионов, коэффициент упругости.

**Dislocation-dynamic mechanism of penetration of impurities deep into the material and the results of the analysis of «long-range effect» by irradiating multi-energy ion beams**

**S.E. Sabo**, PH doctor, associate Professor of the Department of engineering and technology,

State Educational Institution of Higher Education

Moscow Region «University of technology», Korolev, Moscow region

*Considers various models of behavior of impurities in the metal and it is proposed the mechanism of the anomalously deep penetration of implanted impurities into the material, based on the movement of impurities in clusters of dislocations.*

Impurities, ion beams, coefficient of elasticity.

При анализе глубины проникновения имплантированной примеси при воздействии полиэнергетического пучка ионов было обнаружено проникновение значительного количества примеси на глубины намного большие двух проективных пробегов, что, как и в случае моноэнергетических пучков получило название «эффекта дальнодействия»[1-12]. Эффекту дальнодействия посвящено много теоретических и экспериментальных работ [13-16]. Однако, несмотря на большое число предложенных моделей, аномально глубокого проникновения примеси и структурно фазовых изменений при облучении материалов ионами, вопрос о механизме этого явления остается открытым. Это связано с тем, что этот процесс достаточно сложен, и на разных этапах, возможно, преобладают разные механизмы и факторы. Большинство авторов исследуют влияние одного какого-либо фактора в отрыве многих других, хотя и указывается, что механизмы проникновения атомов и дислокаций в глубь матрицы должны быть связаны, они рассматриваются, как правило, отдельно.

Эксперимент показывает на существование быстрого механизма зарождения и миграции дислокаций при пластической деформации и облучении материалов интенсивными ионными пучками.

В отожженном материале плотность дислокаций составляет величину примерно 106 см-2. Если даже все дислокации будут участвовать в пластической деформации и лежать в плоскости скольжения, близкой к направлению деформации, максимально возможная деформация составит 1%, а на практике наблюдаются деформации в 100% и более и плотности дислокаций до 1012 см-2.

Т.к. линейная энергия дислокаций высока, плотность дислокаций в кристалле в состоянии термического равновесия мала и ясно, что при пластической деформации дислокации должны образовываться в результате процессов, не связанных с тепловыми флуктуациями.

Предложен ряд механизмов по образованию дислокаций [15-16]:

- формирование и последующее движение дислокационных петель при захлопывании вакансионных дисков;

- образование петель при изгибах дислокаций;

- образование петель при коалесценции радиационных точечных дефектов.

Вопрос о гомогенном зарождении дислокаций до сих пор определенно не решен.

Наибольший интерес представляют механизмы размножения дислокаций в поле напряжений, прежде всего, с помощью источников Франка-Рида (рис. 1), многократного поперечного скольжения дислокаций и источников Бардина-Геринга.



**Рисунок 1 – Механизм зарождения дислокаций Франка-Рида**

Заметим, что механизм Франка-Рида приводит к образованию серии петель в одной плоскости скольжения.

Многократное поперечное скольжение – винтовая дислокация, путем поперечного скольжения переходит в положение на параллельной плоскости скольжения. Составные пороги относительно неподвижны, т.к. имеют преимущественно краевой характер, однако сегменты, лежащие в двух плоскостях скольжения, могут расширяться, действуя как источник Франка-Рида.

Когда поперечное скольжение происходит легко, источники Франка-Рида могут не заканчивать свой полный цикл, образуя одну дислокационную линию, проходящую через много плоскостей, и ее отрезки, соединенные порогами, могут каждый в определенных условиях работать как источники Франка-Рида.

Размножение при переползании или источник Бардина-Геринга (1952г.) подобен источнику Франка-Рида в случае закрепления концов источника на винтовых дислокациях. При этом в результате его работы, вновь образовавшиеся дислокации будут располагаться в параллельных кристаллографических плоскостях.

Согласно расчета [15 стр.478] отклонение от атомной концентрации Сv на 0.01% достаточно для того, чтобы дислокационная линия длинной 10-4 см действовала как источник дислокационных колец.

Образующиеся дислокации представляют собой петли дислокаций и результат работы источников Франка-Рида, Бардина-Геринга, а также их взаимодействия между собой и с ранее существовавшими дефектами материала.

В связи с особенностями зарождения и распространения дислокаций они будут располагаться (при относительно невысоких температурах) преимущественно в плоскостях легкого скольжения (системы скольжения) причем междоузельные и вакансионные петли располагаются так, чтобы максимально снизить напряжения в приповерхностном слое.

