

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В.Ломоносова

кафедра ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

Т.Ю.Коломийца

на тему:

Аномальный перенос примеси
при ионном облучении кремния,
как новое проявление
эффекта дальнего действия.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук,

Г.П. Похил

Заведующий кафедрой:

доктор физико-математических наук, профессор

Б.С. Ишханов

Москва 2010

Содержание

Содержание.....	2
Введение.....	3
Литературный обзор	4
Постановка научной задачи	10
Характеристика объекта исследования.....	11
Цель исследования	13
Методика исследования.....	14
Описание установки.....	21
Описание полученных результатов.....	24
Обсуждение результатов	41
Заключение	44
Литература	45
Благодарности.....	46

Введение

Целью данной работы является поиск эффектов, происходящих в материалах, которые можно объяснить эффектом дальнего действия, и которые помогут в понимании механизма данного эффекта. Эффект дальнего действия заключается в изменении свойств материала образца на сравнительно большом расстоянии от места воздействия.[1] Механизм эффекта дальнего действия до сих пор окончательно не понятен. Среди моделей, на основе которых делаются попытки описания данного эффекта, выделяется три основные группы: диффузионная модель, ударная модель и модель волны переключения[2].

В данной работе изучались образцы кремния, облученные пучками ионов аргона с энергией 40 кэВ и дозой 10^{16}см^{-2} . Эффект дальнего действия на данных образцах проявлялся, как изменение параметра микротвердости образца как на облученной стороне, так и на обратной необлученной стороне. Микротвердость возросла на 20%, т.е. эффект дальнего действия проявился очень ярко. Нахождение эффектов, связанных с изменением структуры внутри образца, вызывающих изменение микротвердости, стало бы хорошим толчком к пониманию механизма эффекта дальнего действия.

Литературный обзор

Термин эффект дальнего действия возник позднее, чем были опубликованы данные, которые теперь принято обозначать этим термином. Первоначально термин относился только к ионному облучению и обозначал изменение свойств твердых тел на расстояниях, существенно превышающих пробеги ионов. Но в такой формулировке есть неопределенность. Под фразой «существенно превышают» можно понимать превышение как в 2-3 раза, так и на порядок или на несколько порядков. Если речь идет о превышении в 2-3 раза, то надо учесть, что ионы и созданные ими дефекты за счет ориентационных эффектов в кристаллах – каналирование, динамические кроудионы, фокусоны и др., могут проникать глубже, чем средний проецированный пробег R_p , который обычно подразумевается в приведенной выше формулировке. Тем не менее, к подобным сообщениям должно быть привлечено внимание, если даже в самих статьях конкретные механизмы углубления не предлагаются.

В тех случаях, когда изменения состава и (или) свойств твердого тела имеет место на расстояниях, превышающих R_p на порядки величин, вопрос об отнесении этих фактов к эффекту дальнего действия тоже не всегда прост: могут существовать довольно «тривиальные» причины таких изменений, например, сильный нагрев мишени ионным пучком, приводящий к глубокой диффузии примесей и дефектов. Нагрев может вызвать также деформацию (коробление) тонких, особенно неоднородных, пластин, что может изменить свойства материала вследствие макро или микропластической деформации. Наконец, нужно тщательно анализировать возможное вмешательство таких побочных факторов, как случайное загрязнение образцов.

Даже если побочные факторы исключены, не всегда изменения состава или свойств на больших глубинах, на наш взгляд, нужно рассматривать как эффект дальнего действия (хотя имеет право на существование и другая точка зрения). Так, при воздействии на поверхность мощными импульсными ионными пучками сильный локальный разогрев может привести к таким же явлениям, что и при воздействии импульсными лазерными пучками - влиянию ударных волн. Подобные явления довольно широко изучались специалистами в области взаимодействия лазерного излучения с веществом. Хотя учитывать результаты этих работ нужно и в случае ионного облучения, вряд ли следует рассматривать эти механизмы под рубрикой эффекта дальнего действия. Другое дело, если показано, что энергия ионного импульса недостаточна для возбуждения ударной волны, а изменения свойств на аномально больших расстояниях тем не менее наблюдаются.

