

539.1
В40

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
С ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ

МОСКВА 1979

539.1
В 40

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ С С С Р

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ТВЕРДЫМИ
ТЕЛАМИ

Под общей редакцией
М.И.Рязанова

Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного
пособия

Москва 1979

Библиотечный
фонд
НИЯУ МИФИ
г. Москва

УДК 539.12:539.2

Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами.

Учебное пособие. Под общей ред. М.И.Рязанова, М., Изд.МИФИ,
1979, 76 стр.

Учебное пособие состоит из двух частей. В первой части (авторы - Ю.П.Добрецов, В.Г.Кириллов-Угрюмов) рассматриваются свойства мюноклонных атомов, т.е. атомов, состоящих из ядра, отрицательного мюона и электронов. Анализируется вопрос о возможности обнаружения таких атомов и перспективах их использования в химии и физике твердого тела. Во второй части авторы - Л.А.Максимов, А.И.Рязанов рассматривается кинетика кластеров радиационных дефектов в твердом теле, образованных при облучении. Анализируются возможные пути применения соответствующего теоретического исследования. Пособие полезно специалистам, работающим над проблемами взаимодействия излучения с веществом.

Авторы: Ю.П.Добрецов, В.Г.Кириллов-Угрюмов, Л.А.Максимов,
А.И.Рязанов

© Московский инженерно-физический институт, 1979 г.

Ч А С Т Ь I

МЕНУКЛОННЫЕ АТОМЫ

Изучение взаимодействий экспериментальных частиц с веществом привело к обнаружению новых, неизвестных ранее типов атомов. На сегодня наиболее изучены атомы, возникающие при торможении в веществе и последующем захвате обычными атомами отрицательных частиц - Пионов (π^- - мезонов), мюонов (μ^- - мезонов) и антипротонов (\bar{p}), либо образующиеся при захвате положительно заряженными частицами электронов. В последнем случае образуются водородоподобные системы, например, мюоний ($M\mu$), состоящий из μ^+ -мюона и электрона. В дальнейшем выяснилось, что некоторые характеристики и взаимодействия элементарных частиц, входящих в состав новых атомов, зависят от химического и агрегатного состояний вещества и могут быть использованы для измерения скоростей химических реакций и свойств твердого тела. Так, на стыке трех отраслей наук - физики элементарных частиц, физики твердого тела и химии - возникли новые направления науки - мезонная химия и мезонные методы изучения свойств твердого тела.

В данной лекции мы остановимся на обнаружении и свойствах мюонных атомов, атомов, состоящих из ядра, отрицательного мюона и электронов и перспективах их использования в химии и физике твердого тела.

Мюонные и мезонные атомы

Несколько слов о свойствах мюонов. Мюоны, как и электроны, принадлежат к одному классу элементарных частиц — лептонам, они имеют полуцелый спин и не участвуют в ядерных взаимодействиях. Как у электрона, электрический заряд мюона равен единице и может иметь положительный или отрицательный знак. Он тяжелее электрона, его масса $m_\mu \approx 206 m_e$, где

m_e — масса электрона. Среднее время жизни свободного мюона $\tau_{\text{своб.}} = 2,2$ мкс. Мюон распадается по схеме

$\mu \rightarrow e + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ на электрон (позитрон) и электронное и мюонное нейтрино. Энергетический спектр электронов распада имеет максимум около 30 Мэв и простирается до 55 Мэв, т.е. большинство электронов при распаде мюонов имеют энергию, значительно превышающую энергию при бета-распаде радиоактивных ядер.

Обычным источником мюонов является распад пиона

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (и $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$) время жизни которого в ~ 100 раз меньше мюонного. Пионы образуются в нуклон-нуклонных взаимодействиях на ускорителях заряженных частиц. Для формирования "чистых" и интенсивных пучков мюонов используются мезонные тракты. В СССР такие тракты созданы в ЛЯИ ОИЯИ на 680-Мэв-синхроциклотроне и в ЛЯФ ($E_p = 1$ Гэв). Параметры пучков на обоих ускорителях примерно одинаковы. При торможении отрицательно заряженного мюона в веществе до скоростей атомных электронов он за-

хватывается атомом и образует с ядром заряда Z связанную систему — мюонный атом $(\mu Z)^X$. Размеры (μZ) определяются радиусом К-оболочки мюона, которая в $(m_\mu/m_e) \approx 206$ раз меньше ближайшей к ядру К-оболочки электрона и для ядер с $Z \gg 30$ становятся близкими к размерам ядра. В процессе перехода мюона на К-оболочку атом возбуждается, в результате чего к моменту образования мюонного атома последний оказывается сильно ионизированным. В столкновениях с другими атомами (μZ) может набрать $Z - I$ электронов и образовать нейтральную систему — мюонуклонный атом (μNA) . Название "мюонуклонный" впервые было предложено авторами работы [1] для обозначения атома с заполненной электронной оболочкой, у которого роль ядра играет мюонный атом (μZ) .

Исследования мюонных атомов интенсивно проводились с 1947 года и дали важную информацию о распределении электрического заряда и структуре нуклонного ядра, позволили измерить с высокой точностью массу отрицательного мюона, проверить предсказания квантовой электродинамики / 210. Как и при изучении энергетических уровней атомного ядра, влияние на уровни (μZ) системы окружающих электронов ничтожно мало и каких-либо выводов из современных экспериментов с (μZ) атомами о состоянии электронных оболочек (μNA) атома сделать нельзя.

х) Такую систему называют также мезоатомом.

Как известно, исторически физика обычного атома развивалась от исследования электронных оболочек — химии, атомной спектроскопии к физике ядра. Что касается физики (μNA) атомов, то здесь вначале было изучено "ядро" системы — мюонный атом и лишь недавно приступили к исследованию самых (μNA) атомов.

Чем же интересны (μNA) атомы? Что нового может дать изучение их электронных оболочек? С точки зрения химика, свободный, т.е. с полностью заполненной электронной оболочкой атом, в состав которого входит ядро Z и отрицательный мюон, представляет химический аналог соседнего в периодической системе элемента с порядковым номером ($Z - 1$). Существенно, что это не просто химический аналог, но и аналог "меченый", радиоактивный, свойства которого зависят от окружающей среды.

Время жизни мюона в связанном состоянии τ_2 отличается от $\tau_{\text{своб.}}$, в основном, за счет конкурирующего с распадом процесса захвата мюона ядром ($p + \mu^- \rightarrow n + \nu_\mu$). Вероятность захвата описывается слабым взаимодействием и резко возрастает с зарядом ядра Z ($\sim Z^4$). Время жизни мюона в связанном состоянии и время жизни самого (μNA) практически совпадают, поскольку время образования (μNA) в обычных условиях на несколько порядков меньше τ_2 — времени жизни атома даже для больших Z . По этой же причине время жизни мюонного атома и мюонного, который является его ядром, можно считать одинаковым.

Наличие мюонных атомов можно обнаружить, измеряя кривую распада, т.е. число электронов распада N_e как функцию вре-

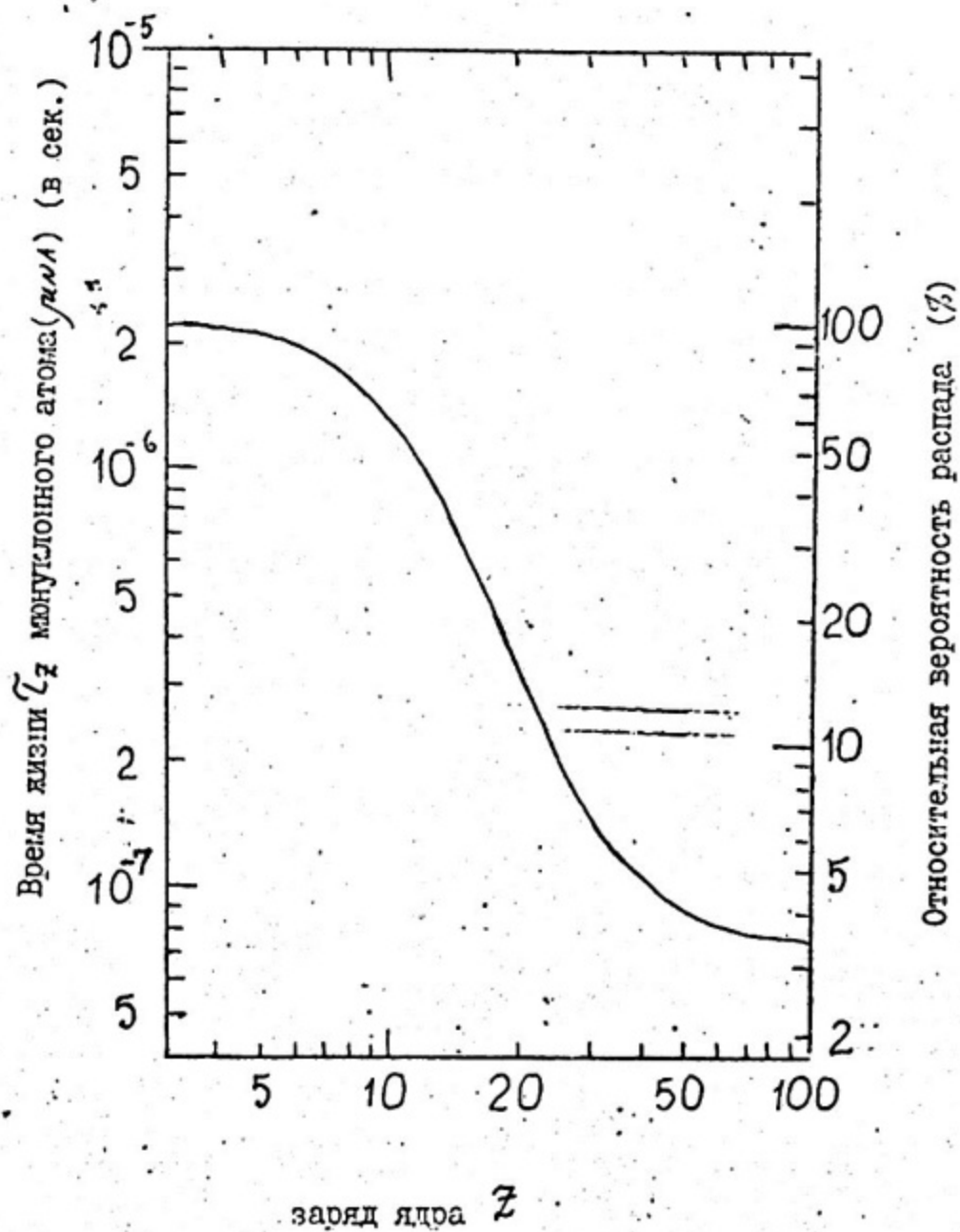


Рис. I. Зависимость времени жизни мюнного атома τ_z от заряда ядра Z

меня t :

$$N_e(t) = N_0 \exp(-t/\tau_2)$$

По времени τ_2 можно идентифицировать сорт (μZ) и соответственно (μNA) атома.

На рис. I показано время жизни мюонных атомов τ_2 как функция Z . Как видно, для легких атомов это время масштаба микросекунд, а для тяжелых - падает почти на два порядка. Тем не менее, время жизни (μNA) атомов значительно превышает времена, характерные для атомных столкновений даже в газах. Поэтому (μNA) атомы, как объекты для изучения меж-атомных взаимодействий, являются достаточно стабильными системами.

Метод изучения (μNA) атомов

Для исследования (μNA) атомов используется метод ларморовой процессии спина мюона в поперечном (относительно спина) магнитном поле. Этот метод широко используется для изучения поведения мюонов в веществе, исследования мюония [3,4].

В основе метода лежат два известных явления. Во-первых, несохранение P-четности при распаде мюонов, следствием чего является асимметрия углового распределения электронов распада

$$\frac{dN_e}{d\Omega} \approx 1 + a \cos \theta$$

где θ - угол между спином мюона и импульсом электрона,
 a - коэффициент асимметрии.

Величина a , измеренная на опыте, зависит от степени поляризации P_k мюонов в момент распада и равна $a = a_0 P_k$, где $a_0 = 0,33$. Так как один мюон дает при распаде один электрон, для измерения a необходимо обмерить достаточно большое число μ -распадов. С другой стороны, каждый из мюонов распадается в разный момент времени после остановки. Это позволяет измерить a в разные моменты времени t и получить зависимость $a(t)$.

Во-вторых, в поперечном магнитном поле H спин и магнитный момент дираковской частицы с массой m будет вращаться, прецессировать с частотой

$$\omega = g e H / 2 m c$$

где g - гиромагнитное отношение, e - заряд частицы, c - скорость света. Для свободного мюона $g = 2$ с большой точностью. Частоту $\omega_\mu = e H / m_\mu c$ обычно называют мюонной частотой. Прецессию можно экспериментально обнаружить, поместив мишень, в которой останавливаются поляризованные мюоны, в поперечное магнитное поле. Если поляризация $P_k \neq 0$, то на опыте экспонента распада будет модулирована частотой ω_μ (см. рис. 2)

$$N_e(t) = N_0 \exp(-t/\tau_2) * [1 + a \cos(\omega_\mu t + \varphi)] \quad (I)$$

где φ - начальная фаза.

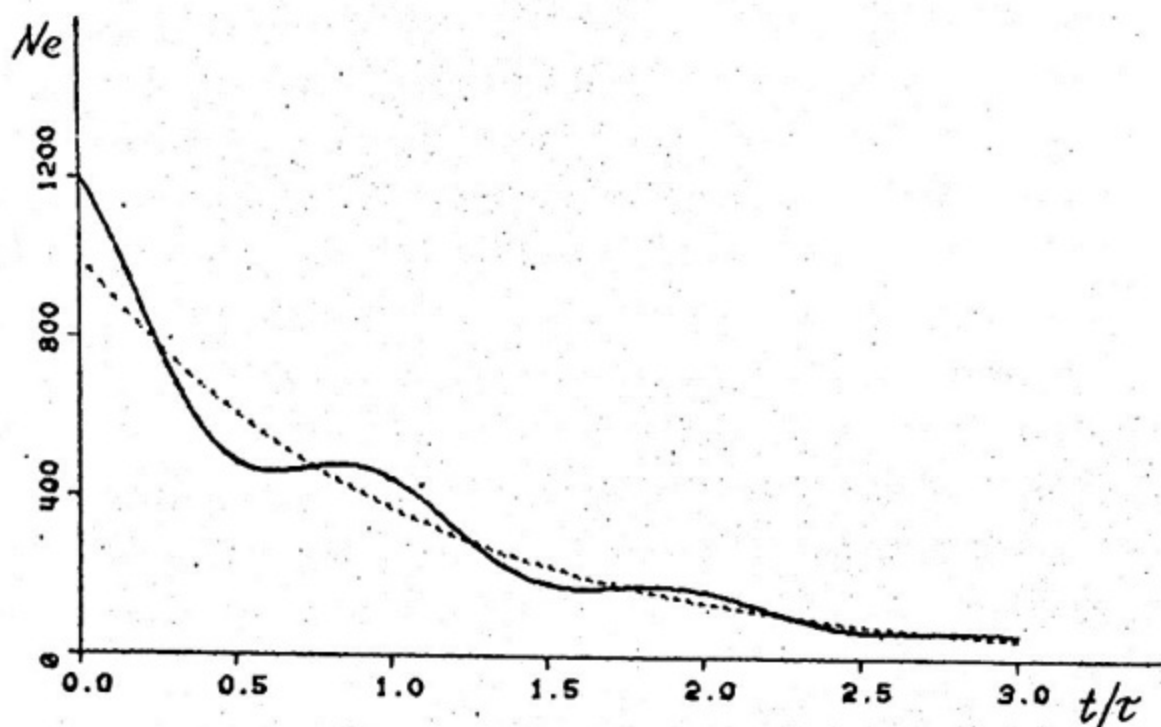


Рис.2. Временное распределение электронов от распада мюона. Пунктирная линия - в отсутствии магнитного поля; сплошная - в поперечном магнитном поле, $P_K = 0$.

Создание поляризованных пучков на ускорителях не вызывает принципиальных трудностей. Обычным источником мюонов, как упоминалось выше, являются пионы, образующиеся в нуклон-нуклонных взаимодействиях. Поскольку нейтрино продольно поляризовано, а спин пиона равен нулю, при распаде $\pi \rightarrow \mu + \nu$ в системе покоя пиона мюон полностью поляризован вдоль направления своего движения. Для получения пучков поляризованных мюонов используют распад пионов на лету и специальных магнитно-оптический канал — мезонный тракт, принцип работы которого основан на следующем. При распаде на лету пионов с энергией E_0 мюоны рождаются равновероятно в интервале энергий $(m_\mu/m_\pi)^2 \cdot E_0 \leq E_\mu \leq E_0$ причем на краях интервала поляризация 100%, но разных знаков (при $E_\mu = E_0$ знак такой же, как в системе покоя пиона). Поэтому, настроив тракт на захват пионов в достаточно узком интервале $E_0 \pm \Delta E_0$ и отбирая на его выходе мюоны с определенной энергией $E_\mu \pm \Delta E_\mu$ можно получить пучок с высокой степенью поляризации. На мезонном канале ЛЯП ОИЯИ, где проводились первые эксперименты с $(\mu n A)$ -атомами, поляризация пучка составляла $P_0 = 0,75 \pm 0,05$. Однако, для обнаружения прецессии спина важна также и остаточная поляризация отрицательного мюона в основном состоянии мюонного и мюонного атомов. Из эксперимента известно, что P_K для отрицательных мюонов в несколько раз меньше, чем для положительных. Так, например, в углероде $P_K^+ / P_K^- \sim 5$. Это связано с различными для обоих мюонов механизмами деполяризации. Положительный мюон, остановившись в веществе, распадается либо в свободном состоянии, либо из связанного — мюония.

Отрицательный же распадается в веществе, находясь на К-оболочке мюонного атома.