После зарождения дислокаций (в области высоких напряжений σ≥σ0,2-σt) при их дальнейшем скольжении их ориентация видимо меняется слабо, закрепляясь и начиная действовать как источник, они генерируют дислокации в одноименных плоскостях.

Петли междоузельных атомов могут скользить по призматической поверхности из линии дислокации и вектора Бюргерса. Поэтому петли междоузельных дислокаций будут стараться располагаться в плоскостях, близких к поверхности, и мигрировать вдоль нормали, а вакансии располагаться перпендикулярно к поверхности и скользить в направлениях, близких к перпендикуляру к нормали поверхности.

Основная проблема состоит в определении природы взаимодействия дислокаций с атомами растворенного вещества. В теориях Флейшера [17], Набарро[18], Зегера-Хазена[19] и Сакла [20] важнейшим взаимодействием является упругое. Электростатическое напряжение обычно не учитывается, т.к. в металлах оно слабо. Химическое взаимодействие, которое может возникать в ГЦК-металлах между растворенными атомами и дефектами упаковки (связанными с расщепленными дислокациями), согласно сделанным расчетам и сравнению с экспериментом, по-видимому, не играют существенной роли [18].

Рассмотрим два типа упругих взаимодействий – дальнодействующее и короткодействующее:

1. Взаимодействие между полем напряжений дислокации и деформационным полем растворенного атома;

2. Взаимодействие, обусловленное разностью коэффициентов упругости матрицы и локального коэффициента упругости в области растворенного атома.

1. **Эффект размера.** Между изотропным полем объемного расширения, возникающим вокруг замещенным атомом решетки, и гидростатическим полем напряжений краевой дислокации возникает упругое взаимодействие. Обозначив координаты атома примеси через (r,θ) (в системе координат, связанной с дислокацией), запишем энергию взаимодействия в виде:

 (1)

где  – модуль жесткости, Ω – объем атома растворителя, α – постоянная решетки, а величина εα равна *dlnα/d***c** (c – концентрация атомов примеси).

Направляя ось x параллельно дислокации, а ось y – ортогонально вектору Бюргерса, получим для силы упругого взаимодействия F1=-∂W1e/∂y. В случае винтовой дислокации взаимодействие между нелинейными полями напряжений ядер дислокаций приводит к объемному расширению с =Kb2/42r2 ,чему соответствует энергия взаимодействия

 (2)

где ν – коэффицйиент Пуассона, а К ≈0,25 (значение найдено Хазеном [21]).

2. **Эффект коэффициента упругости.** Модуль объемной упругости среды K и модуль жесткости  изменяются в ближайшем окружении примесного атома. Энергия упругого взаимодействия между краевой дислокацией и атомом примеси при этом составляет:

 (3)

При ν =1/3 имеем:

 (4)

  (5)

Такеути [22] оценил эффект коэффициента упругости через дальнодействующее взаимодействие, которое описывается изменением коэффициента упругости в эффекте размера. Полученная при этом величина пренебрежимо мала по сравнению вычисленным по приведенной выше формуле значением.

Рассчитанные различными авторами и систематизированные Сакслом [20] значения энергии упругого взаимодействия примесных атомов в меди приведены в таблице 1.

**Таблица 1 – Энергии упругого взаимодействия примесных атомов с краевой и винтовой дислокацией в меди**

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| Примесный атом | , эв | **,** эв | **,** эв | **,** эв |
| **Al** | 0,09 | 0,013 | 0,060 | 0,014 |
| **Si** | 0,028 | 0,026 | 0,018 | 0,019 |
| **Zn** | 0,08 | 0,023 | 0,051 | 0,021 |
| Вакансия | 0,028 | 0,16 | 0,018 | 0,072 |

Взаимодействие дислокаций с атомами растворенного вещества связано с целым рядом факторов [23], важнейшим из которых является эффект размера, описанный в предыдущем параграфе. Для краевых дислокаций энергия обусловленного этим эффектом взаимодействия с атомами растворенного вещества определяется выражением (1.2). Для винтовых дислокаций такое взаимодействие в большинстве случаев намного слабее [24], но в некоторых системах им также нельзя пренебрегать, например в металлах с ОЦК – структурой, когда растворенные атомы внедрены в междоузлия, образуя октаэдры [25-26].

Поскольку энергия взаимодействия *W* при этом обратно пропорциональна расстоянию между дислокациями, все сказанное относится и к твердым растворам замещения.

Поток атомов растворенного вещества определяется уравнением Эйнштейна:

 (6)

где ***Dc*** – коэффициент диффузии атомов растворенного вещества,

***с*** – концентрация растворенных атомов,

∇***W*** – градиент энергии взаимодействия.