В связи со сказанным кратко остановимся на вопросе о времени открытия эффекта дальнего действия. В этом вопросе нет единого мнения. Некоторые считают, что первые сведения об эффекте дальнего действия восходят к кандидатской диссертации М.И. Гусевой, выполненной в 1950-х годах, где сообщалось об объемных изменениях свойств кремния при облучении в масс-сепараторе. Так как плотности ионного тока, как правило, были велики, исключить «нагревные» факторы в этих опытах трудно. Так же можно остановиться на работах М.М. Бредова (ФТИ АН им. А.Ф. Иоффе), выполненных на рубеже 50-х и 60-х годов. В них сообщалось о проникновении атомов щелочных элементов на глубины в несколько мкм, при имплантации в германий. Однако, с современных позиций не ясно, было ли это связано с каналированием или с радиационно-стимулированной диффузией. К тому же там не сообщалось об изменении свойств материала на больших глубинах. Когда речь идет только о примесях, а не дефектах или изменении свойств, аномально глубокое проникновение часто можно рассматривать в терминах радиационно-стимулированной диффузии или обычной

диффузии, а не эффекта дальнего действия. Вести разговор об эффекте дальнего действия в этих случаях целесообразно только тогда, когда глубокое проникновение примеси нельзя объяснить ускорением за счет обычных механизмов, предложенных для интерпретации радиационно-стимулированной диффузии, таких как влияние избыточной концентрации дефектов.

Исходя из сказанного, утверждение о приоритете в данном вопросе НИФТИ ННГУ, по нашему мнению, обосновано.

В 1967 году НИФТИ ННГУ было сообщено об аномально глубоком проникновении дефектов при облучении Si ионами B^+ по данным о времени жизни [3]. В 1971 году сообщалось о подробном изучении такого же эффекта в Si при облучении Ag^+ [4]. В 1973 году П.В. Павловым, В.И. Пашковым и др. было обнаружено изменение дислокационной структуры при ионном облучении Si на стороне пластины, противоположной облучаемой [5]. С тех пор центр тяжести по изучению эффекта дальнего действия переместился на наблюдение эффектов с обратной, необлученной стороны образцов. В работе С.Н. Ершова, В.А. Пантелеева и др. [6] сообщалось о фотостимулированной эмиссии электронов с тыльной стороны пластин кремния спустя некоторое время после их облучения пучками плазмы методом взрывающихся проволочек. Правда, эти опыты ставили целью исследование не эффект дальнего действия, а диффузии вакансий и собственных междоузельных атомов. Постановка опытов позволяла регистрировать даже одиночные акты достижения точечными дефектами тыльной стороны пластины. Так же, авторы [6] отмечают возникновение импульса эмиссии практически сразу в момент облучения и относят его к действию ударной волны, генерируемой при облучении.

Нередко существование эффект дальнего действия подвергается сомнению на том основании, что подавляющее большинство работ опубликовано в русскоязычной литературе. Однако, во-первых, имеются и зарубежные публикации по

эффекту дальнего действия (см., например, [7] и [8]). Во-вторых, факт преобладания русскоязычных публикаций по эффекту дальнего действия не может служить доводом против существования эффекта. Одна возможная причина состоит в том, что полупроводниковые материалы, поставляемые отечественными изготовителями, были структурно менее совершенными. Особенность же эффекта дальнего действия, по крайней мере, в полупроводниках, как раз и состоит в том, что он более выражен в дефектных материалах. Следует заметить, что и ряд других явлений был исследован по преимуществу в СССР.

Среди критиков эффекта дальнего действия наиболее часто звучит аргумент отсутствия удовлетворительных теорий эффекта. Необходимо иметь в виду, что существует много видов эффекта дальнего действия, и создание общей теории, справедливой для всех его видов, вряд ли следует ожидать. Для определенных видов эффекта дальнего действия те или иные модели предложены [9], хотя говорить о законченных теориях пока преждевременно.

Наиболее сложна ситуация в этом отношении для так называемого малодозного эффекта дальнего действия, освещенного в данной дипломной работе. Недавно установленный эффект фотомеханической памяти металлов показал, что под действием света могут происходить процессы, во многом аналогичные малодозному эффекту дальнего действия [10,11]. Это заставляет задуматься о необходимости подхода к обоим эффектам с единых позиций. Такие подходы сейчас только намечаются.