Процессы деполяризации отрицательного мюона рассматривались в ряде работ (см., например, обзор [5]). В целом картина представляется следующим образом. На этапе замедления мюона до скоростей, при которых происходит захват его в атом, деполяризацией можно пренебречь. Переходы из области непрерывного спектра в связанное состояние с большими значениями квантовых чисел n и l приводят к уменьшению первоначальной поляризации в 3 раза. После захвата мюон переходит в основное состояние за счет *оме* и радиационных переходов. *Оме*-переходы доминируют до некоторого уровня n_0 и происходят без дополнительной деполяризации мюона. При этом легкий атом может лишиться всех своих электронов. Радиационные переходы с уровня n_0 на К-оболочку сопровождаются дополнительной двукратной деполяризацией за счет спин-орбитального взаимодействия. Описанный механизм лежит в основе каскадной теории и для ядер со спином $I_A = 0$ дает $P_K = P_0 / 6$. Если $I_A \neq 0$, то за счет сверхтонкого взаимодействия спинов ядра и мюона остаточная поляризация уменьшается еще в $2 + 3$ раза. Как видно из изложенного, каскадная теория не рассматривает влияния электронной оболочки мюонного атома (или иона) на P_K . В тех веществах, где это влияние несущественно, выводы теории хорошо согласуются с экспериментом. Такая ситуация реализуется, например, в металлах, где валентные электроны находятся в зоне проводимости и время, характеризующее тонкое взаимодействие спина электрона со спином мюона,

оказывается много больше времени релаксации спина электрона. Поэтому в графите прецессия спина наблюдается на частоте свободного мюона ω_μ и $P_x \approx 17\%$ ($A \approx 0,05 + 0,06$) в соответствии с выводами теории. Аналогичная картина должна наблюдаться и у мюонклонного атома с диамагнитной электронной оболочкой.

В то же время существует целый ряд веществ, в которых остаточная поляризация, измеренная на частоте ω_μ в несколько раз меньше ожидаемой или близка к нулю. Это, например, водород, благородные газы, углеводородные соединения, переходные металлы, некоторые окислы [5]. Механизм деполяризации в водороде объяснил С.С.Герштейн, показав, что основную роль здесь играет рассеяние мюонного атома (μH) на протоне с обменом протонами и с переходом (μH)-атома в нижнее состояние сверхтонкой структуры, характеризующееся полным моментом, равным нулю. Для объяснения большинства остальных случаев была выдвинута гипотеза образования парамагнитного мюонклонного атома (или иона). Рассмотрим подробнее следствие такой гипотезы.

При захвате отрицательного мюона в процессе каскада атом теряет электроны, и затем, за время, сравнимое с временем каскада, уже (μH) набирает их вновь в столкновениях с другими атомами среды.

Пусть при этом сформировалась парамагнитная электронная оболочка с полным моментом $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, где L - орбитальный момент, S - спин электронной оболочки. Тогда в магнитных полях, много меньших характерного поля

$H_{LS} \approx 10^5 + 10^6$ Э, разрывающего LS - связь, J является "хорошим" квантовым числом и полный момент мюноклонного атома F будет равен^{x)} $F_{\pm} = J \pm i$ (где $i = 1/2$ спин мюона). Во внешнем магнитном поле H частота прецессии спина мюона будет теперь определяться полным механическим и магнитным моментом ($\vec{\mu}_e + \vec{\mu}_\mu$) мюноклонного атома. А так как магнитный момент электронной оболочки по абсолютной величине приблизительно равен магнитному моменту электрона ($\mu_e \gg \mu_\mu$), частота прецессии ω_A оказывается в $\sim 10^2$ больше ω_μ для свободного мюона. Как правило, экспериментальная установка для наблюдения прецессии спина мюона с периодом $T_\mu = 2\pi/\omega_\mu$ не позволяет одновременно наблюдать и период $T_A \ll T_\mu$. Типичной является ситуация, когда ширина канала временного анализа $\Delta t \geq T_A$. Естественно, что в такой ситуации прецессия на частоте ω_A наблюдаться не будет, а измеряемый коэффициент асимметрии оказывается равным нулю. Практически для наблюдения ω_A или ω_μ на одной и той же установке величину поля H выбирают такой, чтобы соответствующий период T был соразмерим с возможностями установки. Типичными в этом плане являются $H \sim 1 + 10$ Э для наблюдения ω_A и $H \sim 50 + 100$ Э для ω_μ .

Подробно поведение парамагнитного (μ_{NA}) в магнитном поле было рассмотрено Горелкиным и Смилгой в работе [1]. На рис. 3 представлена диаграмма Брайта-Раби уровней (μ_{NA}) атома с $J = 1/2$ в магнитном поле. Вид диаграммы сходен с

^{x)} Для простоты рассмотрим случай $I_g = 0$.

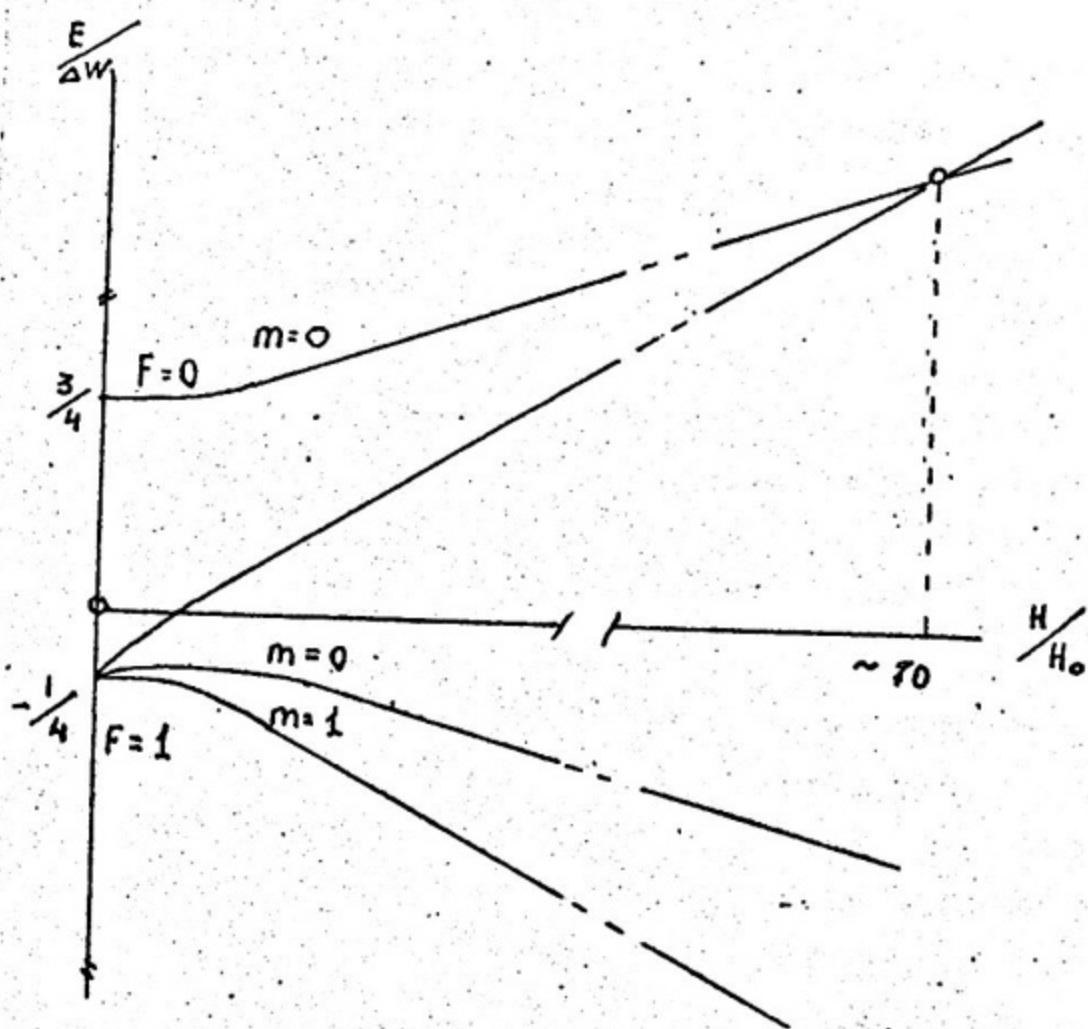


Рис.3. Диаграмма Брейта-Раби для $J = 1/2$

диаграммой для мюония, однако, поскольку знак магнитного момента отрицательного мюона противоположный положительному, в ($\mu_N A$) атоме синглет $F_- = 0$ расположен выше триплета $F_+ = 1$, а не наоборот, как у мюония.

В общем случае при исследовании ($\mu_N A$) атомов следует ожидать многочастотную прецессию спина мюона. Количество частот определяется возможными переходами между термами мультиплетов F_{\pm} , где выполняется правило $\Delta M = \pm 1$ (M - проекция полного момента, магнитное квантовое число). Можно видеть, что в случае $J = 1/2$ следует ожидать модуляцию экспоненты распада на 4-х частотах. Однако, как показывает анализ, частоты, соответствующие переходам между термами разных мультиплетов $F + 1/2 \rightarrow F - 1/2$ велики и не могут быть разрешены экспериментально. Для малых полей $H < H_0$ частоты, соответствующие переходам внутри мультиплетов, близки друг другу и поэтому распределение электронов распада в этом случае имеет вид

$$N_e(t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau_2) \cdot \left[1 + \frac{g}{2} \cos\left(\frac{g}{2} \omega_{M\mu} t\right) \cdot \cos\left(\frac{g}{4} \omega_{M\mu} \frac{H}{H_0} t\right) \right] \quad (2)$$

здесь $\omega_{M\mu} = eH/m_e c$ - частота прецессии триплетного мюония, $g(L, S, J)$ - фактор Ланде электронной оболочки, H_0 - характерное поле сверхтонкого взаимодействия. Для поля $H \ll H_0$ множитель $\cos\left(\frac{g}{4} \omega_{M\mu} \frac{H}{H_0} t\right)$ - описывающий биения, можно положить равным единице и для ($\mu_N A$) - мюонного атома с $J = 1/2$, для которого $L = 0$ и $g = 2$.

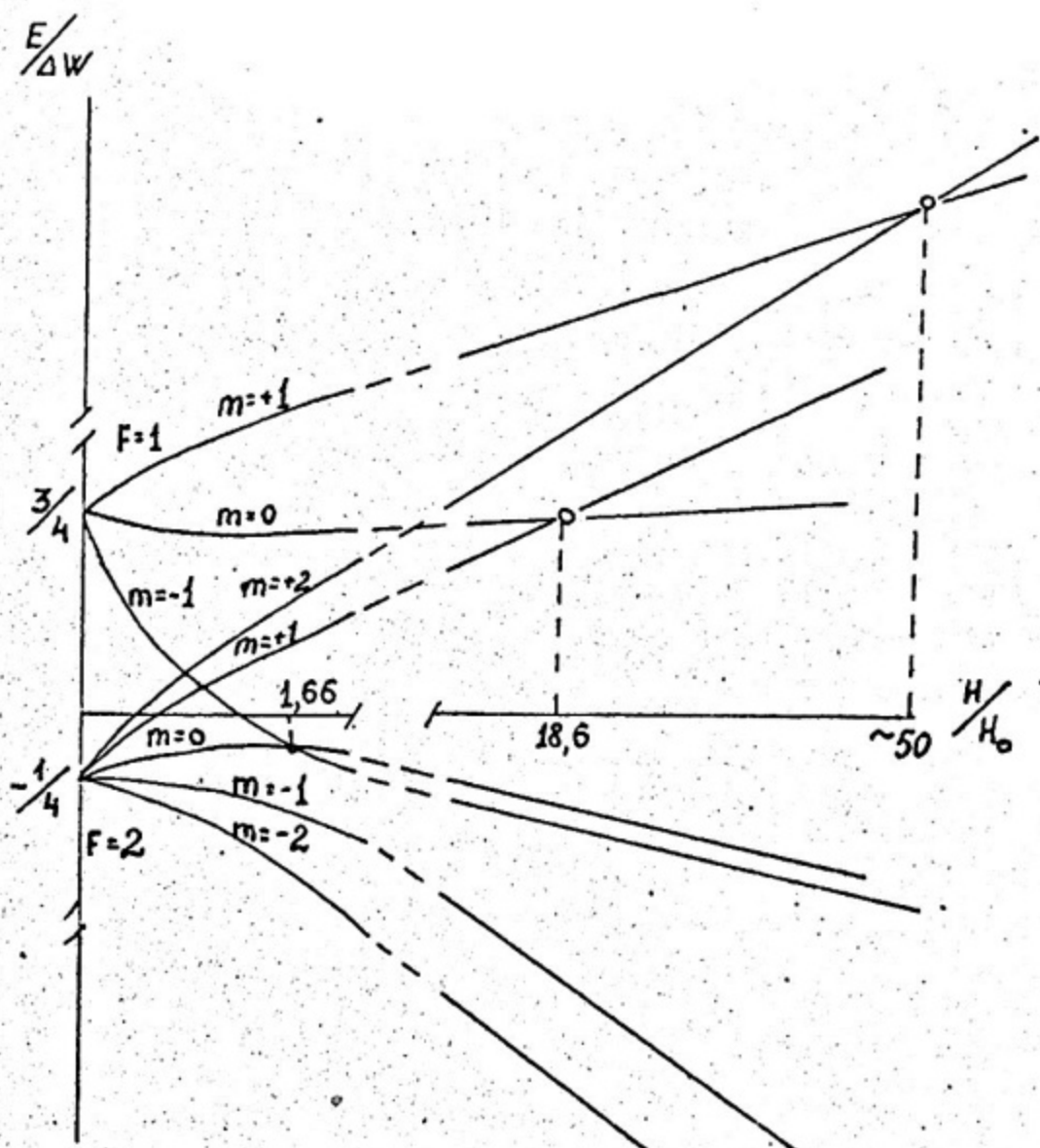


Рис.4. Диаграмма Брейта-Раби для $J = 3/2$.

Библиотечный
фонд
НИЯУ МИФИ
г. Москва

$$N_e(t) = N_0 \exp(-t/\tau_z) \left[1 + \frac{a}{2} \cos(\omega_{\mu\pi} t + \varphi) \right] \quad (3)$$

т.е. точно то же выражение, что и для прецессии мюония. В области $H > H_0$ следует ожидать остановки прецессии из-за пересечения термов $[F=0, M=0]$ и $[F=1, M=1]$ однако значения магнитного поля, при котором происходит остановка, как правило, существенно больше, чем в случае мюония.

Рассмотрим теперь (μ_{NA}) атомы с $J = 3/2$. Как видно из диаграммы Брайта-Раби для $J = 3/2$ рис.4 можно ожидать прецессии спина мюона в (μ_{NA}) атома уже на 12 частотах (переходы с $\Delta M = \pm 1$).

Для слабых полей $H < H_0$ представленная картина даже после аналогичных упрощений достаточно сложна и описывается двумя членами, каждый из которых представляет обилие на двух основных частотах. Экспонента распада будет модулирована функцией:

$$P(t) = \frac{P_K}{16} \left\{ \cos\left(\frac{3}{4} g \omega_{\mu\pi} t\right) \left[2 \cos\left(\frac{3}{16} g \frac{H}{H_0} \omega_{\mu\pi} t\right) + 3 \cos\left(\frac{9}{16} \frac{H}{H_0} \omega_{\mu\pi} t\right) \right] + \cos\left(\frac{5}{4} g \omega_{\mu\pi} t\right) \cos\left(\frac{9}{16} \frac{H}{H_0} \omega_{\mu\pi} t\right) \right\} \quad (4)$$

Однако, в приближении $H \ll H_0$ (сверхслабое поле) распределение электронов распада (μ_{NA}) атома с моментом в поле H можно записать аналогично работе [6] x).

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_z) \left\{ 1 + \frac{a}{6(2J+1)^2} \left[2(J+1)(2J+3) \cos \omega_+ t + 2J(2J-1) \cos \omega_- t \right] \right\} \quad (5)$$

x) Соотношение (5) справедливо для любого J . Так, при $J = 1/2$ оно совпадает с (3).

где

$$\omega_{\pm} = \frac{2J+1 \mp 1}{J(2J+1)} g(L, S, J) \cdot \omega_{M\mu} \quad (6)$$

В случае $J = 3/2$ полный момент (M_{NA}) равен $F_+ = 2$ и $F_- = 1$. Соответствующие частоты равны $\omega_+ = \omega_{M\mu}$ $\omega_- = 5/3 \omega_{M\mu}$. Коэффициенты в (5) учитывают заселенность мультиплетов F_{\pm} , вычисленную в предположении статистической, т.е. пропорциональной $2F + 1$. С учетом заселенности наблюдаемый коэффициент асимметрии ожидается весьма малым: для F_+ $a_+ \sim 0,016$, для F_- $a_- \sim 0,003$. Отсюда видно, что эксперименты по поиску и использованию мюноклонных атомов более сложны методически, чем с мюнием ($a_{M\mu} \approx 0,15$). Мюноклонный атом может оказаться ненаблюдаем, если быстро, за время меньше временного разрешения аппаратуры вступит в диамагнитное химическое соединение или спин мюона полностью деполаризуется в результате конверсии спина электрона за счет взаимодействия с окружающим веществом. Поэтому не случайно, что первые эксперименты, где было доказано существование свободных мюноклонных атомов было сделано в благородных газах высокой частоты.

Эксперимент

На сегодня обнаружены 3 сорта (M_{NA})-атома: мюноклонные фтор [6], водород [7] и хлор [8]. Все три атома получены в атмосфере благородных газов - неона, гелия и аргона соответственно. Благородные газы были выбраны не случайно.

Поиск свободного мюноклонного атома естественно было проводить в химически инертной среде с тем, чтобы понизить вероятность химической реакции одиночного атома (или иона). Такой средой является атмосфера благородного газа. Однако, потенциал ионизации благородных газов выше, чем у соседних с ними в периодической системе галогенов. Так потенциал ионизации гелия $V_{He} = 24,6$ эв, а водорода $V_H = 13,6$ эв, неона $V_{Ne} = 21,6$ эв, а фтора $V_F = 17,4$ эв и т.д. Таким образом, в чистом однородном благородном газе свободный мюноклонный галоген образоваться не может, т.к. ему неоткуда будет взять последний электрон для заполнения оболочки. Для того, чтобы обеспечить необходимые условия формирования ($\mu_n A$) атома в газ, подмешивают химически пассивный донор с относительно низким потенциалом ионизации. Таким донором обычно является ксенон с $V_{Xe} = 12$ эв. Газообразная фаза также была выбрана не случайно - облегчается чистка и контроль чистоты газа.