В случае статических дислокаций атомы растворенного вещества, взаимодействующие с дислокацией, двигаются по окружностям [27]. Для дислокаций, движущихся со скоростью ***v***, необходимо к перечисленным потокам добавить поток ***Jv***= -*c* ***v,*** выражение для полного потока атомов растворенного вещества преобразуется в:

***J***d= ***J****W* + ***J v*** = *-(****D****c /(kB\*****T****)) \* c∇(W + kB\*****T****\*****v****\*x* ***/******D****c )* (7)

Такой поток эквивалентен потоку, создаваемому взаимодействием, энергия которого равна:

*Wa= W + kB\*****T****\*****v****\*x* ***/******D****c* (8)

Для линий потока, перпендикулярных изоэнергетическим кривым (с постоянным значением *Wa*), можно получить параметрическое уравнение [28] вида:

 (9)

Величина ***А*** соответствует множителю *3 bΩεα/π*.

Переписав полученное параметрическое уравнение в полярных координатах, и решая его относительно ***r***, получаем:

 (10)

При

 (11)

имеем два корня, которые соответствуют «открытым» (не проходящим через ядро) и «замкнутым» линиям (оба конца которых сходятся на ядре дислокации).

Для граничного значения ⎪ξ⎪=ξс , разделяющего выходящие из ядра и входящие в ядро дислокации траектории атомов, и траектории, не проходящие через ядро, имеем уравнение:

 . (12)

Это уравнение связывает траектории растворенных атомов с их начальными координатами. Для потока атомов, втекающих в ядро дислокации, область значений ***y*** определяется неравенствами:

 (13)

Аналогично для потока из ядра дислокации имеем:

. (14)

что позволяет определить величину:

 (15)

соответствующую такому расстоянию атомов растворенного вещества от плоскости скольжения, при котором они удаляются от ядра дислокации.

Описываемый поток (независимо от степени однородности распределения растворенного вещества) представляет собой скорость изменения локальной концентрации атомов растворенного вещества:

 (16)

Если потенциал, определяемый формулой (2), таков, что ∇2*W*=0, то изменения концентрации не происходит. Образованию атмосферы растворенных атомов вокруг дислокации соответствуют линии, заканчивающиеся на ядре дислокации. При ⎪y⎪max<b атмосфера из атомов вообще не образуется. Действительно, из формулы следует, что вокруг дислокации, скорость которой превышает величину:

 (17)

атмосфера не формируется [108]. Это граничное условие зависит лишь от входящих в него коэффициентов, и энергия взаимодействия дислокаций с атомами растворенного вещества почти всегда обратно пропорциональна расстоянию между ними [29].

Упрочнение твердого раствора обуславливается в основном торможением дислокаций атомами растворенного вещества. При низких температурах движение дислокаций практически заторможено, однако при высоких температурах атомы растворенного вещества сами начинают диффундировать (под воздействием полей напряжений) к положениям с меньшей энергией. При этом атомы растворенного вещества скапливаются вокруг дислокаций, образуя так называемую атмосферу, представляющую собой просто область с повышенной концентрацией растворенного вещества, характеристики и особенности которой определяются структурой кристалла. Например, в сплавах с ОЦК-решеткой внедренные атомы могут занимать места в октоэдрических междоузлиях, что приводит к различиям в энергии взаимодействия вдоль главных осей деформации. Такое неизотропное распределение атомов примеси вдоль осей с низкой энергией взаимодействия называют атмосферой Снука [25-26]. Перемещение атмосферы Снука осуществляется за счет перескоков атомов, находящихся в междоузлиях. Этот механизм играет важную роль при низких температурах, а при высоких температурах почти всегда формируется неупорядоченное распределение растворенных атомов, называемое атмосферой Коттрелла [30].

При движении дислокации со скоростью *v < vCL* вокруг нее формируется атмосфера растворенных атомов, поэтому возникает дополнительный поток обусловленный градиентом концентраций,

**J**C=-*D*C∇*c,* (5.18)

и полный поток становиться равным

***J***=***J****C*+***J****W*+ ***Jv***= – (*D*C∇c+ ). (19)

В стационарном состоянии ∇**J**=0, следовательно

∇(*D*C∇c+ )=0. (20)

Решив это дифференциальное уравнение, мы получим распределение концентрации вокруг дислокации и оценим сопротивление движению, обусловленное наличием атмосферы атомов примеси.