Для создания адекватных моделей процессов потребовалось более углубленное исследование их закономерностей. Они оказались настолько непривычными, что для выработки правильных подходов к теоретическому описанию необходимо предварительное осмысление результатов на качественном уровне.

Перейдем далее к краткому обсуждению некоторых статей по эффекту дальнего действия, публикуемых в настоящем выпуске. Теоретическая работа С.А. Кривелевича является продолжением и развитием предыдущей его статьи [12]. Уточняется физический смысл параметров порядка, введенных в [12]. На данном этапе рассмотрение носит пока достаточно абстрактный характер, развернутых решений не дано. Дальнейший прогресс в этом направлении требует более конкретной постановки задачи для определенных систем и видов воздействия. В целом работы С.А. Кривелевича являются хорошим заделом для развития теории эффекта дальнего действия.

Работа Н.Н. Сюткина посвящена изложению данных по глубине проникновения дефектов при ионном облучении монокристаллических металлов методом ионной микроскопии. Результаты относятся к сравнительно малым глубинам, поэтому обнаруженное аномально глубокое проникновение требует анализа его механизмов, в частности, выделения роли известных факторов, связанных с ориентационными явлениями.

В работе Бахарева и Погребняка на основе оригинальных данных авторов подвергнуты критике результаты группы Шаркеева по эффекту дальнего действия при больших дозах. Хотя эти критические замечания заслуживают серьезного внимания, но, по нашему мнению, они не дают достаточных оснований отрицать справедливость результатов и выводов Шаркеева и др. Действительно, результаты должны зависеть от структурных особенностей исходных материалов, которые могли оказаться разными в различных работах. Здесь ярко проявляется недостаток координации исследований.

Работа В.С. Хмелевской представляет собой обзор оригинальных результатов по особому виду эффекта дальнего действия, наблюдаемому при «горячем» облучении и носящему, как полагают авторы, синергетический характер. Изучение этого явления имеет несомненное научное и прикладное значение. Однако, несмотря на предложенные в работе модельные подходы, теорию явления пока нельзя считать

разработанной. Не ясно, в каком отношении находится данный эффект с другими видами эффекта дальнего действия.

В статье Л.С.Смирнова сделана попытка сформулировать общие подходы к эффекту дальнего действия. Среди идей авторов наибольший интерес представляет еще ранее введенное ими понятие «фононного ветра». Во второй части статьи приведены некоторые оригинальные экспериментальные данные по глубинным изменениям электрических свойств кремния при ионной имплантации.

Необходимо отметить, что в настоящее время практически отсутствует координация между различными группами, занимающимися эффектом дальнего действия. Это серьезно тормозит исследования и служит одной из причин скептического отношения ряда специалистов к результатам работ в этой области.

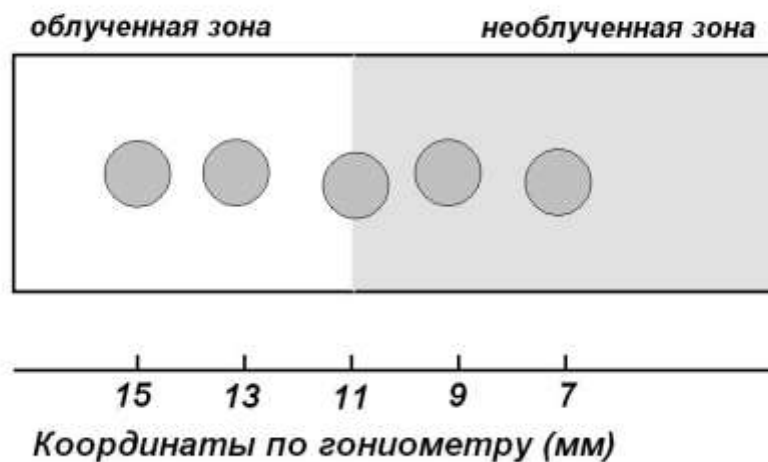
Подводя итог, можно констатировать: во-первых, реальность эффекта дальнего действия неоспорима; во-вторых, существует не один, а несколько видов эффекта дальнего действия, механизмы которых могут быть различными; в-третьих, при обсуждении результатов различных работ следует отсеивать побочные факторы, которые не имеют прямого отношения к эффекту дальнего действия; в-четвертых, необходимо привлечение возможно большего количества экспериментальных методов к данной проблеме; в-пятых, жизненно необходима координация работ, проводимых разными группами; в-шестых, требуется более интенсивное привлечение теоретиков к проблеме. Наконец, нужна более интенсивная пропаганда результатов на международных форумах и широкая публикация работ в престижных зарубежных и отечественных журналах.