Эксперименты проводились на мезонных трактах: [6] и [8] на синхротроне ЛЯЦ ОИЯИ группой МИФИ, [7] группой Хьюза (США). Принципиальные схемы эксперимента существенно не отличались. Отличие состояло в конструкции газовых мишеней. Для увеличения числа остановки мюонной газ брался под давлением $\sim 40-50$ атм. в экспериментах с Ne и Ar и ~ 10 атм. в He . Из-за малой толщины газовых мишеней принципиальным является метод выделения остановок в газе от остановок в стенках корпуса мишени. В описываемых работах это осуществлялось следующим образом:

1. Эксперимент с Ne . Мишень имела форму цилиндра, изготовленного из нержавеющей стали. Внутри располагался легкий электрод коаксиальный корпусу. Электрод изготовлен из металлической сетки в виде цилиндра с сетчатыми крышками и имел изолированный вывод из корпуса мишени. Внутренний объем электрода - рабочий - в нем выделялись остановки. Весь объем мишени просматривался ФЭУ. Со стороны входа пучка в мишень объем между электродом и корпусом заполнен диэлектриком. Выделение остановок в газе производилось следующим образом. При прохождении через смесь газа мюон вызывал сцинтилляционную вспышку, которая регистрировалась ФЭУ. При совпадении во времени этой вспышки с сигналами с мониторинговых счетчиков, установленных по пучку, на центральный электрод подавался высоковольтный импульс. Если мюон не останавливался в рабочем объеме, а проходил промежуток между сеткой и корпусом мишени, то под действием этого импульса возникала электролюминесценция в газе, регистрируемая так же ФЭУ и синхронная с высоковольтным импульсом. Отсутствие электролюминесценции было тестом на остановку мюона в газе или сетке электрода. Так как вес сетки был сравним с весом газа, а τ_{Fe} в ней мало ($\tau_{Fe} = 0,2$ мкс, а $\tau_{Ne} = 1,5$ мкс), вклад остановок в электроде был мал и исключался отбрасыванием части каналов временного распределения электронов $\mu \rightarrow e$ распада.

2. Эксперимент с He . Мишень представляла собой металлический цилиндр, внутри которого располагался сцинтиллятор в виде стакана. Пучок мюонов входил по оси стакана, перед открытой частью которого устанавливался входной счетчик - тон-

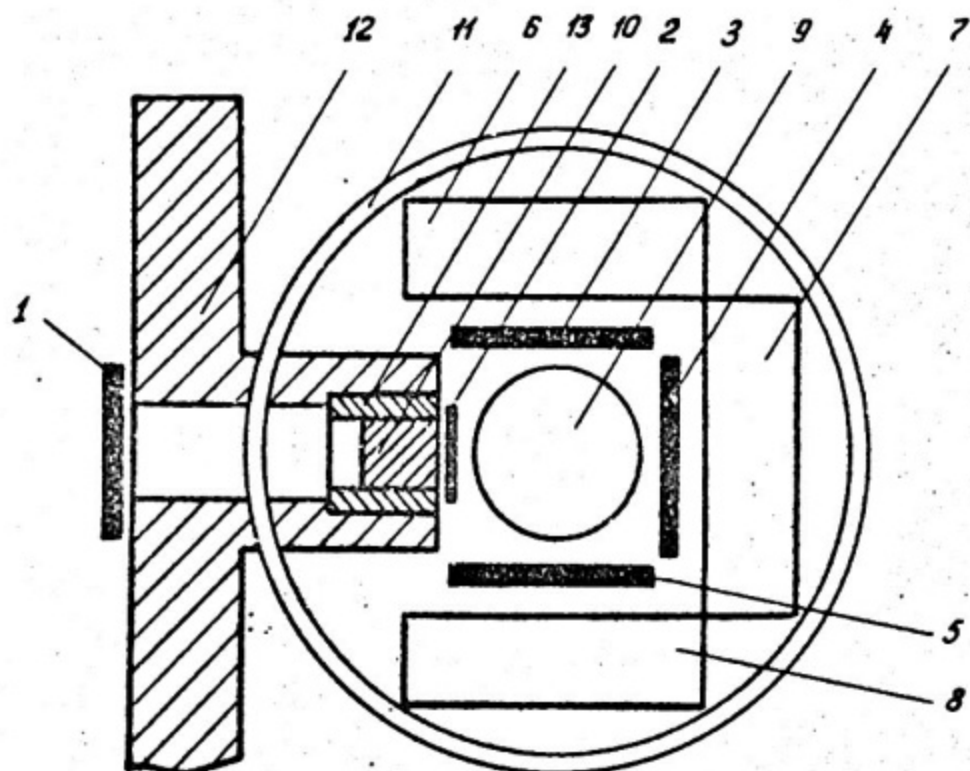


Рис.5. Схема экспериментальной установки:

I-8 - сцинтилляционные счетчики;

9 - газовая мишень;

II - катушки Гельм-Гольца;

10 - замедлитель.

Совпадение I29 отвечают остановкам мюона в газовой мишени. Электроны регистрируются 3 телескопами 36, 47, 56

кий сцинтиллятор. Срабатывание этого счетчика одновременно с мониторными и отсутствие сигнала со стакана говорило о том, что мюон остановился в газе или входном счетчике. Вклад остановок в последнем не превышал 20% и учитывался при обработке временных распределений.

3. Эксперимент с A_2 . Мишень имела форму шара, объем которого просматривался ФЭУ. Выделение остановок проводилось по энергораспределению (амплитуде сцинтилляционной вспышки) мюона в газе и связано с резкой зависимостью ионизационных потерь от энергии для нерелятивистских мюонов. Интегральный вклад остановок в стенках мишени во временное распределение электронов от $\mu \rightarrow e$ распада не превышал 10% и учитывался при обработке. Схема эксперимента представлена на рис.5. Мишень располагалась в магнитном поле, поперечном относительно спина мюона. Магнитное поле создавалось соленоидом [6] или катушками Гельм-Гольца [7,8]. На рис.6 показаны результаты гармонического анализа временных распределений. Отчетливо видны сигналы на ожидаемых частотах прецессии соответствующих мюонных атомов. Как и ожидалось, для мюонного водорода (см. соотн. (3)) наблюдается одна частота, равная $\omega_{\mu H}$. Для мюонных фтора и хлора (см. соотн. (5)) сигнал проявляется на частоте $\omega_{\mu F}$ и $1/3 \omega_{\mu F}$. Сигнал на частоте $5/3 \omega_{\mu F}$ амплитуда которого ожидается в 5 раз меньше амплитуды на частоте $\omega_{\mu F}$ статистически не обеспечен. Наличие сигнала на частоте $1/3 \omega_{\mu F}$ указывает на то, что наряду с основным состоянием мюонных атомов фтора и хлора $^2P_{3/2}$ реализуется $^2P_{1/2}$. Расчет [6] показывает, что в этом случае прецессион-

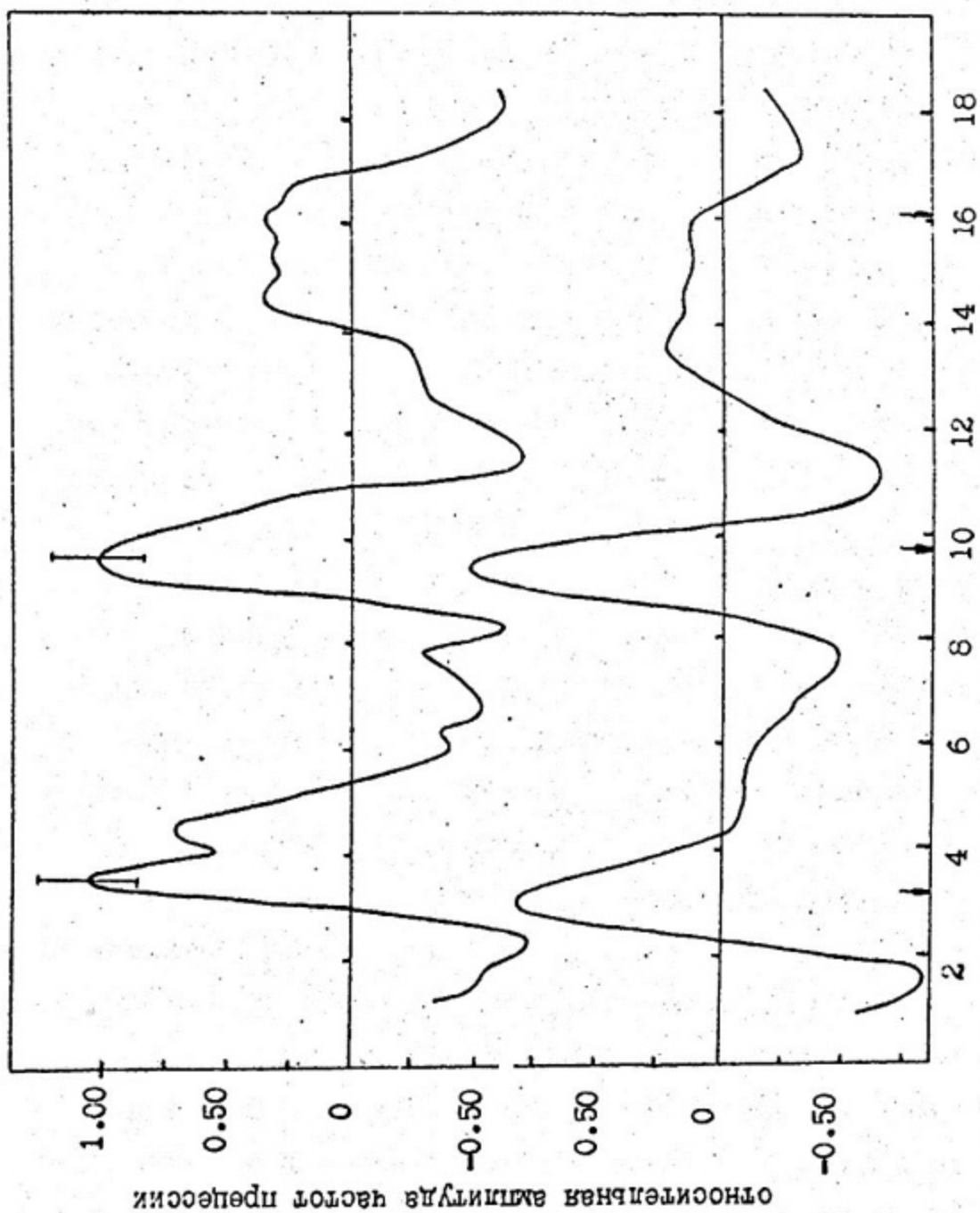


Рис. 6. Гармонический анализ временного распределения электронов $\mu \rightarrow e$ распада при останковке μ — мезонов в несне [6]: а — экспериментального $H = 1.1$ Гс; б — смоделированного для мюонного фтора.

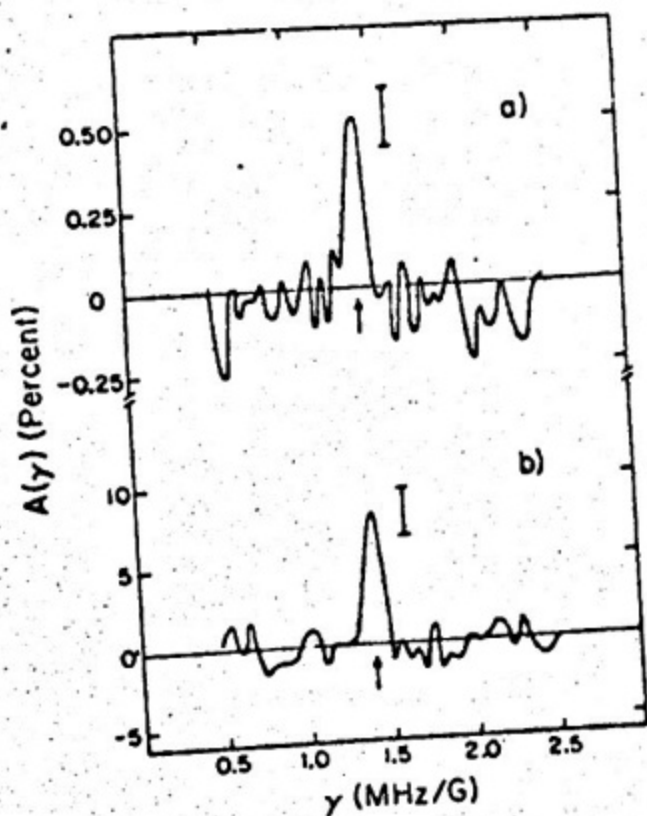


FIG. 7. Observed Larmor precession amplitudes $A(\gamma)$ versus gyromagnetic ratio $\gamma = f/B$: (a) μ^- stopped in He+2% Xe, and forming $\alpha\mu^-e^-$ ($3 \times 10^8 \mu_g$); (b) μ^+ stopped in He+2% Xe, and forming μ^+e^- ($1.8 \times 10^6 \mu_g$). The arrows indicate the expected gyromagnetic ratio $\gamma = 1.4$ MHz/G.

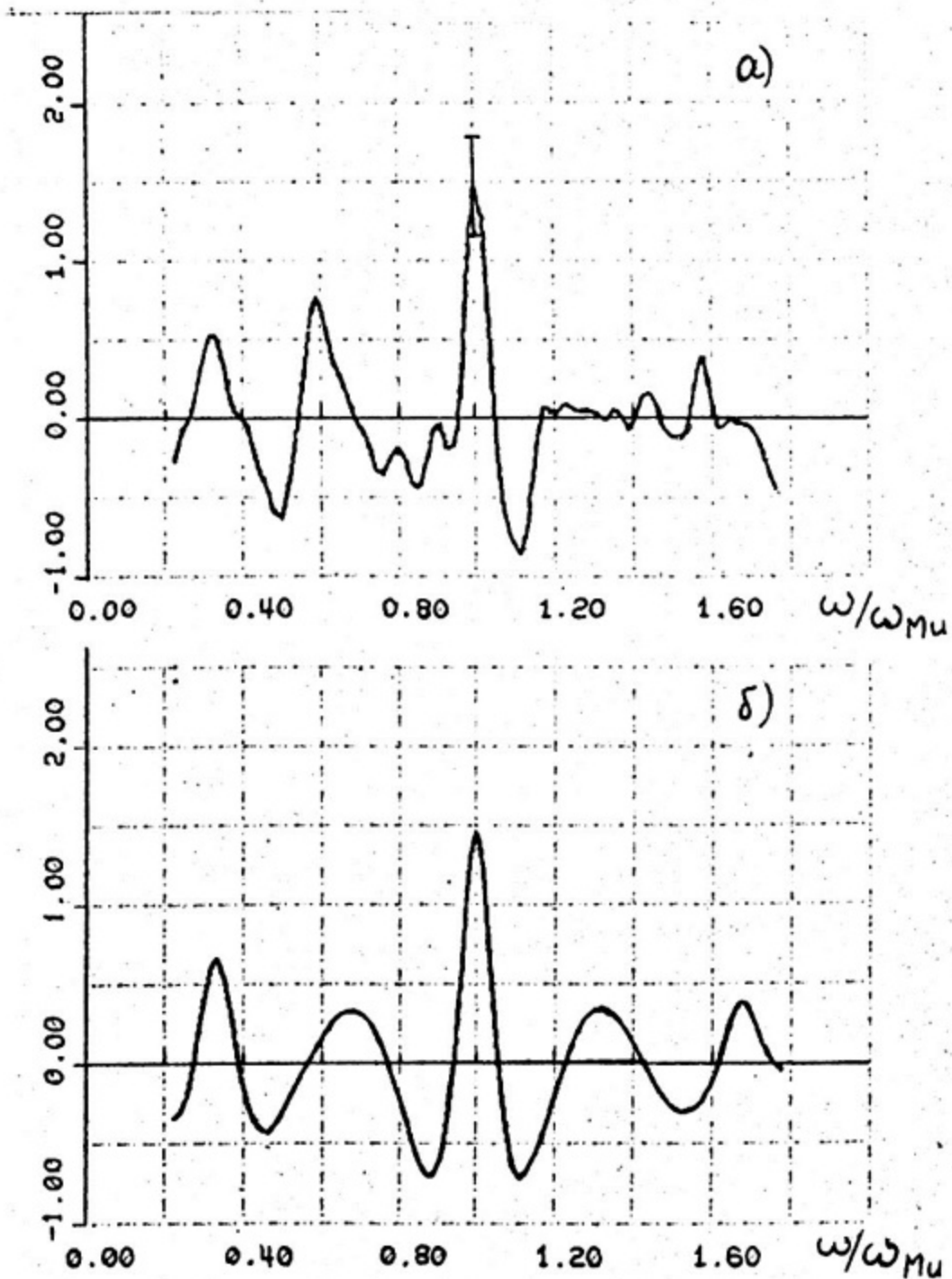


Рис.8. Гармонический анализ временного распределения электронов $\mu \rightarrow e$ распада при остановке μ^- -мюонов в A_2 [8] :

а - экспериментального;

б - ожидаемого для мезонуклонного хлора.

ная картина должна описываться следующим выражением:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_2) \cdot \left\{ 1 + a \left[\frac{1}{6} \cos(\omega_{\text{Mn}} t/3 + \varphi) + \frac{5}{24} \cos(\omega_{\text{Mn}} t + \varphi) + \frac{1}{24} \cos(5\omega_{\text{Mn}} t/3 + \varphi) \right] \right\} \quad (7)$$

Коэффициенты при \cos - статистические веса состояний.

Эксперимент не противоречит статистической заселенности мультиплетов.

Перспективы применения мюноклонных атомов

Итак, экспериментально доказано существование свободных мюноклонных атомов. Однако, для того, чтобы наблюдать прецессию свободных ($\mu_{\text{N}} A$)-атомов, необходимо в течение времени, соответствующему нескольким периодам прецессии, предохранить их от воздействия внешних условий, которые могут изменить их состояние. С этой целью в эксперименте инертный газ в течение опыта подвергался тщательной химической очистке от посторонних

примесей. Особенно опасна примесь парамагнитных молекул (в частности, кислорода O_2). При рассеянии (μ_{NA}) на парамагнитных молекулах может произойти переворот спина электрона и соответственно разрушение картины прецессии. Прецессия на частотах мюноклонного атома разрушается и тогда, когда (μ_{NA}) вступает в химическую реакцию и образует диамагнитную молекулу. Таким образом, разрушение прецессионной картины, т.е. уменьшение амплитуды прецессии на частотах (μ_{NA})-атома является результатом изменений, происходящих в электронной оболочке этого атома при его взаимодействии с окружающей средой. Значит, измеряя изменение амплитуды прецессии во времени, мы можем проследить за судьбой одиночных атомов в веществе, т.е. использовать (μ_{NA})-атом в качестве зонда для изучения физико-химических свойств вещества (скорости химических реакций, внутренние магнитные и электрические поля и др.).

Возможности исследования физико-химических свойств вещества, которые возникают при использовании (μ_{NA}) атомов, во многом аналогичны соответствующим возможностям с использованием более простого мюонного атома - мюония, в состав которого входят положительный мюон и электрон. Мюоний был впервые обнаружен еще в 1960 году Хьюзом и сотрудниками [4]. В настоящее время свободный мюоний наблюдают в большом числе веществ и мюониевый метод изучения физико-химических свойств веществ интенсивно развивается [3,4]. Если в случае мюония мы имеем дело с химическим аналогом водорода, то мюноклонные атомы могут иметь электронную оболочку большого количества химических элементов, предоставляя, таким образом, более широкие возможности.