Число атомов данного растворенного вещества в единице объема равно отношению *с*/Ω, где Ω – объем одного атома, а ***с*** – парциальная концентрация. На каждый атом со стороны дислокации действует сила **f**=- ∇*W*; такая же по величине, но обратная по знаку сила **- f** действует на дислокацию со стороны каждого атома. Суммарное воздействие выразится объемным интегралом

**F**= (21)

Для вытянутых и достаточно длинных дислокаций (обладающих осевой симметрией) силу, приходящуюся на единичную длину дислокации в направлении вектора ***v***, можно выразить интегралом по поверхности

** (22)

где *τd* – напряжение, действующее на двигающуюся со скоростью *v* дислокацию (напряжение ползучести «с атмосферой»).

Расчеты на ЭВМ, проведенные Ёсинагой и Мородзуми [31], показали, что при движении дислокации атмосфера сначала разрушается, а затем переходит в новое состояние. Увеличение скорости дислокаций приводит к «размыванию» распределений, в результате чего пик концентрации снижается, а за дислокацией образуется хвост атмосферы. Сопротивление движению дислокаций сильно зависит от скорости дислокаций.

При высоких дозах имплантации плотность дислокаций повышается за счет работы различных механизмов, в том числе, и источников Франка-Рида и Бардина-Геринга. При этом в плоскости скольжения образуются скопления одноименных дислокаций, лежащих в одной или параллельных плоскостях. Первая из них закреплена барьером и сдерживает перемещение других. При увеличении числа дислокаций в плоскости, давление на барьер повышается, и первая дислокация может преодолеть его. Стенка из *m* дислокаций увеличивает давление на препятствие в *m* раз, причем преодолев препятствие дислокация преодолевает расстояние порядка 10 средних расстояний между стопорами дислокации («эффект расстёгивающейся молнии»). При этом все остальные дислокации в скоплении переместятся на небольшое расстояние порядка междоузельного, увлекая свои атмосферы.

Преодоление барьера может происходить в результате увеличения напряжений, или переползания дислокаций в другую плоскость скольжения, что весьма вероятно в условиях генерации облучением большого количества точечных дефектов.

Еще один механизм – частичный отрыв линии дислокации от закрепляющих ее дефектов под действием напряжений. Дислокация не отрывается от барьера целиком, а лишь на каком-то участке [15-16], при этом она не убегает далеко и атмосфера может последовать за ней в поле деформации решетки дислокацией и имплантацией.

На рисунке 2 представлены результаты работы Формена и Мейкина [32], проведших численное моделирование на ЭВМ движения дислокаций в поле случайно распределенных точечных препятствий вблизи поверхности кристалла. В исходный момент времени на дислокацию, находящуюся в положении ***I***, начинает действовать постепенно возрастающая нагрузка, под действием которой дислокация перемещается до положения ***FSI***. Случайно распределенные препятствия, число которых равно 100, показаны на рисунке точками. Затем напряжение перестает возрастать и дислокация перемещается в положение ***F***, что моделирует движение в области текучести кристалла. Буквами ***А*** и ***В*** обозначены «застрявшие» участки дислокации, движение которых полностью прекратилось из-за препятствий. При прямом изучении движения поверхностных дислокаций (методом ямок травления) наблюдается очень похожая картина [33].



**Рисунок 2 – Численное моделирование на ЭВМ движения дислокаций в поле случайно распределенных точечных препятствий вблизи поверхности кристалла**

Примесь может быть вынесена за пределы зерна и даже в соседнее зерно [15-16].

В работе [13]рассмотрено взаимодействие движущихся дислокаций с примесными атомами.

На широком классе материалов показано атермическое проникновение примеси в глубь материала в процессе пластической деформации.

Предложен механизм дислокационно-динамической диффузии (ДДД) по зарождающимся и движущимся дислокациям.

Проанализированы работы по машинному моделированию атомной структуры ядер дислокаций различных типов в ОЦК решетке и по взаимодействию движущихся дислокаций с точечными дефектами [23-25,13,21].

Обсуждаемый механизм предполагает перенос примеси перегибами винтовой дислокации. Обнаружено, что краевая дислокация переносит вакансию в своем ядре, а ее движение происходит путем образования и разбегания парных перегибов, возникающих вблизи вакансии и расположенных в плоскости скольжения (100) (ОЦК). Винтовую дислокацию вакансия, наоборот, закрепляет и лишь повышение напряжения приводит к отрыву дислокации от вакансии. В результате взаимодействия скользящей краевой дислокации с примесным атомом или СМА происходит их смещение из положения внедрения в положение замещения, вытесненный ими СМА уносится эстафетно (номер СМА обновляется) ядром скользящей дислокации.