Постановка научной задачи

Основной задачей эксперимента являлось проведение элементного анализа образцов, которые уже проявили изменения своих свойств в результате облучения.

Характеристика объекта исследования

Исследование проходило с тремя сериями образцов. Первая серия образцов представляла собой 2 образца кремния КДБ-1, облученные Ag с энергией 40 КэВ и дозой 10^{16} см⁻² при токе 3 мкА/см². Пластины кремния представляли собой прямоугольники 3х7 мм², толщиной 0,3мм. Облучение образцов происходило таким образом, что одна половина образца была подвержена облучению, а вторая половина – нет. Таким образом, на каждом образце получилось 2 зоны: облученная зона и не облученная зона (рис.1). На гониометре образцы располагались таким образом, что граница облученной и необлученной зоны попадала на показание гониометра 11 мм. Образцы были предварительно проверены на микротвердость, и она возросла на 20% как с облученной, так и с обратной стороны образца, резкой границы между облученной и не облученной зоной не наблюдалось.



*Рис. 1 Первая серия образцов.
Кружочки обозначают точки
попадания анализирующего пучка на
образец*

В результате получения неожиданных результатов при исследовании первой серии образцов (наличие железа как на облученной, так и на обратной стороне образцов) было принято решение провести вторую серию экспериментов. Железо, по-видимому, распыляется со стенок камеры имплантатора и с краев диафрагмы ограничивающей пучок. Поэтому были проведены эксперименты с целью проверки этого. Было проведено облучение пластинок кремния при различных условиях:

1. Края диафрагмы открыты или закрыты пластинами кремни. Таким образом в одном случае распыление железа с диафрагмы в одном случае может влиять, а в другом нет.
2. Со стороны пучка ставится цилиндр высотой 36 мм и диаметром около 12 мм, или не ставится. Т.е. существенно уменьшается телесный угол, открытый для попадания на кремний атомов железа распыленных со стенок камеры.
3. Образец закрепляется на стальном держателе с подкладыванием алюминиевой фольги и без нее. Вероятность диффузии атомов железа из подложки резко меняется.

Для указанных выше различных условий облучения было исследовано пять образцов.

Так же для полноты картины было принято решение провести третью серию экспериментов. В ней использовались образцы кремния различных марок: КДБ-1, КДБ-20, а так же бездислокационный кремний. На разные образцы предварительно были напылены слои Ni и Ta толщиной 100 Å.

Цель исследования

Целью исследования был поиск атомов аргона, прошедших насквозь образца на его заднюю поверхность. Длина свободного пробега Ar^{7+} в кремнии не превышает 200 Å. Таким образом, наличие атомов аргона на необлученной стороне образца нельзя объяснить процессами, связанными с радиационно-стимулированной диффузией. То есть можно сказать, что наличие аргона на задней поверхности образца можно связать с эффектом дальнего действия.

Методика исследования

Исследование образцов происходило методом *RBS* (*Rutherford Back Scattering*). Возможная схема применения метода показана на рис. 2. Коллимированный пучок ускоренных частиц с массой M_1 , порядковым номером Z_1 и энергией E_0 направляется на поверхность объекта исследования. В качестве объекта исследования может быть достаточно тонкая пленка, масса и порядковый номер атомов которой равны, соответственно, M_2 и Z_2 . Часть ионов в пучке будет отражаться от поверхности с энергией $K_{M_2}E_0$, а часть пройдет вглубь, рассеиваясь затем на атомах мишени. Здесь K_M - кинематический фактор, определяемый как отношение энергии частицы $K_M E$ после упругого рассеяния частицы на угол θ на атоме мишени M к ее значению до столкновения E . Понятно, что кинематический фактор является функцией угла рассеяния. Рассеянные частицы, имеющие определенную энергию, выходят из мишени в разных направлениях, в одном из которых под