для исследований (например, вместо химии водорода - химия галогенов).

На сегодня накопилось достаточно большое количество экспериментальных данных, косвенно указывающих на образование мюноуклонных атомов. В этом плане мы рекомендуем обзор Евсеера [5]. Там же приведена обширная библиография по этому вопросу. В этих экспериментах было показано, что асимметрия электронов $\mu \rightarrow e$ распада, измеренная на частоте ω_μ зависит от молекулярного и агрегатного состава мишени, в которой останавливаются отрицательные мюоны. Более того, в некоторых веществах была обнаружена температурная зависимость остаточной поляризации P_K . Однако, прямое наблюдение мюноуклонных атомов в конденсированных средах пока не удавалось - скорость химической реакции оказывалась столь большой, что к моменту наблюдения (определенному временным разрешением аппаратуры 10^{-9} сек) атом уже назывался связанным в молекуле.

Одна из возможностей изучения (μ_{NA}) -атомов, образующихся в конденсированных средах, состоит в использовании так называемого явления "кулоновского взрыва". Суть этого явления состоит в кулоновском расталкивании ионов или атомных ядер, входящих в состав молекулы при срыве с них электронов в процессе захвата мюона атомами. Экспериментально наблюдался взрыв CH_3I молекулы [5]. Если при взрыве образующийся (μ_{NA}) -атом выбрасывается с тонкой подложки конденсированного вещества в окружающий мишень инертный газ, то условия существования в благородном газе позволяют наблюдать в свободном состоянии мюноуклонные атомы химические аналоги большого числа химических

элементов.

Метод ларморовой прецессии спина ($\mu_N A$)-атомов позволяет изучать скорость химических реакций, добавляя в атмосферу благородного газа различные химические соединения. Как правило, молекулы, образующие в результате химической реакции ($\mu_N A$) атома с атомами добавки диамагнитны, т.е. магнитный момент оболочки молекулы равен 0. При этом зависимость счёта электронов $\mu \rightarrow e$ распада исчезает. Так как атомы вступают в химическое взаимодействие в разные моменты времени, появляется зависимость $a(t)$:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_2) [1 + a e^{-t/\tau_{\text{хим}}} \cos(\omega_A t + \varphi)] \quad (8)$$

где $\tau_{\text{хим}}$ - среднее время до вступления в химическое взаимодействие.

Подавление амплитуды прецессии в ($\mu_N A$)-атоме может быть связано с релаксацией магнитного момента электронной оболочки ($\mu_N A$)-атома из-за взаимодействия с локальными магнитными или электрическими полями соседних атомов или молекул. Параметр затухания асимметрии в (8) будет в этом случае характеризовать величину соответствующего поля микроструктуры.

Изучение прецессионной картины мюонных атомов даст новый метод для исследования сверхтонкой структуры акцепторных примесных уровней [I]. Образующийся при определенных условиях мюонный акцептор + дырка в спиновом отношении подобен атому мюония, однако, масштаб полей сверхтонкого расщепления может уменьшаться, как показывают оценки, в 10 + 100 раз по сравнению с мюонием и эффекты, для наблюдения которых в мюонии тре-

бурются сверхсильные поля $B \approx 10^5 + 10^6$ гс (остановка прецессии), могут наблюдаться в полях $\sim 10^2 + 10^3$ гс.

Значительный интерес представляет сверхтонкая структура (μ_{NA}) атомов. Как известно, эта структура возникает за счет взаимодействия электронов атома с магнитным моментом ядра. У атомов, у которых спин ядра и соответственно магнитный момент равен нулю - сверхтонкая структура отсутствует. В (μ_{NA}) системе "ядро", т.е. мюонный атом (μZ) всегда имеет магнитный момент, отличный от нуля. Действительно, даже если нуклонное ядро имеет спин $I_{\text{я}} = 0$, спин (μ_{NA}) будет равен $I_{\mu Z} = 1/2$, т.е. спину мюона и, соответственно, магнитный момент равен магнитному моменту мюона μ_{μ} . Существенно, что μ_{μ} значительно превышает магнитные моменты нуклонных ядер и в $3,18$ раза больше аномального магнитного момента протона μ_p . Таким образом, сверхтонкая структура (μ_{NA})-атомов должна быть более ярко выражена, чем у обычных атомов. Полагая для определенности $I_{\text{я}} = 0$, величина сверхтонкого расщепления уровня

$$\Delta W \sim \mu_{\mu} \mu_e^{\text{эфф}} |\psi_e(0)|^2$$

где $\mu_e^{\text{эфф}}$ - эффективный результирующий магнитный момент электронов (μ_{NA}) атома, а $|\psi_e(0)|^2$ - плотность волновой функции электрона на мюоне. В первом приближении $|\psi_e(0)|^2 \sim 1/a_e^3$ - где a_e - размер (μ_{NA}) атома. Таким образом, измеряя на опыте ΔW , можно, рассчитав $\mu_e^{\text{эфф}}$, получить данные о величине магнитного момента мюона в связанном состоянии μ_{μ} , либо об электронной плотности атома. Изме-

рение ΔW или $\omega_0 = \Delta W/\hbar$ можно провести, наблюдая экспериментально многочастотную картину спинов мюона. Аналогичные эксперименты с двухчастотной прецессией спина мюона в мюонки описаны в обзоре [4] .

Большое физическое значение может дать наблюдение точек остановки прецессии. В этом плане эксперименты с мюонными атомами со спином $J = 3/2$ более доступны, чем с $J = 1/2$, т.к. реализуются при существенно меньших напряженностях магнитных полей ($v \approx 10$ раз). Величина магнитного поля, при которой происходит остановка прецессии зависит от H_0 и отношения магнитных моментов мюона и электрона. Для (μ_{NA}) с $J = 3/2$ таких точек 3 . Это дает возможность определить H_0 и магнитный момент отрицательного мюона в связанном состоянии.

Набор частот ω_A , определенный при Фурье-анализе кривой μ - распада из мюонного атома определяет состояние его электронной оболочки. Соотношение амплитуд частот ω_A и их поведение во времени позволяет более детально проследить за судьбой одиночного атома как в плане изучения переходов между состояниями, так и во взаимодействии со средой в данном состоянии.

Наконец, (μ_{NA}) атомы в основном состоянии обладают электрическим квадрупольным моментом из-за нарушения центральной симметрии сверхтонким расщеплением [9] . Это дает возможность исследований, с помощью мюонных атомов не только магнитных, но и неоднородных внутрикристаллических электрических полей.

Величина квадрупольного момента ($\mu_{\text{нА}}$) $Q \approx (10^{25} + 10^{-24}) \text{ см}^2$.

Для сравнения, квадрупольный момент дейтона $Q_d \approx 0,28 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$.

Физика мюонных атомов в настоящее время делает шаг от получения первых качественных результатов и детальным количественным исследованиям, как теоретическим, так и экспериментальным.

Можно быть уверенным, что в ближайшем будущем, особенно в связи с пуском мезонных фабрик - ускорителей с большой интенсивностью пучков мюонов - новый метод исследования физико-химических свойств вещества станет мощным инструментом в руках исследователей.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.Н.Горелкин, В.П.Смияга, КЭТФ, 66, 1201 (1974).
2. А.О.Вайсенберг, "Мю-мезон", изд.Наука, Москва, (1964).
3. В.Г.Фирсов, Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц, изд. "Наука", Москва (1975), стр.311.
4. И.И.Гуревич, Б.А.Никольский, УФН, 119, 169 (1976).
5. В.С.Евсеев, Материалы 9-ой зимней школы ЛИЯФ, Ленинград (1974), т.3, 367.
6. В.Г.Варламов, Ю.П.Добрецов, Б.А.Долгошеин, В.Г.Кириллов-Угримов, "Письма в КЭТФ", 17, 186 (1973); В.Г.Варламов и др. Я.Ф. 21, 120 (1975)
7. P. A. Souder, D. E. Casperson, T. W. Stone, V. W. Hughes, D. C. Lu, H. Orth, H. K. Roist, M. H. Yam, S. su Patlitz, Phys. Rev. Lett. 34, № 3, 1417 (1975)
8. В.А.Башкиров, В.В.Говоров, Ю.П.Добрецов, Б.А.Долгошеин, В.Ш.Залиханов, В.Г.Зинов, В.Г.Кириллов-Угримов, П.Л.Невский, А.М.Рогожин, А.Я.Смаков, А.В.Сумароков "Письма в КЭТФ", в печати.
9. В.Г.Барышевский, С.А.Кутень "Мезоны в веществе". Труды симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе, Дубна, 7-10 июня 1977 г., 342.
10. Е.Ким "Мезонные атомы и ядерная структура", Москва, Атомиздат, 1975.

Ч А С Т Ь II

КИНЕТИКА КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

I. В в е д е н и е

При облучении металла нейтронами, ионами или быстрыми электронами в металле образуется большое число точечных дефектов — вакансий и междоузлий. Если в диэлектрике эти квазичастицы практически неподвижны, то в металле они обладают заметной подвижностью. Например, в Fe при температуре $T = 500^\circ\text{C}$ коэффициент диффузии для вакансий равен $D_v \approx 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$, а для междоузлий $D_i \approx 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$. При своем движении точечные дефекты частично аннигилируют друг на друге, частично осаждаются на дислокациях, границах зерен или выходят на поверхность. Но некоторая доля точечных дефектов образует скопления. Вакансии могут собираться в поры, а междоузлия образуют дислокационные петли. Кинетика образования этих комплексов имеет много общего. Поэтому мы в основном будем говорить о вакансиях и порах. Тем более, что в некоторых случаях образование пор преобладает над образованием дислокационных петель. Это происходит тогда, когда междоузлия оседают на дислокациях и границах зерен столь быстро, что их концентрация становится близкой к термодинамически равновесной.

Система радиационных вакансий и пор по своим свойствам весьма близка к системе пересыщенного пара и капель в воздухе.

Но между этими системами существуют два принципиальных различия. Во-первых, энергия поверхностного натяжения металла ($\sigma_m \approx 10^3$ эрг/см²) значительно меньше энергии поверхностного натяжения водяных капель ($\sigma_{H_2O} \approx 70$ эрг/см²), и, во-вторых, подвижность пор много меньше подвижности капель. Из первого следует, что вероятность гомогенного образования пор значительно выше, чем для капель, которые образуются практически только за счет конденсации на ионах или пылинках. Из второго следует, что слияние, коагуляция, пор отсутствует и их рост целиком обусловлен конкуренцией двух процессов конденсацией и испарением вакансий с поверхности пор.

Таким образом кинетика роста пор, хотя и является частным случаем кинетики зародышеобразования, но обладает рядом специфических черт, которые проявляются наиболее ярко, когда рост пор происходит непосредственно в ходе облучения кристалла.

2. Кинетика роста выделенной поры

Рассмотрим отдельную пору в слабо пересыщенном газе вакансий. Вакансии диффундируют к поре. Эта диффузия описывается уравнением

$$\frac{\partial C_v}{\partial t} = D_v \Delta C_v, \quad (2.1)$$

где $C_v = C_v(\vec{r})$ - концентрация вакансий, т.е. вероятность того, что в узле решетки \vec{r} отсутствует атом. Здесь и далее мы будем пренебрегать анизотропией кристалла. Если пересыщение не слишком велико, то процесс роста поры является медленным процессом по сравнению со скоростью диффузии вакансий. Поэтому можно считать (позже мы дадим соответствующую оценку), что распределение вакансий вокруг поры адиабатически подстраивается к размеру поры. Это распределение мы найдем, если в (2.1) пренебрежем временной производной и будем писать

$$\Delta C_v = 0 \quad (2.2)$$

Это уравнение следует дополнить граничным условием на поверхности поры. Если пора имеет макроскопические размеры, то ее

можно приближенно рассматривать как сферу радиуса R , на поверхности которой устанавливается граничная концентрация вакансий $C_v(R)$, значение которой при заданной температуре зависит только от ее размеров:

$$C_v|_{r=R} = C_v(R) \quad (2.3)$$

По аналогии со случаем капли прием [1]

$$C_v(R) = C_{v0} e^{\frac{R_s}{R}}, \quad R_s = \frac{2\alpha\Omega}{T} \quad (2.4)$$

Здесь C_{v0} - равновесная при данной температуре концентрация вакансий, α - энергия поверхностного натяжения; Ω - объем элементарной ячейки, т.е. объем, приходящийся на одну вакансию внутри поры. По порядку величины параметр R_s равен 10^{-7} см.

Если размеры поры сравнимы с периодом решетки, то форма поверхности поры весьма далека от сферы, но для грубых оценок будем считать, что сферическая форма имеет место и для малых пор. Но вместо граничного условия первого рода (2.3) более правильно принять граничное условие третьего рода:

$$j_R = -D_v \nabla C_v|_{r=R} = j_{\text{исп}} - j_{\text{погл}}, \quad (2.5)$$

$$j_{\text{исп}} = \nu C_v(R), \quad j_{\text{погл}} = \nu C_v|_{r=R},$$

где ν - константа размерности скорости ($\nu = \frac{D_v}{\lambda}$, λ - длина свободного пробега вакансии), $C_v(R)$ дается выражением (2.4).

Согласно этому граничному условию, поток вакансий с поверхности поры j_R равен разности между потоком $j_{\text{исп}}$ частиц, испущенных в единицу времени с единицы поверхности поры (за единицу поверхности берем величину порядка a^2 , a - период решетки) и потоком частиц, поглощенных порой. Граничное условие (2.5) не следует воспринимать как строгое. Это лишь простая модель, иллюстрирующая различие в граничных условиях для больших и малых пор.

Подставим в (2.5) сферически симметричное решение (2.2)

$$C_v(r) = C_{v\infty} + \frac{C_1}{r}, \quad (2.6)$$

где $C_{v\infty}$ - концентрация вакансий вдали от поры, т.е. средняя концентрация вакансий, созданная облучением. Подстановка (2.6) в (2.5) дает

$$C_v(z) = C_{v\infty} + \frac{R^2}{\lambda + R} \frac{[C_v(R) - C_{v\infty}]}{z} \quad (2.7)$$

Из этого выражения на поверхности поры получаем

$$C_v|_{z=R} = C_{v\infty} + \frac{R}{\lambda + R} [C_v(R) - C_{v\infty}] \quad (2.8)$$

Если $\lambda \gg a$ (что далеко не очевидно), то можно говорить о малых порах, для которых $a < R \ll \lambda$ и соотношение (2.8) принимает вид

$$C_v|_{z=R} \cong C_{v\infty} \quad (2.9)$$

Это граничное условие показывает, что малая пора мало возмущает распределение вакансий вокруг себя. Напротив для больших пор ($R \gg \lambda$), и если $\lambda \approx a$, то и для пор любых размеров условие (2.8) выражается в условие (2.3), которое показывает, что вокруг поры создается большая область ("облако") возмущенного распределения вакансий, которая медленно спадает на больших расстояниях от поры. Отсюда сразу следует, что распределение пор больших размеров весьма далеко от классического распределения гетерогенных флуктуаций [1]. Поэтому не удивителен результат, который мы получим ниже, что стационарное распределение пор не совпадает с распределением, предсказанным классической теорией флуктуаций.

Выведем теперь формулу, определяющую скорость роста поры. Изменение за единицу времени числа λ вакансий в поре, очевидно, равно (см. (2.5)):

$$\frac{dx}{dt} = \frac{4\pi R^2}{\Omega} (j_{\text{пот}} - j_{\text{исп}}) = \frac{4\pi R^2}{\Omega} v [C_v|_{z=R} - C_v(R)] \quad (2.10)$$

Напомним, что Ω - объем элементарной ячейки, так что плотность и плотность потока вакансий равны C_v/Ω и j_v/Ω .

Подставим в (2.10) выражения (2.8), (2.4):

$$\frac{dx}{dt} = \frac{4\pi R^2}{\Omega} \gamma \frac{\lambda}{\lambda + R} [C_{v\infty} - C_{v0} e^{R_s/R}] \quad (2.11)$$

В частности для больших R ($R \gg \lambda$) имеем

$$\frac{dx}{dt} = \frac{4\pi R}{\Omega} D_v C_{v0} \left(\Delta - \frac{R_s}{R}\right); \quad \Delta = \frac{C_{v\infty} - C_{v0}}{C_{v0}} \quad (2.12)$$

Поскольку в облученном кристалле пересыщение $\Delta > 0$, то имеется критический размер

$$R_c = \frac{R_s}{\ln \frac{C_{v\infty}}{C_{v0}}}, \quad (2.13)$$

для которого скорость роста поры обращается в нуль. Для поры меньшего размера $R < 0$ и эта пора с течением времени полностью испаряется. Пора размера, превышающего критический размер, спонтанно растет. Если средняя концентрация вакансий $C_{v\infty}$ совпадает с равновесной концентрацией C_{v0} , то поры любых размеров рано или поздно испаряются. Этот результат является частным случаем общего термодинамического закона, согласно которому при фиксированной концентрации одной фазы зародыш другой фазы не может иметь стабильных размеров. В частности, зародыш критического размера соответствует абсолютно неустойчивому равновесию, которому отвечает максимальное значение термодинамического потенциала, рассматриваемого как функцию размера зародыша.

Выше мы обещали проверить справедливость адиабатического приближения. Пора изменяет свой размер на порядок своей величины за время порядка (см. (2.11), (2.12))

$$t_0 \approx x \left| \frac{dx}{dt} \right|^{-1} \quad (2.14)$$

Уравнение диффузии (2.1) принимает квазистационарную форму в объеме с размерами порядка R за время

$$t_{\text{дифф}} \approx \frac{R^2}{D_v} \quad (2.15)$$

Отношение этих времен по порядку величины равно

$$\frac{t_{\text{diff}}}{t_0} = \begin{cases} C_{v0} e^{\frac{R_s}{R}} & , \quad \lambda < R \ll R_c \\ C_{v0} \Delta & , \quad R \gg R_c \end{cases} \quad (2.16)$$

Поскольку $C_{v0} \approx 10^{-8} \div 10^{-12}$, то это отношение весьма мало, что и оправдывает предположение об адиабатической подстройке.

3. Равновесное распределение пор

Выражение (2.11) описывает наиболее вероятную судьбу отдельной поры.

Теперь получим кинетическое уравнение, описывающее эволюцию распределения пор по размерам. Мы будем развивать гомогенную теорию образования пор, предполагая, что они случайным образом однородно распределены по пространству и не взаимодействуют друг с другом.