Перегиб винтовой дислокации [37] не захватывался атомом углерода, а стимулировал его перескок из одного междоузлия в другое при приближении на 1-2 вектора Бюргерса. Скачок всегда происходил в тетроэдричекое или октоэдрическое междоузлие.

Рассмотрение экспериментальных работ указало [1-12] на важность учета взаимодействия ядер движущихся дислокаций с примесными атомами.

Показано, что массоперенос при пластической деформации имеет атермическую природу (Т=0.5-300 К). Предлагаемый механизм заключается в следующем [13]: высокие скорости движения дислокаций на начальных стадиях пластической деформации обеспечивает большие амплитуды колебаний атомов вблизи ядра дислокации, что приводит к динамическому понижению потенциальных барьеров вдоль механически возбуждаемой дислокационной линии по сравнению с ее статической конфигурацией. Эти колебания сравнимы с амплитудами колебаний атомов в решетке при температуре близкой к температуре ее плавления [36]. Одним из возможных механизмов проникновения примеси вглубь матрицы является увлечение примесных атомов движущимися перегибами на винтовых дислокациях наряду с отрывом перегиба от примеси и остановкой на примеси. Энергия миграции комплекса «перегиб-примесь» должна быть меньше энергии его связи, а потенциальный рельеф примесного атома в ядре дислокации пологим (динамическое понижение миграционного барьера перегиба).

Ядро дислокации сильно искажает потенциальный рельеф решетки, что приводит к появлению значительных потенциальных барьеров. Ядро дислокации не является барьерным стоком для точечных дефектов, и поэтому их облегченная трубочная диффузия (по крайней мере, в ОЦК решетке) отсутствует [13].

Предложенный механизм работает в случае ранней стадии и малых деформаций, когда дислокации подвижны.

В случае больших доз облучения *D>1017ион/cm2* в решетке осуществляется принципиально другая ситуация:

-плотность дислокаций высокая;

-они закреплены дефектами и собственными скоплениями.

В этом случае нами предполагается другой механизм миграции примеси - миграция примеси в скоплении дислокаций.

Можно предположить, что напряжения будут релаксировать за счет движения дислокаций, при этом градиент напряжения будет определяться концентрацией стопоров дислокаций в матрице и способностью дислокаций переползать (в присутствии радиационных дефектов), числом систем скольжения и их эффективностью.

Сами дислокации в свою очередь облегчают при движении миграцию примеси в зоне линии дислокации [110] и, кроме того, способны генерировать точечные дефекты.

Для порошковых и композитных материалов площадь поверхностных стоков дислокаций резко увеличивается, что должно приводить к уменьшению плотности дислокаций, снижению напряжений и эффектов, связанных с динамикой дислокаций.

Как и в случае полиэнергетичекого пучка ионов распределение первично выбитых атомов представляет собой широкий непрерывный спектр, с энергиями ΔЕо, (Δ=4M1M2/(M1+M2)2).

В отличие от первоначального распределения направление выбитых атомов не совпадет с нормалью поверхности (направление пучка ионов) однако в случае массы близкой Ar (40 а.е.м.) атомы аргона после первого рассеяния, которое происходит в очень тонком слое (порядка 1-2 межатомных расстояний) приобретают практически такое же распределение по углу рассеяния.

Поэтому те выводы, которые делаются для Аг и ПВА в каскадах без учета химического взаимодействия совпадают.

В случае облучения полиэнергетическим пучком ионов Аг спектр энергии по своей форме близок к спектру ПВА. Невысокие энергии Е=9.4 кэВ и достаточно большая масса атомов позволяют сделать предположение о том, что, как и атомы отдачи, они образуют плотные дефектные области (пик смещений) вдоль своих треков. Сильное комплексообразование не позволяет вакансиям заметно «разбегаться» в окружающий кристалл.

Отсутствие зависимости плотности дефектов от тока первичного пучка ионов, характерное для легких атомов, в случае тяжелых ионов *Ткомн* подтверждено экспериментально [13,34], это говорит о слабом взаимодействии дефектов, созданных различными налетающими частицами, так как они оказываются связанными в области пика смещения, а остальной кристалл остается малодефектным (кроме междоузельных атомов) и в нем атомы примеси мигрируют в междоузельном положении до встречи со стоком (вакансия, дислокация, граница раздела и т.д.). Низкая плотность ловушек, обусловленная крупными комплексами дефектов, более протяженной дефектной областью (полиэнергетический пучок, 40%) и высокая подвижность примеси по междоузлиям приводит к аномально глубокому проникновению примеси в матрицу [14,34,36].