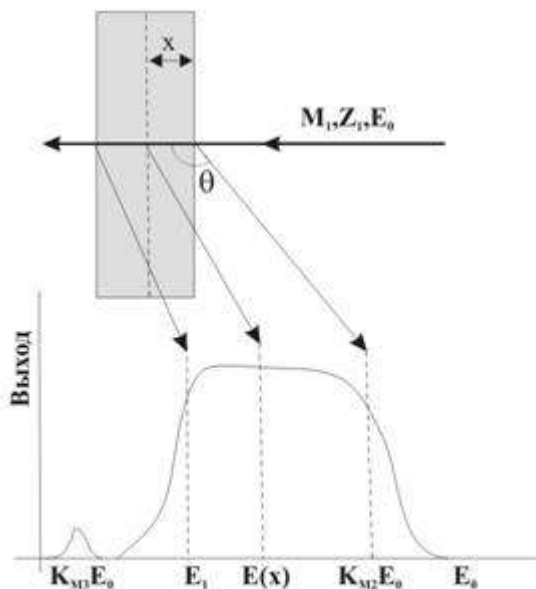


Рис. 2 Схема применения метода RBS

углом θ к направлению первоначального движения регистрируется их число и энергия. Если энергии частиц анализирующего пучка достаточно для того, чтобы достичь задней поверхности мишени, то рассеянные атомами этой поверхности частицы будут иметь энергию E_1 . Общая картина рассеянных от пленки ионов представляет собой энергетический спектр обратно рассеянных частиц. В

случае присутствия на поверхности пленки примеси, масса

атомов которой равна m_3 , на энергетических спектрах обратного рассеяния появится пик в области энергий $K_{M_3}E_0$. Пик будет расположен в низкоэнергетической области спектра, если $M_3 < M_2$ и в высокоэнергетической, если $M_3 > M_2$.

Как следует из вышеизложенного, метод обратного резерфордовского рассеяния предполагает передачу энергии при процессах упругих взаимодействий двух тел. Это означает, что энергия налетающей частицы E_0 должна быть намного больше энергии связи атомов в твердых телах. Поскольку последняя составляет величину порядка 10 – 20 эВ, то это условие всегда выполняется, когда для анализа используются ускоренные ионы с энергией в диапазоне от нескольких сотен кэВ до 2 – 3 МэВ. Верхняя граница энергии анализирующего пучка определяется таким образом, чтобы избежать возможных резонансных ядерных реакций при взаимодействии пучка с атомами мишени и примеси. Для экспериментальных исследований используются различные ускорители ионов, например ускорители Ван-де-Графа.

Кинематический фактор K_M может быть вычислен из модели упругого столкновения двух частиц с массами M_1 и M_2 . Как следует из законов сохранения импульса и энергии кинематический фактор зависит только от угла рассеяния θ и отношения масс частицы и атома мишени M_1/M_2 (рекомендуем читателю самостоятельно получить этот результат):

$$K_{M_2} = \left[\frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right]^2. \quad (1)$$

Таким образом, из зависимости кинематического фактора (1) следует, что, во-первых, измеряя угол рассеяния и энергию рассеянных частиц, можно определить массу рассеивающих частиц, а во-вторых, для достижения хорошей чувствительности метода угол рассеяния должен быть достаточно большим, а масса налетающих частиц не слишком малой. Поскольку

энергетическое разрешение используемых детекторов обычно не менее 20 кэВ, то для наиболее оптимальных условий экспериментов выбирают угол рассеяния порядка 160° , а в качестве анализирующего пучка обычно используют ускоренные ионы гелия.

Изложенные представления о возможностях метода в элементной избирательности и чувствительности к малым количествам примесных атомов касались лишь атомов, локализованных на поверхности мишени. Применение метода для определения пространственного распределения примесей и дефектов основано на возможности регистрировать разницу в энергии частиц ΔE , рассеянных атомами, находящимися на разной глубине. Частица, попадающая в детектор, претерпев акт упругого рассеяния на некоторой глубине x , имеет меньшую энергию, чем частица, рассеянная атомами вблизи поверхности. Это связано, во-первых, с потерями энергии на пути в мишень и из нее, а, во-вторых, из-за различий в потерях энергии при упругом взаимодействии частицы с атомами, находящимися на поверхности и на глубине x .