В этом приближении роль кинетического уравнения играет уравнение баланса пор в пространстве размеров:

$$\frac{\partial N_x}{\partial t} = -J_{x+1} + J_x ; \quad J_x = P_{x-1} N_{x-1} - Q_x N_x , \quad (3.1)$$

($x \gg 3$). Здесь N_x — число пор в 1 см^3 , содержащих x вакансий в каждой поре; J_x — поток в пространстве "размеров" от точки ($x-1$) к точке (x) определяется разностью между числом случаев, при которых произошла конденсация одной вакансии на пору "размером" ($x-1$) и числом случаев, при которых произошло испарение вакансии из пор "размера" (x). Вероятности процесса конденсации P_x и испарения Q_x связаны с величинами, введенными в (2.5), очевидными соотношениями

$$P_{x-1} = \frac{4\pi R^2}{\Omega} j_{\text{кон}} = \frac{4\pi \sigma}{\Omega} R^2 C_v|_{r=R} , \quad (3.2)$$

$$Q_x = \frac{4\pi R^2}{\Omega} j_{\text{исп}} = \frac{4\pi \sigma}{\Omega} R^2 C_v(R) . \quad (3.3)$$

Опять оговоримся, что эти выражения справедливы только для боль-

больших пор, но мы их будем использовать в качестве модели для пор любых размеров.

Прежде чем исследовать на основе уравнения (3.1) кинетику образования пор, посмотрим, какой вид имеет равновесное распределение. Для этого распределения поток пор в пространстве размеров отсутствует:

$$J_x = P_{x-1} N_{x-1}^{(0)} - Q_x N_x^{(0)} ; \quad x \gg 3 \quad (3.4)$$

Из этого рекуррентного соотношения следует, что

$$\ln \frac{N_x^{(0)}}{N_2^{(0)}} = \sum_{i \geq 3}^x \ln \frac{P_{i-1}}{Q_i} = \sum_{i \geq 3}^x \ln \left[\frac{R_i}{\lambda + R_i} + \frac{C_{v\infty}}{C_v(R_i)} \cdot \frac{\lambda}{\lambda + R_i} \right] \quad (3.5)$$

Для больших пор ($R \gg R_s$) и малых пересыщений ($\Delta \ll 1$) это выражение принимает вид

$$\ln \frac{N_x^{(0)}}{N_{x_0}^{(0)}} = \int_{x_0}^x \frac{\lambda}{\lambda + R} \left(\Delta - \frac{C_{v\infty}}{C_{v0}} \frac{R_s}{R} \right) dx \quad (3.5a)$$

Если концентрация вакансий $C_{v\infty}$ равна своему термодинамически равновесному значению C_{v0} ($\Delta = 0$), выражение (3.5) задает термодинамически равновесное распределение пор. Для больших пор получаем

$$\ln N_x^{(0)} = - \left(\frac{8 \pi \alpha}{T} \right) \lambda R + \text{Const} \quad (3.6)$$

Интересно сравнить это распределение с распределением, предсказываемым теорией гетерофазных флуктуаций [1]:

$$\ln N_x^{(0)} = - \frac{1}{T} \Phi_{\text{мин}} + \text{Const} \quad (3.7)$$

Минимальная работа на образование зародыша равна

$$\Phi_{\text{мин}} = x \Delta \mu_v + 4 \pi R^2 \alpha \quad (3.8)$$

Здесь $\Delta \mu_v = T \ln(C_{v0}/C_{v\infty})$ — изменение химического потен-

циала при конденсации вакансий на поре. В случае $\Delta\mu_v = 0$ выражение (3.7) принимает вид

$$\ln N_x^{(0)} = -\left(\frac{4\pi d}{T}\right)R^2 + \text{Const} \quad (3.9)$$

Мы видим, что распределение (3.6), найденное из кинетических соображений, спадает медленнее, чем (3.9). Но это не означает, что исходное кинетическое уравнение (3.1) ошибочно. Дело в том, что работа (3.8) есть работа образования зародыша, погруженного в однородную среду $C_v(\tau) = C_{v\infty}$. Как видно из (2.8), распределение вакансий вокруг поры можно считать однородным, только если $\lambda \gg R$. Но в этом случае интеграл (3.5а) приводит именно к (3.9).

Таким образом отличие распределения (3.6) от (3.9) целиком обусловлено наличием облака вакансий, адиабатически подстроенных к поре. Пытаться найти выражение для $\Phi_{\text{кин}}$ для зародыша с облаком, по нашему мнению, не имеет смысла, поскольку это облако имеет чисто кинетическое происхождение. Поэтому не случайно, что в распределение (3.6) явным образом входит длина свободного пробега λ .

В пересыщенном газе вакансий концентрация $C_{v\infty}$ превышает термодинамически равновесное значение C_{v0} ($\Delta > 0$).

В этом случае для зародышей пор $\lambda \ll R$ из выражения (3.5а) получим

$$\ln N_x^{(0)} = \frac{4\pi\lambda}{\Omega} \left(\frac{\Delta}{2} R^2 - RR_s \right) \quad (3.10)$$

Это распределение имеет минимум для пор критического размера R_c (2.13) и при $R > R_c$ неограниченно растет.

4. Эволюция распределения пор при отжиге

Теперь рассмотрим кинетику распределения пор в следующей постановке задачи. Пусть вначале облучением в кристалле создана некоторая высокая концентрация точечных дефектов. Затем облучение снимается, кристалл нагревается до высокой температуры, при которой точечные дефекты имеют большую подвижность. При

этом межузельные атомы быстро уходит на стоки и выходят из игры. В результате ооздается некоторое начальное пересыщение вакансий. Будем следить за эволюцией пересыщенного газа вакансий, который начинает конденсироваться, образуя поры. На первой стадии число вакансий в порах (объем пор) мало по сравнению с полным числом вакансий и пересыщение практически постоянно. Затем наступает вторая стадия, когда объем пор становится сравнимым с полным числом молекул и пересыщение начинает падать. Для этой стадии характерно, что большинство пор имеет надкритический размер и число их практически постоянно. Объем пор увеличивается в основном за счет их роста. На последней стадии, когда большая часть пересыщенного газа вакансий уже истрачена на образование зародышей, главным процессом становится рост крупных петель за счет растворения мелких (коалесценция [2]).

Экспериментально наблюдаемое образование пор при отжиге происходит при больших пересыщениях вакансий таких, что критический размер пор может оказаться сравнимым с межатомным расстоянием. Мы ограничимся случаем слабого пересыщения ($\Delta \ll 1$). В этом случае описание кинетики порообразования упрощается, а все основные закономерности сохраняются.

В случае слабого пересыщения критический размер (2.13) велик:

$$R_c = R_s / \Delta \quad (4.2)$$

Легко сообразить, что между порами размера $R \ll R_c$ весьма быстро устанавливается локальное равновесие, а для описания эволюции распределения пор больших размеров разностное уравнение (3.1) можно заменить на дифференциальное уравнение типа Фоккера-Планка

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \frac{\partial I}{\partial x} ; \quad I = \dot{x} N - Q \frac{\partial N}{\partial x} \quad (4.3)$$

Это уравнение непрерывности в пространстве размеров пор. Поток I состоит из гидродинамической части со скоростью \dot{x} :

$$\dot{x} = \frac{4\pi R^2}{\Omega} v \frac{\lambda}{R} C_{v0} \left(\Delta - \frac{R_s}{R} \right) = \frac{4\pi R}{\Omega} D_v C_{v0} \left(\Delta - \frac{R_s}{R} \right) \quad (4.4)$$

и диффузионной части с коэффициентом диффузии Q :

$$Q = \frac{4\pi R^2}{\Omega} v c_{v0} \quad (4.5)$$

Диффузионный член потока указывает на флуктуационный характер эволюции распределения пор. Именно он ответственен за развитие распределения пор в интервале размеров $R < R_c$, в котором скорость \dot{x} отрицательна и каждая пора в среднем испаряется.

Подчеркнем, что необходимым условием замены разностного уравнения (3.1) на дифференциальное уравнение (4.3) является неравенство

$$|\dot{x}| \ll Q \quad (4.6)$$

В силу этого неравенства эволюция распределения пор происходит таким образом, что локальное равновесие между числом пор близких размеров устанавливается достаточно быстро (со скоростью, пропорциональной величине Q), и изменение распределения пор, обусловленное малой "гидродинамической" скоростью \dot{x} , можно рассматривать как медленное искажение распределения, которое в каждый момент времени является локально равновесным. В этом — основная идея решения уравнения (4.3).

Наиболее очевидным локально равновесным решением уравнения (4.3) является (3.10). Если искать распределение пор в виде

$$N(x,t) = \Psi(x,t) N^{(0)}(x) \quad (4.7)$$

то функция $\Psi(x,t)$ удовлетворяет уравнению диффузии [3]

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{1}{N_x^{(0)}} \frac{\partial}{\partial x} Q N_x^{(0)} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (4.8)$$

Но более удобно исходить из другого локально равновесного распределения, которое конечно на бесконечности. Последнему условию удовлетворяет распределение пор с однородным потоком в "пространстве размеров"

Величина потока находится из требования

$$I_0 \int_0^{\infty} \frac{dx}{Q N_x^{(0)}} = 1 \quad (4.10)$$

Этот интеграл легко вычислить методом перевала и получить

$$I_0 \approx v c_{v0} \sqrt{\frac{\lambda R_s}{2 R_c \Omega}} e^{-\frac{2\pi \lambda R_s}{\Omega} R_c} \quad (4.11)$$

Легко видеть, что распределение $N^{(x)}(x)$ монотонно убывает с ростом x . В частности

$$N_x^{(1)} = \begin{cases} N_x^{(0)}, & \text{при } R \ll R_c \\ \frac{I_0}{x} \sim \frac{1}{R}, & \text{при } R \gg R_c \end{cases} \quad (4.12)$$

Будем искать решение уравнения (4.3) в форме

$$N(x, t) = N_x^{(x)} \psi(x, t) \quad (4.13)$$

Для функции $\psi(x, t)$ получаем уравнение

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -u \frac{\partial \psi}{\partial x} + Q \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \quad (4.14)$$

Замечательной особенностью этого уравнения является то, что входящая в него "гидродинамическая скорость"

$$u = \frac{1}{N_x^{(x)}} \left(I_0 - \frac{\partial Q N_x^{(x)}}{\partial x} \right) \quad (4.15)$$

всюду положительна. В частности

$$u \approx \begin{cases} |x|, & \text{при } R \ll R_c, \text{ при } R \gg R_c \\ \frac{I_0}{N_x^{(x)}} \approx v c_{v0} \sqrt{\frac{\lambda R_s}{R_c \Omega}}, & \text{при } R \approx R_c \end{cases} \quad (4.16)$$

В отличие от случая знакопеременной "гидродинамической" скорости, уравнения типа (4.14) со знакопостоянной скоростью хорошо исследованы теорией уравнений математической физики. Из этой теории следует, что в нулевом приближении в уравнении (4.14) можно пренебречь второй производной и писать решение в форме

$$\Psi(x, t) = f(t - T(x)) \quad , \quad (4.17)$$

где время

$$T(x) = \int_0^x \frac{dx'}{u(x')} \quad (4.18)$$

есть время распространения возмущения от точки 0 и точке X.

Нас интересует кинетика образования пор, когда в начальный момент времени они отсутствовали. Тогда, пренебрегая самым начальным этапом эволюции, когда образуются мелкие поры (для этого этапа само уравнение (4.3) уже неприменимо) в качестве начальных и граничных условий следует принять

$$\Psi|_{t=0} = 0 \quad ; \quad \Psi|_{x=0} = 1 \quad (4.19)$$

Для этих условий функция (4.17) есть просто Θ -функция:

$$\Theta(t) = \begin{cases} 1, & t > 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases} \quad (4.20)$$

В результате изменение распределения пор при отжиге описывается формулой

$$N(t, x) = N_x^{(x)} \Theta(t - T(x)) \quad (4.21)$$

или формулой

$$N(x, t) = N_x^{(x)} \Theta(\chi_\Phi(t) - x) \quad , \quad (4.22)$$

где значение $\chi_\Phi(t)$ определяется выражением

$$T(\chi_\Phi) = t \quad (4.23)$$

Таким образом при постоянном пересыщении ишетики процесса зародышеобразования идет так, что распределение пор в любой момент времени за исключением окрестности фронта $x \approx x_{\phi}(t)$ является локально равновесным распределением причем область $x < x_{\phi}(t)$ заполнена, а область $x > x_{\phi}(t)$ пуста.

Легко видеть, что относительное размытие фронта составляет величину

$$\frac{\Delta x_{\phi}}{x_{\phi}} \approx \sqrt{\frac{Q}{x_{\phi} u_{\phi}}} \approx \begin{cases} \sqrt{\frac{Q}{x_{\phi} |x_{\phi}|}}, R \ll R_c, R \gg R_c \\ \left(\frac{\Omega}{\lambda R_s R_{\phi}}\right)^{1/4}, R \approx R_c, \end{cases} \quad (4.24)$$

которая для достаточно больших размеров $x_{\phi} \gg 1$ является малой $\frac{\Delta x_{\phi}}{x_{\phi}} \ll 1$. Поэтому распределения (4.21), (4.22) достаточно хорошо описывает кинетику процесса зародышеобразования пор. Движение фронта описывается следующей функцией:

$$T(x) = \begin{cases} \frac{R_c^3}{D_v C_v R_s} \left[\ln \frac{R_c}{R_c - R} - \frac{R}{R_c} - \frac{R^2}{2 R_c^2} \right], R < R_c - \lambda \sqrt{\frac{R_c}{\lambda}} \\ \frac{R_c^3}{2 D_v C_v R_s} \ln \frac{R_c}{\lambda}, R = R_c - \lambda \sqrt{\frac{R_c}{\lambda}} \\ \frac{R_c^3}{2 D_v C_v R_s} \left(\ln \frac{R_c}{\lambda} + \sqrt{2u} \right), R = R_c + \lambda \sqrt{\frac{R_c}{\lambda}} \\ \frac{R^2 R_c}{2 D_v C_v R_s}, R \gg R_c \end{cases} \quad (4.25)$$

Согласно выражениям (4.21), (4.25) критический зародыш образуется к моменту времени

$$\tau_c \approx \frac{R_s^2}{D_v C_v \Delta_0^2} \ln \frac{R_s}{\lambda \Delta_0} \quad (4.26)$$

Оценим характерные времена, при которых происходит изменение пересыщения вакансий. Для этого запишем закон сохранения

числа вакансий в объеме в следующем виде

$$\Delta_0 = \Delta(t) + V(t); \quad V(t) = \frac{1}{C_{V_0}} \int_0^{\chi_\Phi(t)} \chi N_x dx \quad (4.27)$$

С помощью найденного распределения (4.21) легко оценить изменение полного числа вакансий в порах

$$V(t) \approx \left(\frac{\chi_\Phi}{\chi_M} \right)^{5/3} \Delta_0; \quad \chi_M \approx \left(\frac{\mathcal{D}_V \Delta_0^2 C_{V_0}^2}{I_0} \right)^{3/5} \quad (4.28)$$

При $R \gg R_c$ согласно выражению (4.25) $\chi_\Phi \approx \left(\frac{\mathcal{D}_V C_{V_0} R_s t}{R_c} \right)^{3/2}$,

поэтому для малых времен из закона сохранения (4.27) получим

$$\frac{\Delta(t)}{\Delta_0} = 1 - \left(\frac{t}{\tau_M} \right)^{5/2}; \quad \tau_M \approx \frac{1}{\mathcal{D}_V^{3/5} I_0^{2/5} (C_{V_0} \Delta_0)^{4/5}} \quad (4.29)$$

Время τ_M определяет длительность первого этапа с постоянным пересыщением. К концу этого этапа основные поры имеют размеры $R \approx R_M$, причем размер R_M существенно больше критического размера R_c

$$\frac{R_c}{R_M} \sim \frac{1}{I_0^5}.$$

На следующем этапе сверхкритические поры продолжают интенсивно расти, пересыщение вакансий падает и критический размер тем самым начинает расти. Найдем изменение пересыщения вакансий на этом этапе. Из уравнений (4.27), (4.3) легко находим

$$\dot{\Delta} = -\frac{1}{C_{V_0}} \int_0^{\infty} \dot{\chi} N_x dx \quad (4.30)$$

Пересыщение падает в основном за счет поглощения вакансий большими порами. Отсюда приближенно имеем

$$\dot{\Delta} \approx -\chi_\Phi \frac{1}{C_{V_0}} \int_0^{\infty} N_x dx \quad (4.31)$$

Но полное число пор на этом этапе практически не изменяется:

$$\int_0^{\infty} N_x dx = \chi_n \frac{I_0}{\chi_n} \quad (4.32)$$

В результате находим, что

$$\dot{\Delta} = - \frac{1}{\tau_n} \Delta \quad ; \quad \frac{1}{\tau_n} = \frac{\chi_n I_0}{\Delta_0 C v_0} \quad (4.33)$$

Легко видеть, что величина τ_n совпадает с характерным временем первого этапа (4.29).

Таким образом пересыщение уменьшается по экспоненциальному закону с периодом полураспада τ_n . Фронт при этом растет очень медленно и критический размер при этом догоняет фронт ($\chi_c \approx \chi_f \approx \chi_n$) за время порядка

$$\tau_p \approx \tau_n \frac{\lambda R_s R_c^{(0)}}{\Omega} \quad (4.34)$$

При временах $t \approx \tau_p$ начинается новый этап процесса - коалесценции, которая будет рассмотрена в следующем разделе.

5. Кинетика коалесценции пор и дислокационных петель в условиях облучения

Образовавшиеся в результате облучения кластеры точечных дефектов (поры, дислокационные петли), достигнув критического размера, начинают интенсивно расти. Это приводит к развитию дефектной структуры металла и к увеличению внутренней поверхности стоков для точечных дефектов, интенсивность захвата которых резко возрастает. В результате этого эффективное пересыщение точечных дефектов начинает уменьшаться, а критический размер кластеров при этом будет расти. Те кластеры, которые имеют размеры меньше критического, будут испаряться, а кластеры сверхкритического размера будут расти. Полное же число кластеров за счет испарения подкритических кластеров будет уменьшаться. Такой процесс поедания мелких кластеров более крупными носит название коалесценции [2].

Для описания кинетики коалесценции кластеров дефектов в условиях облучения необходимо знать как захватываются точечные

дефекты различными стоками в металле и какова скорость роста самих кластеров дефектов.