Поскольку в случае ПЭПИ распределение дефектов более широкое, то зона *Rp+ΔRp*, где сконцентрированы основные источники образования дислокаций, менее разрушена в отличии от моно-пучка, где в зоне *Rp* решетка может быть сильно разрушена уже при дозах *1015-1016 см-2* и большая концентрация дефектов на порядок уменьшает подвижность дислокаций. Для полиэнергетического пучка более низкая объемная концентрация дефектов (особенно в конце пробега) резко повышает вероятность взаимодействия точечного дефекта с ядром дислокации.

Как следует из рассмотренных данных, наибольший вклад в перенос примеси вносят дислокации, движущееся с не слишком большой скоростью, при этом при небольших скоростях само наличие примеси обеспечивает сильное торможение дислокаций в результате образования атмосферы. Очевидно, что предлагаемая модель переноса предполагает перенос примеси в концентрациях не больше предела растворимости (хотя надо учитывать локальную растворимость, учитывающую большую плотность дислокаций и последствия облучения).

Таким образом, профиль распределения можно условно разбить на четыре основные зоны, что в целом соответствует эксперименту:

1). - зона кинематического внедрения;

2). - зона миграции медленных дислокаций и механизмов, предложенных другими авторами [13-14,33-34] (необходимо отметить, что эти же механизмы действуют и в 1-ой зоне, обеспечивая миграцию примеси к поверхности и её дальнейшее распыление;

3). - зона, где в результате переноса примеси дислокациями произошло насыщение примесью;

4). - зона естественного спада концентрации (зона отрыва, или больших скоростей).

Сами дислокации перемещаются на гораздо большие глубины, попадая в менее дефектную зону они видимо увеличивают свою скорость и отрываются от атмосферы, при этом может работать описанный в [35] эффект «расстегнутой молнии».

Особенностью данного механизма является необходимость присутствия примеси в зоне зарождения дислокации и несколько глубже, что в наибольшей степени соответствует случаю облучения ПЭПИ, в результате ряда его особенностей.

Аналогичный эффект наблюдается и для моноэнергетических пучков, однако лишь в случае большой плотности тока, последующего нагрева или деформации образцов, как указывает в своем обзоре Мартыненко [14], эти факты хорошо согласуется с предложенной моделью, т.к. такое воздействие обеспечивает подвижность дислокаций в зоне присутствия атомов примеси.

Необходимо отметить, что и само наличие пленки и её структура могут способствовать зарождению и миграции в первую очередь краевых дислокаций в глубь подложки, однако приведенные экспериментальные результаты по имплантации Ar и данные приведенные Клявиным [13] по внедрению гелия и водородоподобных атомов, позволяет предположить, что влияние пленки не является определяющим и эффект работает и при прямой имплантации.

Наблюдаемое в некоторых случаях заметное повышение микротвердости, при профиле близком к расчетному, можно объяснить низкой растворимостью примеси в матрице, не позволяющей достоверно обнаружить зоны 3 и 4, а эффект упрочнения большинство исследователей признает связанным в основном с дислокационной структурой [14]. Возможно, это связано с малым размером зерна и/или малой подвижностью дислокаций.

Предложенный механизм позволяет качественно объяснить большое число экспериментальных данных полученных различными авторами, как для моно- так и для полиэнергетических пучков ионов.

Различия между металлами с ГЦК и ОЦК структурой (температура, ГЦК – Сu, Al, – практически атермичны, а ОЦК например, Fe – явно выраженная температурная зависимость).[ 30, стр.109].

В ОЦК структурах очень высок барьер Пайерлса, что приводит к сильному (примерно в 20 раз) замедлению скорости движения винтовых дислокаций по сравнению с краевыми.

Как показывают многочисленные эксперименты и модельные расчеты, проведенные на ЭВМ, уже при комнатных температурах вероятность образования перегиба в любом направлении практически одинакова и анизотропия монокристаллов нивелируется. Смещение происходит не в определенной плоскости скольжения, а в соответствии с направлением приложенной нагрузки. Кроме того, краевые дислокации, в отличие от винтовых в ГЦК практически не подвержены расщеплению на дефектах упаковки и для их движения требуются намного меньшие напряжения. В обычных условиях, они быстро «заканчиваются» и не могут обеспечить деформацию больше 1-1,5%. Однако в случае присутствия на поверхности пленок, адсорбируемых слоев и других объектов, приводящих к локальной концентрации энергии, это способствует генерации краевых дислокаций на поверхности. Облучение - как раз и является причиной локальных градиентов энергии на поверхности и уже при небольших дозах, когда винтовые дислокации еще не закрепились и не стали работать источники Франка-Рида и Бардина-Геринга, способствует увеличению концентрации краевых дислокаций и миграции их в глубь матрицы. Вообще эффект часто связан с наличием на поверхности пленки, что в свою очередь приводит к облегчению генерации дислокаций [34].