Рассмотрим процесс рассеяния частиц на большой угол на глубине и на поверхности в соответствии с Рис.2. Пусть на мишень падает частица с энергией E_0 под углом θ_1 . Детектор, расположенный под углом θ_2 , регистрирует частицы, рассеянные на поверхности и на глубине x . Частицы, рассеянные на поверхности, попадают в детектор, имея энергию $K_{M_2} E_0$. Частицы же, рассеянные на глубине x , будут иметь энергию E_1 , которая, как нетрудно понять, определится следующим соотношением:

$$E_1 = K_{M_2} E_0 - \frac{x}{\cos \theta_2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{в } x}, \quad (2)$$

где $(dE/dx)_{\text{в } x}$ - линейные потери энергии частицы при ее движении от точки рассеяния на глубине x до выхода из

мишени, E - энергия, с которой частица подойдет от поверхности к точке рассеяния на глубине x :

$$E = E_0 - \frac{x}{\cos \theta_1} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ex}, \quad (3)$$

где $(dE/dx)_{ex}$ - линейные потери энергии частицы при ее движении от поверхности до точки рассеяния на глубине x . Таким образом:

$$E_1 = E_0 - \Delta E, \quad (4)$$

где

$$\Delta E = x \left[K_{M_2} \frac{1}{\cos \theta_1} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ex} + \frac{1}{\cos \theta_2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ex} \right]. \quad (5)$$

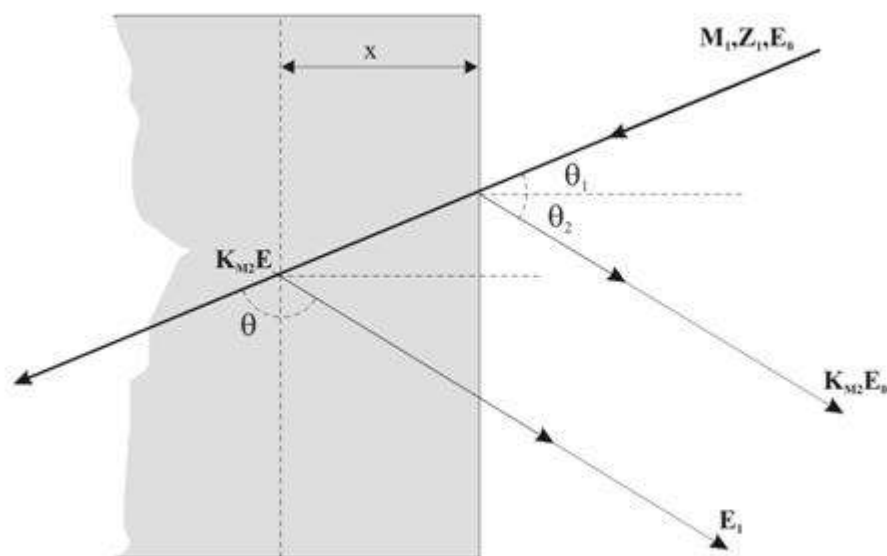


Рис. 3 Геометрия рассеяния частиц от мишени

Выражение в квадратных скобках в (5) обычно называют фактором энергетических потерь и обозначают как $\langle S \rangle$. Рассматривая для простоты геометрию эксперимента, когда

$\theta_1 = 0$, т.е. $\theta_2 = \pi - \theta$, получим следующее выражение для фактора энергетических потерь:

$$\langle S \rangle = K_{M_2} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ex}} + \frac{1}{|\cos \theta|} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ex}}, \quad (6)$$

и, соответственно, $\Delta E = \langle S \rangle x$. Последнее соотношение лежит в основе перевода энергетической шкалы в спектрах обратного рассеяния в шкалу глубины. При этом глубинное разрешение определяется энергетическим разрешением детектора и может составлять величину до 20 нм.