Рождающиеся в процессе облучения вакансии и межузельные атомы диффундируют как к вновь образовавшимся кластерам, так и к тем дефектам, которые существовали в металле до облучения (дислокации, границы зерен, выделения и т.д.). Поэтому эффективное перемещение точечных дефектов будет зависеть от температуры облучения и плотности всех стоков в металле. Процесс захвата вакансий и межузельных атомов различными дефектами структуры металла будет определяться не только диффузионной подвижностью точечных дефектов, но также и теми полями внутренних напряжений, которые создают вокруг себя макроскопические дефекты. Эти поля оказывают существенное влияние на кинетику точечных дефектов вблизи стоков. Вакансионная пара в отличие от дислокационной петли создает очень незначительное упругое поле вокруг себя. Можно показать, что это поле практически не влияет на диффузию точечных дефектов и поэтому оно в дальнейшем учитываться не будет. Дислокационные петли и дислокации значительно искажают решетку вокруг себя и создают довольно сильные поля упругих напряжений, которые существенно влияют на диффузию вакансий и межузельных атомов. Более сильная дилатация межузельных атомов приводит к более сильному взаимодействию их с дислокационными линиями по сравнению с вакансиями. В результате этого взаимодействия поток межузельных атомов на дислокационные линии оказывается несколько большим, чем у вакансий.

Поэтому скорость роста дислокационных петель будет отличаться от скорости роста пор.

В дальнейшем будем рассматривать материал, в котором кластеры дефектов представляют собой вакансионные поры и дислокационные петли межузельного типа.

Выпишем систему уравнений, которую необходимо исследовать на стадии коалесценции.

Скорость роста поры определяется диффузией к ней точечных дефектов, без учета упругих полей имеет вид (см. выражение (2.12))

$$v_0 = \frac{dR_0}{dt} = \left(\frac{dR_0}{dt}\right)_v + \left(\frac{dR_0}{dt}\right)_i; \quad \left(\frac{dR_0}{dt}\right)_i = -\frac{\Delta_i}{R_0} \quad (5.1)$$

где R_0 - радиус поры, $\Delta_v = D_v (c_v - c_{v0})$, $\Delta_i = D_i (c_i - c_{i0})$;

D_v, D_i - коэффициенты диффузии вакансий и межузельных атомов;

c_v, c_i - концентрации вакансий и межузельных атомов вдали от поры;

c_{v0}, c_{i0} - тепловые концентрации вакансий и межузельных атомов;

$$\beta_v = \frac{2\alpha\Omega}{T} D_v c_{v0} \quad (\alpha - \text{коэффициент поверхностного натяжения,}$$

T - температура материала, Ω - объем, приходящийся на одну вакансию).

Скорость изменения радиуса дислокационной петли с учетом ее упругого взаимодействия с точечными дефектами запишем в виде [4]

$$v_x = \frac{dR_x}{dt} = \left(\frac{dR_x}{dt}\right)_v + \left(\frac{dR_x}{dt}\right)_i,$$

$$\left(\frac{dR_x}{dt}\right)_v = -\eta_v \left(\Delta_v + \frac{\alpha_{1v}}{R_x}\right), \quad \left(\frac{dR_x}{dt}\right)_i = \eta_i \Delta_i, \quad (5.2)$$

где R_x - радиус дислокационной петли;

$$\alpha_{1v} = \frac{\mu b \Omega D_v c_{v0}}{4\pi(1-\nu)T} \left(\ln \frac{R_x}{r_0} + \xi \right) \mu - \text{модуль сдвига,}$$

b - величина вектора Бюргерса, r_0 - радиус ядра дислокации,

ν - коэффициент Пуассона, ξ - константа, учитывающая энергию дислокационной линии; η_i, η_v - константы, учитывающие взаимодействие дислокационной петли с межузельным атомом и вакансией:

$$\eta_i = 2\pi\Omega \left(\ln \frac{8R_x}{d_i} \right)^{-1}; \quad \eta_v = 2\pi\Omega \left(\ln \frac{8R_x}{d_v} \right)^{-1};$$

$$d_i = \frac{8}{3\pi} \mu \epsilon_i r_0^3 \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{1}{T}; \quad \frac{d_i}{d_v} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_v},$$

ϵ_i , ϵ_v - дилатации межузельного атома и вакансии, τ_0^3 - радиус атома.

Уравнения (5.1), (5.2) описывают изменения размеров кластеров в пространстве их размеров.

Попутно заметим, что из уравнений (5.1), (5.2) при каждом фиксированном пересыщении Δ_v , Δ_i существуют определенные критические размеры для пор R_{c0} и для петель R_{c1} , при которых кластеры находятся в равновесии с раствором точечных дефектов ($\frac{dR_0}{dt} = 0$; $\frac{dR_i}{dt} = 0$) и эти размеры равны

$$R_{c0} = \frac{\beta_v}{\Delta_v - \Delta_i} ; R_{c1} = \frac{\eta_v \Delta_i v}{\eta_i \Delta_i - \eta_v \Delta_v} \quad (5.3)$$

При $R > R_c$ кластеры растут, при $R < R_c$ испаряются. Поступившие же в раствор в результате испарения кластеров точечные дефекты идут на рост сверхкритических кластеров.

Для описания кинетики кластеров введем функцию распределения их по размерам: для пор $F_0(R_0, t)$, и для дислокационных петель $F_1(R_i, t)$, которые нормированы на полное число пор N_0 и петель N_1 в единице объема

$$N_0(t) = \int_0^\infty F_0(R_0, t) dR_0, \quad (5.4)$$

$$N_1(t) = \int_0^\infty F_1(R_i, t) dR_i. \quad (5.5)$$

В пренебрежении зарождением новых кластеров функции распределения пор и петель по размерам удовлетворяют уравнениям непрерывности в пространстве их размеров

$$\frac{\partial F_0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R_0} (v_0(R_0, t) F_0) = 0, \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R_i} (v_i(R_i, t) F_1) = 0. \quad (5.7)$$

Точечные дефекты, которые образуются в металле в процессе облучения, поглощаются вакансионными порами, дислокационными петлями и дефектами, которые присутствовали в матрице до облучения (дислокации, границы зерен). Изменение концентраций вакансий и межузельных атомов определяется соответствующими квазистационарными уравнениями кинетики, которые имеют следующий вид

$$G = \gamma D_i c_i c_v + \int_0^{\infty} 4\pi R_0^2 \left(\frac{dR_0}{dt} \right)_v \bar{F}_0(R_0, t) dR_0 - \int_0^{\infty} 2\pi R_i a \left(\frac{dR_i}{dt} \right)_v \bar{F}_1(R_i, t) dR_i + \mu_v \Delta_v \quad (5.8)$$

$$G = \gamma D_i c_i c_v - \int_0^{\infty} 4\pi R_0^2 \left(\frac{dR_0}{dt} \right)_i \bar{F}_0(R_0, t) dR_0 + \int_0^{\infty} 2\pi R_i a \left(\frac{dR_i}{dt} \right)_i \bar{F}_1(R_i, t) dR_i + \mu_i \Delta_i \quad (5.9)$$

где G - скорость генерации точечных дефектов, $\mu_v \bar{z}_v \rho_d + S_H$; $\mu_i = \bar{z}_i \rho_d + S_H$, ρ_d - плотность дислокаций, \bar{z}_v, \bar{z}_i - коэффициенты, учитывающие поглощение вакансий и межузельных атомов дислокацией, S_H определяет сток точечных дефектов на границе зерен, γ - коэффициент рекомбинации межузельных атомов на вакансиях.

Решение системы уравнений (5.1), (5.2), (5.6)-(5.9) с начальными условиями для функций распределения $\bar{F}_0(R_0, 0) = \bar{F}_0^0$, $\bar{F}_1(R_i, 0) = \bar{F}_1^0$ и для пересыщений вакансий и межузельных атомов $\Delta_v(0) = \Delta_{v0}$, $\Delta_i(0) = \Delta_{i0}$ полностью определяет эволюцию распределений кластеров по размерам.

С увеличением времени облучения и по мере развития дефектной структуры металла переосыщение точечных дефектов в его объеме уменьшается. Это обстоятельство позволяет обезразмерить уравнения для скоростей роста кластеров, введя при этом "естественные" единицы измерения. Обезразмеренные уравнения (5.1), (5.2) примут вид

$$\frac{du_0^2}{d\tau} = \gamma_0(\tau)(u_0 - 1) - u_0^3, \quad \gamma_0(\tau) = 3 \frac{dt'_0}{dx_0^2}, \quad (5.10)$$

$$\frac{du_1^2}{d\tau} = \gamma_1(\tau)(u_1 - 1) - u_1^2, \quad \gamma_1(\tau) = 2 \frac{dt'_1}{dx_1^2}, \quad (5.11)$$

где $u_0 = \frac{R_0}{R_{c0}(t)}$, $u_I = \frac{R_I}{R_{cI}(t)}$ - относительные радиусы поры и петли; $\chi_0(t)$, $\chi_I(t)$ - безразмерные критические радиусы поры и петли, $\chi_0(t) = \frac{R_{c0}(t)}{R_{c0}(0)}$, $\chi_I(t) = \frac{R_{cI}(t)}{R_{cI}(0)}$, t'_0 , t'_I - безразмерные времена изменения радиусов пор и петель

$$t'_0 = \frac{t}{\pi_0}, t'_I = \frac{t}{\pi_I}; \pi_0 = \frac{R_{c0}^2}{\beta v}, \pi_I = \frac{R_{cI}^2}{\gamma v d_{IV}};$$

τ - безразмерное каноническое время, $\tau = \ln \chi_I^2 = \ln \chi_0^3$
Заметим, что при $t \rightarrow \infty$, $\tau \rightarrow \infty$.

В отличие от [2] изменение критических размеров кластеров определяется двумя типами точечных дефектов и при этом учитывается их упругое взаимодействие с кластерами. В силу более сильного взаимодействия точечных дефектов с дислокационными петлями величины γ_i , γ_v "выделяют" дислокационные петли как стоки для точечных дефектов по сравнению с вакансионными порами.

Исследование системы уравнений основывается на характере асимптотического поведения функций $\chi_0(\tau)$, $\chi_I(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$. При этом возможна реализация нескольких случаев, при которых исследуемая система уравнений будет иметь определенные решения.

Можно показать, что совместная коалесценция пор и дислокационных петель будет иметь место в случае, когда величины $\chi_0(\tau)$ и $\chi_I(\tau)$ стремятся к $\chi_0^{(0)} = \frac{27}{4}$ и $\chi_I^{(0)} = 4$ снизу. Поэтому в нулевом приближении из уравнений (5.10), (5.11) легко находится асимптотика изменения критических размеров кластеров

$$R_{c0}(t) = \left(\frac{4}{9}\right)^{1/3} \beta v^{1/3} t^{1/3}, \quad (5.12)$$

$$R_{cI}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\gamma v d_{IV})^{1/2} t^{1/2} \quad (5.13)$$

Пересыщения вакансий и межузельных атомов в этом случае асимптотически спадают по следующим законам

$$\Delta v = \left(\frac{9}{4}\right)^{1/3} \frac{\gamma_i \beta v^{2/3}}{(\gamma_i - \gamma_v) t^{1/3}} + \frac{(2 \gamma v d_{IV})^{1/2}}{(\gamma_i - \gamma_v) t^{1/2}} \quad (5.14)$$

$$\Delta_i = \left(\frac{9}{4}\right)^{1/3} \frac{\gamma_v \beta_r^{2/3}}{(\gamma_i - \gamma_v) t^{1/3}} + \frac{(2 \gamma_v d_{IV})^{1/2}}{(\gamma_i - \gamma_v) t^{1/2}} \quad (5.15)$$

Для определения функций распределения кластеров по размерам удобно ввести новые функции распределения $\Psi_0(u_0, \tau)$ и $\Psi_I(u_I, \tau)$, которые связаны с функциями $\bar{F}_0(R_0, t)$, $\bar{F}_I(R_I, t)$ следующим образом

$$\Psi_0(u_0, \tau) du_0 = \bar{F}_0(R_0, t) dR_0, \quad \Psi_I(u_I, \tau) du_I = \bar{F}_I(R_I, t) dR_I \quad (5.16)$$

Тогда уравнения непрерывности (5.6), (5.7) в переменных u_0 , u_I , τ всюду, за исключением окрестностей точек $u_0^{(0)} = 3/2$ и $u_I^{(0)} = 2$, примут вид

$$\frac{\partial \Psi_0}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial u_0} [\Psi_0 g_0(u_0)] = 0, \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial \Psi_I}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial u_I} [\Psi_I g_I(u_I)] = 0, \quad (5.18)$$

где $g_0 = (u_0 - 3/2)^2 (u_0 + 3) / 3u_0^2$, $g_I(u_I) = (u_I - 2)^2 / 2u_I$.

Решения уравнений (5.17), (5.18) легко находятся. Функция распределения пор по размерам имеет вид

$$\Psi_0(u_0, \tau) = N_0(t) P_0(u_0), \quad (5.19)$$

где

$$P_0(u_0) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(\frac{3^3 e}{2^3} \right)^{1/6} \frac{u_0^2 e^{-\frac{1}{4u_0-6}}}{(u_0+3)^{1/3} (3/2-u_0)^{1/6}}, & u_0 \leq 3/2 \\ 0, & u_0 > 3/2 \end{cases} \quad (5.20)$$

$$N_0(t) = 6.5 \cdot 10^{-2} \frac{G(\gamma_i - \gamma_v)(\gamma_v a_{iv})^{1/2}}{\gamma_i \gamma_v \beta_v^{1/3} t^{1/6}} \quad (5.21)$$

Функция распределения дислокационных петель по относительным размерам $\Psi_I(u_I, \tau)$ запишется в виде

$$\Psi_I(u_I, \tau) = N_I(\tau) P_I(u_I), \quad (5.22)$$

где

$$P_I(u_I) = \begin{cases} \frac{(2e)^{1/3}}{3} \frac{u_I e^{\frac{2}{3u_I-6}}}{(2-u_I)^{1/2}}, & u_I \leq 2 \\ 0, & u_I > 2 \end{cases} \quad (5.23)$$

$$N_I(t) = 1.2 \cdot 10^{-1} \frac{G(\gamma_i - \gamma_v) \beta_v^{1/6}}{a \gamma_i \gamma_v (\gamma_v a_{iv})^{1/2} t^{1/6}} \quad (5.24)$$

Средние размеры кластеров изменяются по следующим законам

$$\bar{R}_0 = 1.1 \beta_v^{1/3} t^{1/3}, \quad \bar{R}_I = (\gamma_v a_{iv})^{1/2} t^{1/2} \quad (5.25)$$

Рост дислокационных петель приводит к увеличению дополнительной дислокационной плотности материала в процессе облучения и определяется суммарной длиной растущих дислокационных петель

$$P_I = 7.5 \cdot 10^{-1} \frac{G(\gamma_i - \gamma_v) \beta_v^{1/6}}{a \gamma_i \gamma_v} t^{1/3} \quad (5.26)$$

Металл, содержащий вакансионные поры, увеличивает свой объем в процессе облучения, поскольку атомы кристаллической решетки, находившиеся ранее в порах с течением времени выходят на дислокации и поверхности материала. Этот эффект носит название радиационного распухания. Это явление существенно ограничивает работоспособность конструкций ядерных установок. Распухание металла определяется суммарным объемом всех пор и оно равно

$$S(t) = 3.2 \cdot 10^{-1} \frac{G(z_i - z_v)(\gamma_v d_{T1})^{1/2}}{\tau_i \gamma_v \beta_r^{2/3}} t^{5/6} \quad (5.27)$$

Видно, что радиационное распухание неограниченно растет со временем облучения, не имея при этом насыщения.

В системе пор и дислокационных петель возможен также другой случай, который может реализоваться в условиях облучения. Этому случаю соответствует ситуация, когда при $\tau \rightarrow \infty$

$\gamma_0 \rightarrow \gamma_0^{(0)}$, а $\gamma_T < \gamma_T^{(0)}$. В этом случае все дислокационные петли испаряются за характерное время τ и в металле, содержащем линейные дислокации, идет коалесценция только вакансионных пор. Асимптотика критического и среднего размеров пор в этом случае имеет вид

$$R_{co}(t) = \left(\frac{4}{9}\right)^{1/3} \beta_r^{1/3} t^{1/3}; \quad \bar{R}_0 = 1.1 \beta_r^{1/3} t^{1/3}, \quad (5.28)$$

который совпадает с выражениями (5.12), (5.25). Функция же распределения пор по размерам также легко находится и она равна

$$F_0(R_0, t) = \frac{N_0(t)}{R_{co}(t)} P_0(u_0), \quad (5.29)$$

где концентрация пор $N_0(t)$ имеет вид

$$N_0(t) = 1.2 \cdot 10^{-1} \frac{\sqrt{G \rho_d (z_i - z_v)}}{\beta_r^{2/3}} t^{1/6} \quad (5.30)$$

а распределение $P_0(u_0)$ определяется выражением (5.20).

Распухание материала в этом случае изменяется по следующему закону

$$S(t) = 7.3 \cdot 10^{-1} \sqrt{G \rho_d (z_i - z_v)} \beta_r^{1/3} t^{5/6} \quad (5.31)$$

Видно, что в отличие от выражения (5.27) в выражении (5.31) более медленная зависимость от скорости генерации дефектов и идет рост распухания с увеличением температуры.

Следующий случай, который может возникнуть в системе кластеров при больших временах облучения, является случай, когда при $\tau \rightarrow \infty$ $\gamma_i \rightarrow \gamma_i^{(0)}$, $\gamma_0 < \gamma_0^{(0)}$. В этом случае все поры испаряются, что соответствует достаточно низким температурам облучения, когда подвижность вакансий мала и процесс зарождения и роста пор идет с небольшой скоростью. Поэтому при больших временах облучения возможна коалесценция только дислокационных петель. Вычисление соответствующих асимптотик приводит к следующим результатам.

Критический и средний размеры дислокационных петель изменяются следующим образом

$$R_{c1}(t) = 7 \cdot 10^{-1} (\gamma_v d_{IV})^{1/2} t^{1/2}; \bar{R}_1 = 9.2 \cdot 10^{-1} (\gamma_v d_{IV})^{1/2} t^{1/2} \quad (5.32)$$

Полное число дислокационных петель запишется в следующем виде

$$N_1(t) = 3 \cdot 10^{-1} \left[\frac{G (\mu_v \gamma_i - \mu_i \gamma_v)}{\gamma_i \gamma_v^{1/2} d_{IV}^{1/2} a^2} \right]^{1/2} t^{1/4} \quad (5.33)$$

Функция распределения петель по размерам в результате вычислений имеет вид

$$\Psi_1(u_1, \tau) = N_1(\tau) P_1(u_1), \quad (5.34)$$

где

$$P_1(u_1) = \begin{cases} \frac{\sqrt{2e}}{2} \frac{u_1 e^{u_1-2}}{(2-u_1)^{3/2}}, & u_1 \leq 2 \\ 0, & u_1 > 2 \end{cases} \quad (5.35)$$

Растущие дислокационные петли увеличивают свою длину, что приводит к увеличению полной дислокационной плотности металла. Это увеличение равно

$$\rho_1 = 1.74 \left[\frac{G (\mu_v \gamma_i - \mu_i \gamma_v)}{a^2 \gamma_i \gamma_v (\gamma_v \gamma_{IV})^{1/2}} \right]^{1/2} t^{1/4} \quad (5.36)$$

Последующий рост дислокационных петель приводит к тому,

что дислокационные петли начинают пересекаться, образуя при этом развитую дислокационную сетку в облучаемом металле.