Любое облучение и некоторые дефекты облегчают движение дислокаций за счет уменьшения энергии образования парного перегиба.

**Заключение**

Предложен динамический механизм аномально глубокого проникновения примеси в глубь материала (эффект дальнодействия), основанный на движении примеси в атмосферах Котрелла в скоплениях дислокаций.

Для уменьшения эрозионных процессов в материалах и снижения проникновения примесей, предложено использовать не сложные сплавы, в которых большое количество примесей тормозит движение дислокаций (что приводит к большим внутренним напряжениям и охрупчиванию приповерхностного слоя, блистерингу и флаккингу), а многослойные, композитные и порошковые материалы, резко увеличивающие поверхности стоков дислокаций, снижающие термо- и имплантационные напряжения, препятствующие проникновению примеси на большие глубины.

*Литература*

1. Калин, Б. А., Волков, Н. В., Сабо С. Е. Метод облучения полиэнергетическим многокомпонентным пучком заряженных частиц – Тезисы докладов II Всесоюзная конференции «Модификация свойств конструкционных материалов пучками заряженных частиц» // Свердловск. – 1991. – т. 1. – с.52-53.
2. Калин, Б. А., Волков, Н. В., Сабо С. Е., Рыбалко, В. Ф., Толстолуцкая Г. Д., Копанец, И. Е., Завадская, Т. Ю. Применение полиэнергетического пучка ионов Ar+ со средней энергией Е=9.4 кэВ для легирования металлов методом «вбивания» атомов из покрытия. Тезисы докладов III Международная конференция «Модификация поверхности материалов пучками заряженных частиц» // Свердловск. – СПТИ. – 1993. – т. 1. – с.52-53.
3. Kalin, B. A., Gladkov, V.P., Volkov, N. V., Sabo, S. E., Atom Penetration A Thin Film Into Substrates During Sputtering By Polyenergetic Ar+ Ion Beam With Mean Energy Of The 9.4 keV. – XY Materials Research Society, Boston, USA, 1994 – p.214.
4. Калин, Б. А., Гладков, В. П., Волков, Н. В., Сабо, С. Е., Петров, В. И., Рыбалко, В. Ф., Толстолуцкая, Г. Д., Копанец, И. Е. Проникновение примесных атомов в материалы при воздействии полиэнергетическим пучком ионов аргона. – Известия РАН серия: Металлы. – 1994 г. – № 6. – с.69-73.
5. Калин, Б. А., Волков, Н. В., Сабо, С. Е. Радиационная эрозия материалов при воздействии полиэнергетического многокомпоненого пучка ионов. Тезисы Y-Межнационального совещания «Радиационная физика твердого тела» // Севастополь. – 25.06. – 2.07.1995 г. – стр. 26.
6. Калин, Б. А., Волков, Н. В., Сабо, С. Е., Рыбалко, В. Ф., Толстолуцкая, Г.Д., Копанец, И. Е., Завадская, Т. Ю. Применение полиэнергетического пучка ионов Ar+ со средней энергией Е=9.4 кэВ для легирования металлов методом «вбивания» атомов из покрытия. Тезисы докладов III Международная конференция «Модификация поверхности материалов пучками заряженных частиц» // Свердловск. – СПТИ. – 1993 – т. 1. – с.52-53.
7. Калин, Б. А., Волков, Н. В., Сабо, С. Е., Аталикова, И. Х. Особенности легирования поверхности материалов атомами пленок при облучении полиэнергетическим пучком ионов аргона. Тезисы докладов YI Межнационального совещания «Радиационная физика твердого тела» // МГИЭМ. – 1996. – с.41-42.
8. Kalin, B. A. Volkov, N. V., Gladkov, V. P., Sabo, S. E., Atalikova, I. H., Altuhov, A. A., Ion Mixing in Film-Substrate Systems Under Polyenergetic Ar+ Ion Beam Irradiation, in book Ion-Solid Interaction For Materials Modification and Processing, Symposium Proceedings, Pittsburgh, Pennsylvania. – U.S.A. – 1996. – V.396. – pp. 871-876.
9. Калин, Б. А., Волков, Н. В., Рыбалко, В. Ф., Толстолуцкая, Г. Д., Сабо, С. Е. Влияние атомных размеров системы «пленка-подложка» на процесс ионного перемешивания при облучении полиэнергетическим пучком ионов Ar+. Тезисы докладов «Международной конференции «Модификация поверхности материалов пучками заряженных частиц». – Томск, 1996.
10. Калин, Б. А., Гладков, В. П., Волков, Н. В., Сабо, С. Е. Проникновение атомов пленки в матрицу при распылении полиэнергетическим пучком ионов аргона со средней энергией 9.4 кэВ. Тезисы IY-Межнационального совещания «Радиационная физика твердого тела». – Севастополь. – 1994. – стр.21.
11. Kalin, B. A., Gladkov, V. P., Volkov, N. V., Sabo, S. E., Investigation The Results of Affect by Polyenergetic Beam of He+ and Ar+ Ions on Berillium, Copper, Vanadium. J.Plasma Device, 1996,V. 4 pp.223-244.
12. Калин, Б. А., Волков, Н. В., Сабо, С. Е. и др., Формирование ионно-легированного слоя для повышения эксплуатационных свойств циркониевых сплавов, V Научно-практическая конференция материаловедческих обществ России «Цирконий: металлургия, свойства, применение» Ершово. – Москва. – 2008. – с.41-43.
13. Клявин, О. В Дислокационно-Динамическая Диффузия в Кристаллических Телах. – Физика твердого тела. – том 35. – № 3 (1993). – с.513-541.
14. Мартыненко, Ю. В. Эффекты дальнодействия при ионной имплантации, Препринт ИАЭФ. – 1988г.
15. Халл, Д. Введение в дислокации // М.:, Атомиздат. – 1968г. – 277 с.
16. Новиков, И. И. Дефекты кристаллического строения металлов // М.: Металургия. – 1975г. – 208 с.
17. Fleisher, R. L., Acta Met., 9, 996 (1961).
18. Nabarro, F.R.N., Theory of Crystal Dislocation, Clareon Press, Oxford, 1967.
19. Seeger, A., Haasen P., Phil. Mag., 3, 470 (1958).
20. Saxl, J., Cz. J. Phys., B14, 381 (1964).
21. Nabarro, F.R.N., The Physics of Metals, vol.2, Ch. 4, ed.Hirch B., Cambridge Univ. Press, 1975.
22. Takeuchi, S., Scripta Met. 2, 481 (1968).
23. Судзуки, К., Тэнъирон нюмонб изд-во Агунэ, 1967. (Яп.яз.).
24. Нориути, Р., Ёсинага, Х., Нихон киндзокугаку кайси, 29, 351 (1965).(Яп.яз.).
25. Cochardt, A. W., Schoek, G., Wiederich, H., Acta Met., 3, 533 (1955).
26. Schoek, G., Seeger, A., Acta Met., 7, 469 (1959).
27. Cottrell, A. H., Bilby, B. A., Proc.Phys. Sos., A62, 49 (1949).
28. Yoshinaga, H., Morozumi, S., Phil. Mag., 23 1351 (1971).
29. Ёсинага, Х., Нихон киндзокугакукай кайхо, 10, 519 (1971). (Яп.Яз.).
30. Судзуки, Т., Ёсинага, Х., Такеути, С. Динамика дислокаций и пластичность: Пер. с япон. // М.: Мир. – 1989.-296с., ил.
31. Yoshinaga, H., Morozumi, S., Phil. Mag., 23 1367 (1971).
32. Granato, A. V., Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids, ed. Hasiguti R.R. Tokyo Univ. Press, Tokyo, 1977, p.81.
33. Комаров, Ф. Ф., Новиков, А. П., Ионно-лучевое перемешивание при облучении металлов // Энергоатомиздат. – М:1998.
34. Perry, A. J., Treglio, J. R. The implantation affected zone (the lomg range effect) in metal ion implanted titanium nitride films, 1-st International Symposium 'Beam Technologies' (BT'95), Dubna, Russia, February 28- March 4, 1995.
35. Титов, В. В. Роль механических напряжений при легировании материалов с помощью ионных пучков, Препринт ИАЭ -3774/11 // М.,1983. – с.48.
36. Хирт, Дж., Лоте, И., Теория дислокаций // М.: Атомиздат. – 1972. – 599 с.
37. Эшелби, Дж. Континуальная теория дислокаций // М.: Мир. – 1963. – 248 с.
38. Фридель, Ж. «Дислокации» // М.: Мир. – 1967. – 644 с.