Остановимся на области применимости построенной теории. Асимптотическое рассмотрение кинетики кластеров справедливо при выполнении следующих условий

$$\tau = 3 \nu_n \chi_0(t) = 3 \nu_n \left(\frac{\bar{R}_0}{R_{c0}} \right) \gg 1 ; \frac{\bar{R}_0}{R_{c0}} \gg 1 \quad (5.37)$$

$$\tau = 2 \nu_n \chi_1(t) = 2 \nu_n \frac{\bar{R}_1}{R_{c1}} \gg 1 ; \frac{\bar{R}_1}{R_{c1}} \gg 1 \quad (5.38)$$

Как уже отмечалось, одной из отличительных особенностей стадии коалесценции является уменьшение концентрации кластеров с увеличением времени облучения. В ряде экспериментов [5-6] по исследованию вакансионной пористости при облучении металлов заряженными частицами установлено, что при достаточно больших дозах концентрация вакансионных пор в металле начинает падать. Так при облучении нержавеющей стали в высоковольтном электронном микроскопе электронами с энергией $E = 1 \text{ МэВ}$ [5] в температурном интервале $650^\circ\text{C} \gg T \gg 450^\circ\text{C}$ уменьшение концентрации пор начинается с дозы $\Phi = 3 \text{ дра}$. Облучение более тяжелыми частицами [6] показывает, что концентрация пор в нержавеющей стали, облученной ионами C^{+2} ($E = 20 \text{ МэВ}$) при $T = 525^\circ\text{C}$ падает при дозе $\Phi = 25 \text{ дра}$, а при облучении ее ионами Ni^{+6} ($E = 46,5 \text{ МэВ}$) при $T = 525^\circ\text{C}$ уменьшение концентрации пор соответствует дозе $\Phi = 35 \text{ дра}$. Проведенные электронномикроскопические исследования этих металлов показали, что уменьшение концентрации и увеличение средних размеров пор происходит в присутствии линейных дислокаций. Приведем сравнение развитой теории коалесценции пор в условиях облучения с результатами эксперимента по облучению нержавеющей стали электронами [5]. При проведении расчетов использовались следующие параметры, близкие к параметрам нержавеющей стали: $D_v = D_{v0} e^{-\frac{E_m}{T}}$, $C_{v0} = e^{-\frac{E_v}{T}}$, $D_{v0} = 0,6 \text{ см}^2/\text{с}$, $E_s = E_m + E_f = 2,75 \text{ эВ}$, $\lambda = 1,25 \cdot 10^{15} \text{ эВ}/\text{см}^2$, $G = 10^{-3} \text{ I}/\text{с}$, $\Omega = 1,1 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$, $\rho_d = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $Z_i - Z_v = 10^{-2}$. Результаты расчетов представлены на рисунках I-4.

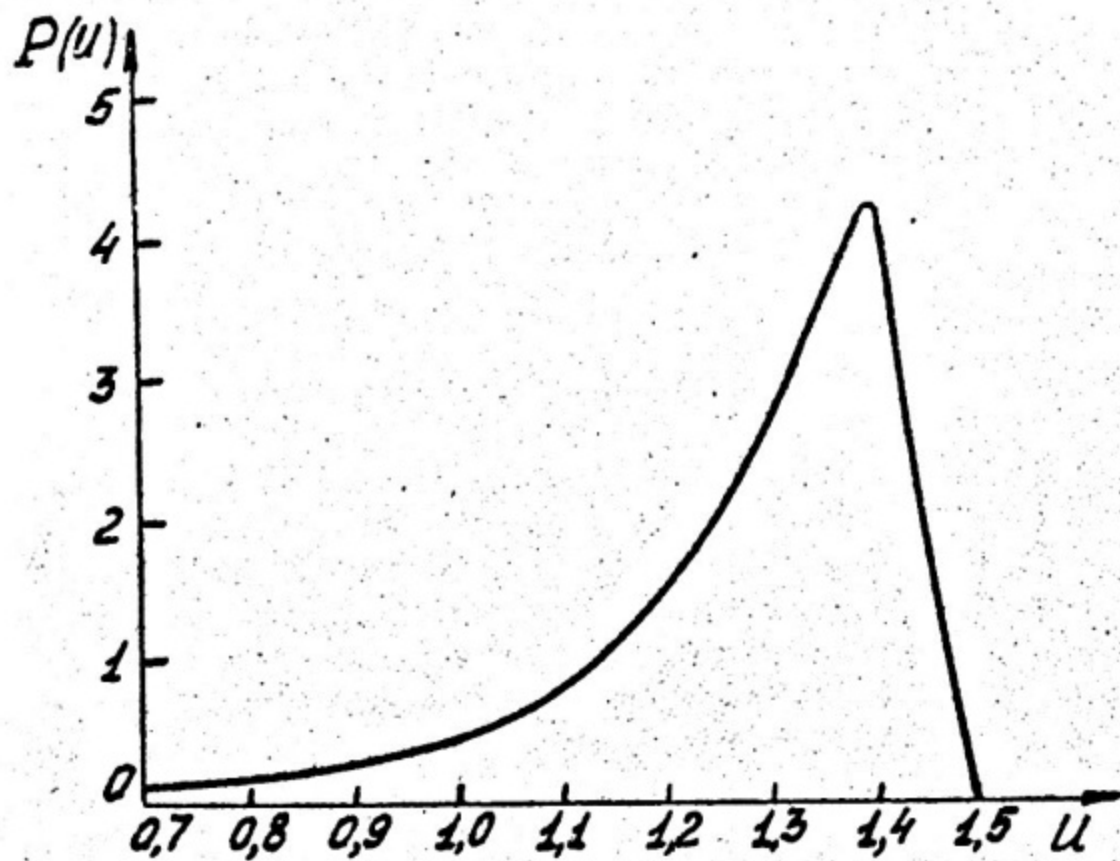


Рис. 1. Распределение пор по безразмерным радиусам (выражение (5.20)).

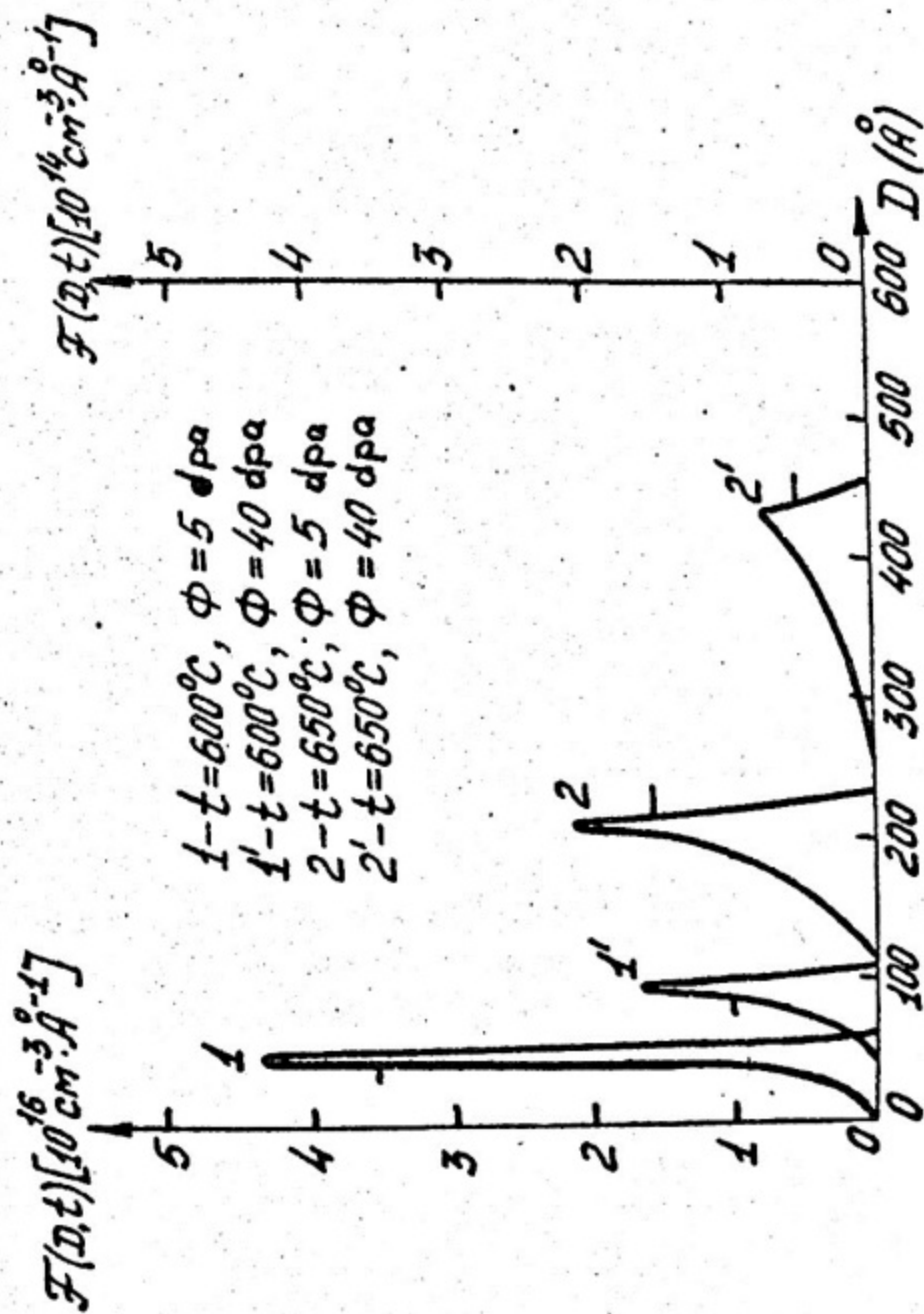


Рис. 2. Функция распределения пор по диаметрам при различных дозах и температурах облучения.

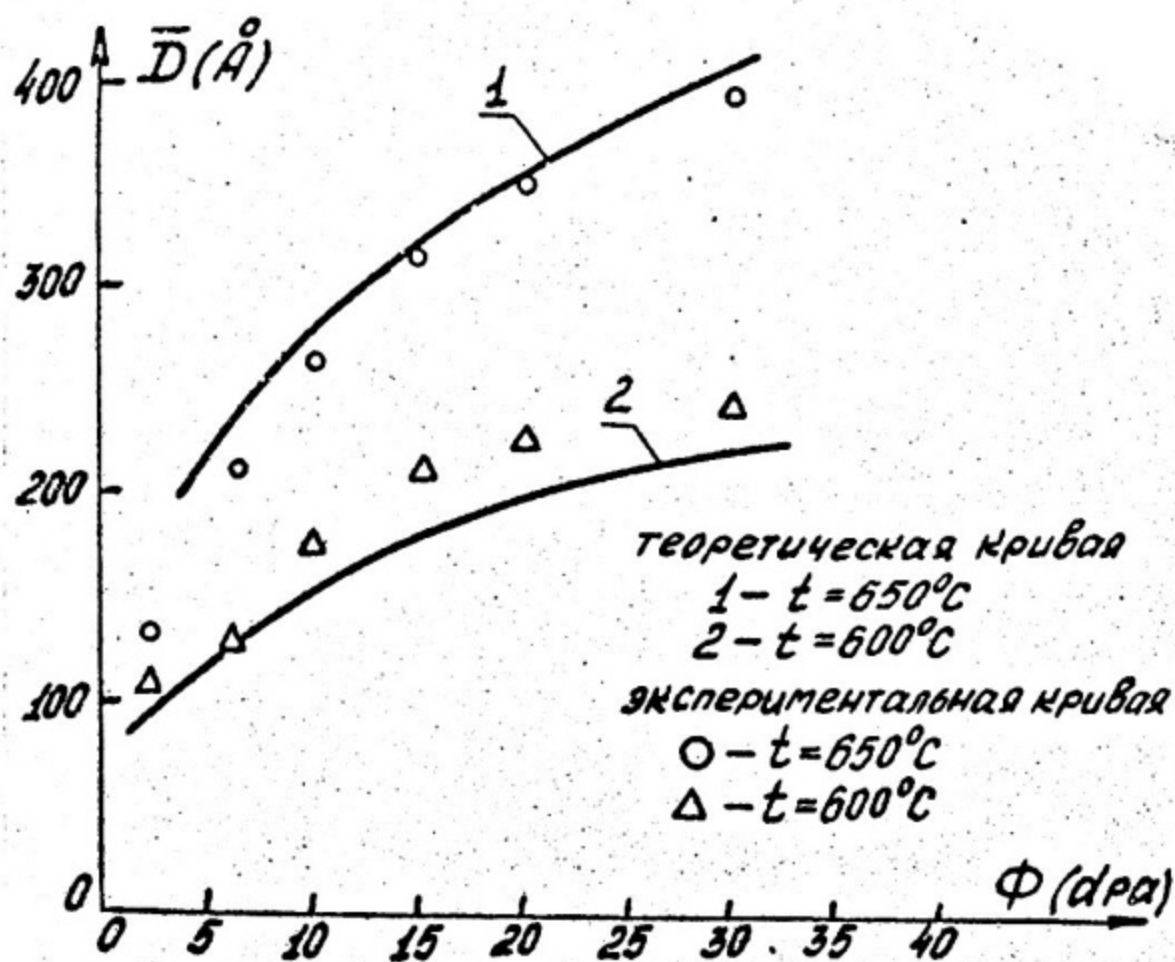


Рис. 3. Зависимость среднего диаметра пор от дозы облучения при различных температурах облучения.

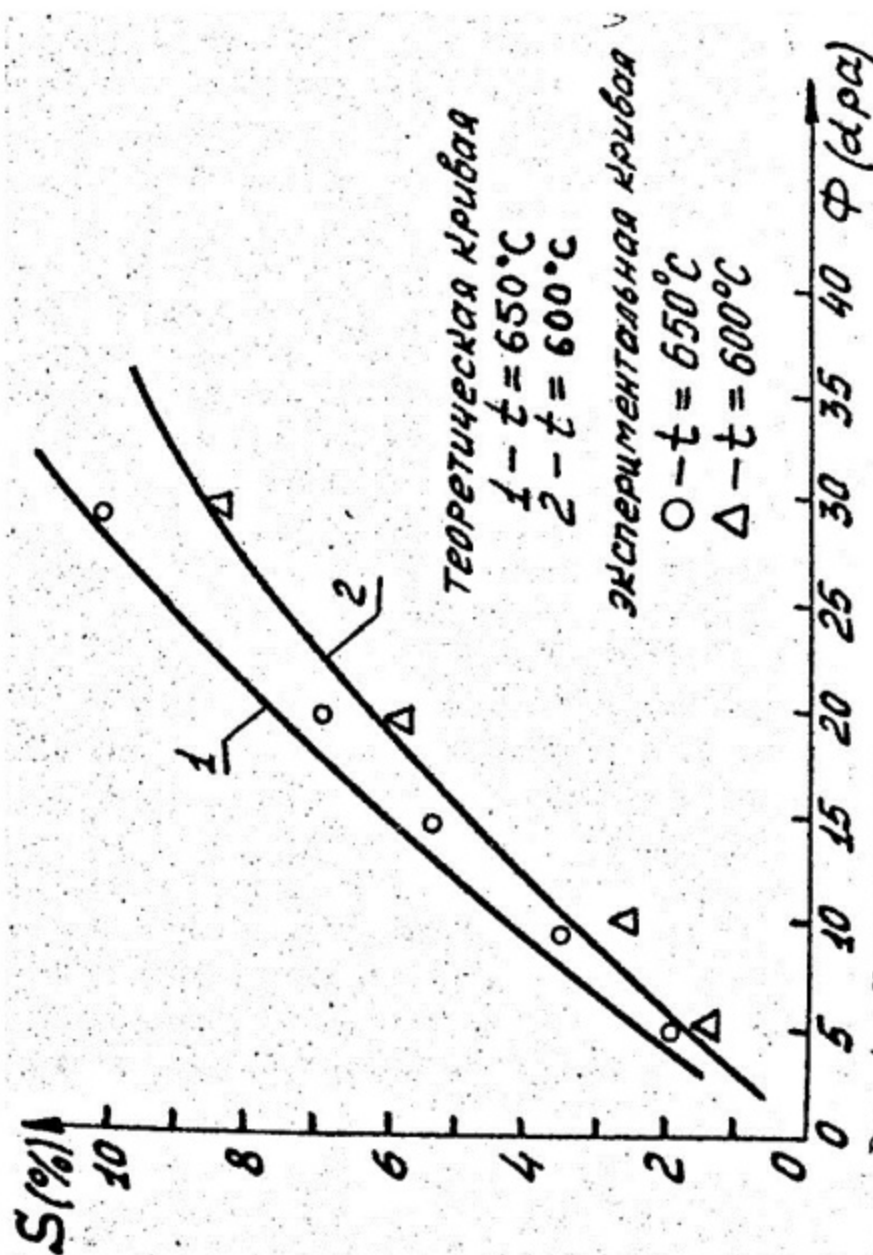


Рис. 4. Изменение распухания металла в зависимости от дозы облучения при различных температурах.

6. Диффузионное взаимодействие пор

Проблеме взаимодействия пор привлекла к себе особенно большое внимание исследователей после того как Эванс [1] сообщил о наблюдении в облученном металле выстраивания пор в периодическую структуру.

Ранее рассмотрено взаимодействие пор, обусловленное упругими напряжениями, возникающими вблизи поры кристалла с малой анизотропией [8]. В этой модели взаимодействие между двумя порами быстро спадает по закону L^{-4} , где L - расстояние между порами.

В настоящей модели предлагается более медленно спадающее (как L^{-2}) взаимодействие, обусловленное перераспределением точечных дефектов в окрестности поры, когда вблизи нее находится другая пора. Так пора, радиус которой больше критического радиуса ($R > R_c$), создает вокруг себя пониженную концентрацию вакансий, что приводит к замедленному росту соседней поры. Наоборот, пора малого радиуса ($R < R_c$) испаряется и создает вокруг себя повышенную концентрацию вакансий и ускоряет рост соседней поры. Более того, поскольку распределение точечных дефектов вокруг поры неоднородно, то соседняя пора, находясь в неоднородном поле вакансий, начинает перемещаться в пространстве. В отличие от потенциальных взаимодействий, может возникнуть такая ситуация, что малая пора убегает от большой поры, которая гонится за ней.

Рассмотрим две поры с радиусами R_1 и R_2 , находящимися на расстоянии L друг от друга. Попарно рождающиеся в условиях облучения вакансии и межузельные атомы, диффундируя по объему, рекомбинируют между собой и захватываются порами. Стационарные уравнения диффузии для вакансий и межузельных атомов в объеме вне пор запишутся в виде

$$D_v \Delta C_v + G - \gamma R C_i C_v = 0 \quad (6.1)$$

$$D_i \Delta C_i + G - \gamma R C_i C_v = 0 \quad (6.2)$$

где G - скорость генерации вакансий и межузельных атомов;
 C_i, C_v - соответственно концентрации вакансий и межузельных

атомов ($I/\text{см}^3$), γ_R - постоянная рекомбинации ($\gamma_R \sim D_i$). На поверхности каждой поры поддерживаются равновесные концентрации точечных дефектов (см. выражение (2.4)).

Например, на поверхности S_1 первой поры имеем

$$C_v|_{S_1} = C_v(R_1) = C_{v_0} e^{R_1/R_3}, \quad C_i|_{S_1} = C_i(R_1) = C_{i_0} e^{-R_1/R_3}, \quad (6.3)$$

где C_{v_0} , C_{i_0} - равновесные концентрации вакансий и межузельных атомов в $I \text{ см}^3$ в отсутствие поры, $R_3 = 2\alpha\Omega/\pi$ (α - коэффициент поверхностного натяжения, Ω - объем, приходящийся на одну вакансию).

Вдали от пор концентрация вакансий и межузлий определяется стоками, которые может иметь твердое тело (дислокации, границы зерен и т.д.), то есть определяется кинетикой точечных дефектов на бесконечности. Обозначим эти концентрации вдали от пор соответственно для вакансий и межузлий в виде

$$C_v/r \rightarrow \infty = C_{v\infty}; \quad C_i/r \rightarrow \infty = C_{i\infty} \quad (6.4)$$

В дальнейшем нас будет интересовать суммарный поток точечных дефектов на пору, который равен для первой поры

$$\vec{J}|_{S_1} = -\nabla\psi|_{S_1}; \quad \psi = D_v C_v - D_i C_i \quad (6.5)$$

Вычитая уравнение (6.2) из уравнения (6.1), имеем следующее уравнение для ψ

$$\Delta\psi = 0 \quad (6.6)$$

Граничные условия для функции ψ запишутся в виде

$$\psi|_{S_1} = D_v C_v(R_1) - D_i C_i(R_1) \equiv \psi_1, \quad \psi|_{S_2} = D_v C_v(R_2) - D_i C_i(R_2) \equiv \psi_2, \\ \psi|_{r \rightarrow \infty} = D_v C_{v\infty} - D_i C_{i\infty} \equiv \psi_\infty \quad (6.7)$$

Поскольку обычно $D_v C_{v_0} \gg D_i C_{i_0}$, поэтому можно положить $\psi_1 = D_v C_v(R_1)$, $\psi_2 = D_v C_v(R_2)$

Для качественного анализа достаточно рассмотреть случай, когда поры находятся на больших расстояниях ($\epsilon_1 = \frac{R_1}{L} \ll 1$, $\epsilon_2 = \frac{R_2}{L} \ll 1$). Тогда решение уравнения (6.6) с граничными условиями (6.7) находится в виде разложения по мультиполям. Поток точечных дефектов (6.5), испаряющихся из первой поры, в дипольном приближении запишется в виде

$$\vec{J}|_{S_1} = \frac{\bar{n}}{R_1} (\gamma_1 - \gamma_2 \epsilon_2) - 3 \frac{\bar{n}}{R_1} (\vec{R} \cdot \bar{n}) \gamma_2 \epsilon_1 \epsilon_2, \quad (6.8)$$

где $\gamma_1 = \psi_1 - \psi_\infty$, $\gamma_2 = \psi_2 - \psi_\infty$; \bar{n} - единичный вектор внешней нормали к поверхности S_1 ; единичный вектор \vec{R} направлен от первой поры ко второй.

Скорость изменения радиуса поры определяется изменением числа вакансий λ_1 в I-ой поре:

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{4\pi R_1^2}{\Omega} \frac{dR_1}{dt} = - \oint_{S_1} (\vec{J} \cdot \bar{n}) ds \quad (6.9)$$

Подставляя сюда (6.8), получаем

$$\frac{dR_1}{dt} = \left(\frac{dR_1}{dt} \right)^{(0)} - \frac{R_2^2}{R_1 L} \left(\frac{dR_2}{dt} \right)^{(0)} \quad (6.10)$$

где $\left(\frac{dR}{dt} \right)^{(0)}$ - скорость роста в нулевом приближении по $1/L$

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^{(0)} = \frac{\Omega}{R} [D_v C_{v\infty} - D_v C_v(R) - D_i C_{i\infty}]$$

В зависимости от пересыщенности раствора точечными дефектами и величиной радиусов пор для скорости роста поры (6.10) возможны несколько случаев.

I. В случае слабого пересыщения или когда пересыщение велико, но обе поры имеют размеры, близкие к $R_c^{(0)}$, где

$R_c^{(0)} = \frac{R_s}{\ln \left[\frac{D_i C_{i\infty} - D_i C_{i0}}{D_v C_{v0}} \right]}$, скорость роста первой поры (6.10) можно записать в форме

$$\frac{dR_1}{dt} = A \left[\frac{R_1 - R_c^{(0)}}{R_1} + \frac{R_c^{(0)} - R_2}{L} \right]; A = \frac{\mathcal{D}_v R_3 c_{v\infty} \Omega}{R_1 R_c^{(0)}} \quad (6.11)$$

Из этой формулы следует, что соседство второй поры при достаточно малом отношении $|R_c^{(0)} - R_2|/R_c^{(0)} \ll 1$ может привести не только к существенному изменению роста поры (ускорение роста в присутствии малой поры $R_2 < R_c^{(0)}$, замедление - в соседстве с большой порой $R_2 > R_c^{(0)}$), но даже к изменению знака скорости роста, когда радиус второй поры таков, что

$$\frac{|R_1 - R_c^{(0)}|}{R_1} < \frac{|R_c^{(0)} - R_2|}{L}$$

2. В случае же испарения первой поры ($R_{c1} > R_1$) наличие вблизи растущей 2-ой поры ($R_2 > R_{c2}$) приводит к следующему выражению для скорости роста 1-ой поры

$$\frac{dR_1}{dt} = \frac{\mathcal{D}_v}{R_1} \left[-c_v(R_1) - \frac{R_2}{L} c_{v\infty} \right] \quad (6.12)$$

Видно, что в этом случае скорость испарения 1-ой поры возрастает за счет отсасывания части вакансий растущей 2-ой порой.

И наоборот, скорость роста 2-ой поры увеличится за счет испарения 1-ой поры

$$\frac{dR_2}{dt} = \frac{\mathcal{D}_v}{R_2} \left[c_{v\infty} + \frac{R_1}{L} c_v(R_1) \right] \quad (6.13)$$

Выражение (6.8) для потока точечных дефектов из первой поры содержит слагаемое, зависящее от угла между направлением потока и направлением от первой поры ко второй. То есть точечные дефекты с одной стороны поры испаряются быстрее, чем с другой. Это приводит к тому, что пора перемещается как целое. Скорость движения первой поры равна

$$\vec{V}_1 = 3 \frac{R_2 \Omega}{L^2} (\gamma_2 - \gamma_1 \frac{R_1}{L}) \vec{K} = -3 \left(\frac{R_2}{L} \right)^2 \frac{dR_2}{dt} \vec{K} \quad (6.14)$$

При получении (6.14) учтен член квадрупольного приближения. Видно, что скорость перемещения 1-ой поры определяется

тем, как растет 2-ая пора. Смысл этого результата в том, что скорость движения пропорциональна градиенту поля вакансий, а последний по модулю тем больше, чем быстрее испаряет (или поглощает) вакансии вторая пора. Скорость же относительного движения пор \vec{V}_{12} имеет вид

$$\vec{V}_{12} = \vec{V}_2 - \vec{V}_1 = 3 \left[\frac{dR_2}{dt} \left(\frac{R_2}{L} \right)^2 + \frac{dR_1}{dt} \left(\frac{R_1}{L} \right)^2 \right] \quad (6.15)$$

Из выражения (6.15) следует, что

- 1) две большие поры ($R_1, R_2 > R_c$) - "отталкиваются",
- 2) две малые поры ($R_1, R_2 < R_c$) - "притягиваются",
- 3) большая пора ($R_1 > R_c$) преследует малую ($R_2 < R_c$),
- 4) поры "не взаимодействуют", когда их радиусы равны критическим ($R_1 = R_c, R_2 = R_c$)

Но скорость передвижения пор, вообще говоря, много меньше скорости изменения их радиуса. Исключение составляет случай, когда одна из пор имеет размер, близкий к критическому, а другая - далекий от R_c . Тогда пространственное движение первой поры будет преобладать над изменением ее размеров.

Так, если 2-ая пора испаряется ($R_2 \leq R_c$), а 1-ая пора растет ($R_1 > R_c$), то 1-ая пора за характерное время роста

$$\tau \sim \frac{R_1^2}{2 C_v \Omega} \quad , \quad \text{двигаясь со скоростью } V_1 \sim \left(\frac{R_2}{L} \right)^2 \frac{D_v C_v(R_2) \Omega}{R_2}$$

пройдет расстояние $l \approx V_1 \tau \sim \left(\frac{R_2}{L} \right)^2 \frac{C_v(R_2)}{C_v \Omega} \frac{R_1^2}{R_2}$ Для

$$R_2 = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}, T = 700^\circ \text{C}, C_v(R_2) \Omega = 10^{-4}, C_v \Omega = 5 \cdot 10^{-6}, \\ L = 10^{-6} \text{ см}, R_1 > R_c \quad , \quad \text{оказывается, что } l > R_1 .$$

В случае, когда обе поры испаряются ($R_1 < R_c, R_2 < R_c$) они не успеют облизиться и за характерное время испарения

$$\tau \sim \frac{R_2}{D_v C_v(R) \Omega} \quad \text{пройдут расстояние } l \sim V \tau \sim \left(\frac{R}{L} \right)^2 R \quad , \quad \text{что}$$

много меньше R . Таким образом, слияние двух малых пор при их относительном движении не происходит, и коалесценция идет обычным путем за счет испарения мелких пор и роста более крупных.

Одним из наиболее интересных экспериментальных фактов, полученных недавно при облучении различных металлов энергетичными частицами, является образование решетки пор [7]. Причем

существующая интерпретация решетки пор [9] сводится к объяснению устойчивости двух пор в упруго-анизотропном кристалле. Однако, если сравнить параметр анизотропии металлов (d)

$d = c_{11} - c_{12} - 2c_{44}$; c_{11}, c_{12}, c_{44} - упругие постоянные), где обнаружена решетка пор, то он окажется существенно

различным. Так для (d) : $d_{W_0} = 0,640 \cdot 10^{12}$ дин/см², для W :

$d_W = 0,01 \cdot 10^{12}$ дин/см². Видно, что вольфрам практически изотропный металл и решетки пор в нем не должно образовываться,

хотя эксперимент [10] говорит о другом. В металле же, пересыщенном точечными дефектами взаимодействие двух пор осуществляется скорее посредством диффузии облаков точечных дефектов

вокруг каждой поры. Так, согласно выражению (6.18), две растущие поры ($R_1 > R_c$, $R_2 > R_c$) отталкиваются. Скорость удаления пор друг от друга зависит от эффективного пересыщения вакансиями ($C_{v\infty}$) и в случае достаточно сильного пересыщения

имеет оценку $V \sim \frac{R}{L^2} D_v C_{v\infty}$. В этой связи интересно сравнить величину скорости движения поры вблизи другой поры в упруго-анизотропном кристалле [8] со скоростью (6.18).

Отношение скоростей пор при этих двух механизмах движения имеет величину (см. (6.18) и [8])

$$\frac{V}{V_{ан}} \sim \frac{h^2}{\xi} \frac{D_v}{D_s} \frac{C_{v\infty} T}{a \Omega \sigma} \frac{1-2\sigma}{1+\sigma}, \quad (6.16)$$

где $V_{ан}$ - скорость поры из [8] ($V_{ан} \sim h^{-4}$)

D_s - коэффициент поверхностной диффузии вакансий,

ξ - параметр анизотропии ($\xi = \frac{c_{11} - c_{12} - 2c_{44}}{c_{11}}$)

σ - коэффициент Пуассона.

Видно, что в кристалле с малой анизотропией ($\xi \ll 1$), на больших расстояниях между порами и при сильном пересыщении вакансиями ($C_{v\infty}$) предложенный механизм движения пор будет преобладать над механизмом, предложенным в работе [8].

Так для W ; $\xi = 1,7 \cdot 10^{-3}$, $T = 830^\circ K$, $\Omega = 10^3$ эрг/см², $a = 3 \cdot 10^{-8}$ см, $\Omega = 10^{-23}$ см³, $\sigma = 0,3$, $D_v \approx 10^{-3} D_s$, $C_{v\infty} \Omega = 10^{-3}$, $h = 3 \cdot 10^{-6}$ см, то $V \approx V_{ан}$ и скорость поры в пересыщенном кристалле вакансиями будет преобладать над ско-

ростью [8]. Это может послужить объяснением: выстраивания пор в решетку.

Возможно, что механизм образования решетки пор является не их пространственное перемещение, а механизм, согласно которому (см. формулу (6.10)) большие поры подавляют рост своих соседей. Так в пространстве между двумя большими растущими порами концентрация вакансий максимальна посередине между ними. И в этом месте максимальна вероятность флуктуативного зарождения третьей поры. В процессе начальной стадии образования пор (пока число больших пор еще не установилось на определенном пределе, характеризующем стадию коалесценции) большие поры имеют тенденции рождаться в максимальном удалении друг от друга, что, возможно, и приводит к образованию квазипериодической структуры пор.

Диффузионное взаимодействие пор может приводить к образованию решетки пор также и на стадии коалесценции, где оно пространственно "выбирает" испарение мелких пор и рост крупных пор, из которых, по-видимому, и состоит решетка пор.

В заключение отметим, что при написании этой лекции были использованы результаты, полученные в работах с II - I6 .

Список литературы

1. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкости, Изд. АН СССР, 1945.
2. Дяблиц И.М., Слезов В.В. О кинетике диффузионного распада пересыщенных твердых растворов - "Журн. эксперим. и теор. физ.", 1958, т.35, вып.2, с.479 - 495.
3. Зельдович Я.Б. К теории образования новой фазы - "Журн. эксперим. и теор. физ.", 1942, т.12, вып. II - 12, с.525 - 542.
4. Максимов Л.А., Рязанов А.И. Diffusion growth of interstitial and vacancy dislocation loops in supersaturated solution of point defects.-"Radiation Effects", 1977, v.33, p.7-11.
5. Williams T.M., Eyre B.L. Void swelling in solution - treated FV548 steel irradiated in high - voltage electron microscope - "Journal of Nuclear Materials", 1976, v.59, p.18 - 28.
6. Hudson J.A. void formation in solution treated AISI 316 and 321 Stainless steels under 46,5 Mev Ni⁶⁺ irradiation, - AERE - R7922, 1975, p.1 - 18.
7. Evans J.H. Observations of regular void array in high purity molybdenum irradiated with 2 Mev nitrogen ions- "Nature", 1971, v.229, p.406 - 404.
8. Кривоглаз М.А., Осиповский М.Е. Упруго -диффузионное взаимодействие пор друг с другом и границей кристалла.- "Физика метал. и металловедение", 1967, т.24, в.5, с.805 - 816.
9. Malen K., Bullough R. The void lattice in molybdenum,- "Voids Formed by Irradiation of Reactor Materials", Proceedings of the BNES European Conference held at Reading University, 1971, 24 - 25 March, p. 109 - 119.
10. Sikka V.K., Moteff J. Superlattice of voids in neutron-

irradiated tungsten - "Journ. of Applied Physics, 1972, v.43, p.4942 - 4944

- II. Михайлова Ю.В., Максимов Л.А. Кинетика образования пор из пересыщенного раствора вакансий. - "Журн.эксперим. и теор.физ.", 1970, т.59, в.3, с.1368 - 1375.
- I2. Максимов Л.А., Рязанов А.И. О диффузионном взаимодействии пор - "Физ.метал. и металловед.", 1976, т.41, в.2, с.284 - 291.
- I3. Максимов Л.А., Рязанов А.И. Диффузионный рост межузельных и вакансионных дислокационных петель в пересыщенном растворе точечных дефектов. - Препринт ИАЭ -2648, 1976.
- I4. Максимов Л.А., Рязанов А.И. Kinetics of void coalescence in crystal with dislocations under conditions of volumetric generation of point defects: - "Radiation Effects", 1977, v.33, p.1 - 5
- I5. Рязанов А.И. Коалесценция ансамбля пор и дислокационных петель в условиях радиационной генерации точечных дефектов - Препринт ИАЭ - 2621, 1976.
- I6. Рязанов А.И. К теории зарождения новой фазы - Препринт ИАЭ - 2778, 1977.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

| | | |
|------------------|---|----|
| ЧАСТЬ I | МОНУКЛОННЫЕ АТОМЫ | 3 |
| § 1 | Мнонные и монуклонные атомы | 4 |
| § 2 | Метод изучения | 8 |
| § 3 | Эксперимент | 19 |
| § 4 | Перспективы применения монуклонных атомов | 27 |
| Литература | | 34 |
| ЧАСТЬ II | КИНЕТИКА КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ | 35 |
| § 1 | Введение | 35 |
| § 2 | Кинетика роста выделенной поры | 36 |
| § 3 | Равновесное распределение пор | 40 |
| § 4 | Эволюция распределения пор при отжиге | 42 |
| § 5 | Кинетика коалесценции пор и дислокационных петель в условиях облучения | 49 |
| § 6 | Диффузионное взаимодействие пор | 64 |
| Литература | | 71 |

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ТВЕРДЫМИ
ТЕЛАМИ

Л - 91243

Подп. в печать 23/IV-1979 г.

Формат 60 x 84 I/16

Объем 4,75 п.л

Уч. - изд. л. 4

Цена 19 коп.

Тираж 300 экз.

Заказ 865

Типография МИФИ, Каширское ш. I