Для определения энергетических потерь частицы (dE/dx) можно использовать квантовую теорию торможения (Бете, Блох, 1932). Формула торможения для быстрых нерелятивистских частиц с массой, значительно большей электронной массы, имеет вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2 N}{mv^2} \ln \frac{2mv^2}{I}, \quad (7)$$

где v - скорость частицы, N - концентрация атомов мишени, e , m - заряд и масса электрона, I - средний ионизационный потенциал. Средний ионизационный потенциал, входящий в формулу (7), по существу, представляет собой подгоночный параметр и обычно определяется из экспериментов по торможению заряженных частиц. Для оценок среднего ионизационного потенциала можно использовать приближенную формулу Блоха:

$$I = \varepsilon_{\text{Ry}} Z_2, \quad (8)$$

где ϵ_{Ry} - постоянная Ридберга, $\epsilon_{Ry} = 13.6$ эВ. Для более точных практических расчетов и анализа энергетических спектров обратного рассеяния вместо формул (7, 8) используют хорошо проверенные полуэмпирические формулы и различные табличные данные.

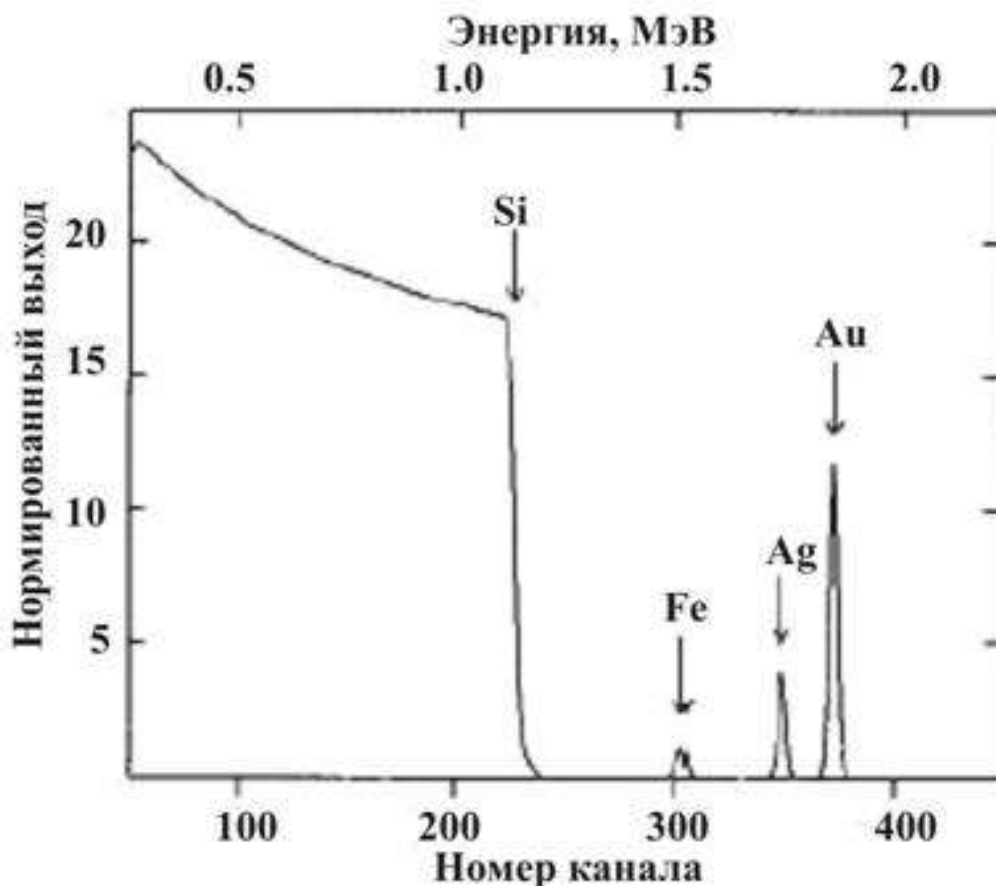


Рис.4 Энергетический спектр ионов гелия с энергией 2 МэВ, обратно рассеянных от кремниевой мишени

На рис.4 приведен пример энергетического спектра обратного рассеянных ионов. Стрелками на рис.4 отмечены положения пиков тех элементов, которые содержатся на поверхности исследуемого образца. Вместе с тем обнаружение той или иной примеси связано не только с энергетическим разрешением детектора, но и с количеством этой примеси в мишени, иными словами, с величиной сигнала от данной примеси на энергетическом спектре. Величина сигнала от i -го

элемента примеси в мишени, или площадь под пиком A_i , определяется выражением:

$$A_i = q\Omega\sigma_i(Nx)_i, \quad (9)$$

где $(Nx)_i$ - слоевое содержание i -го элемента ($1/\text{см}^2$), σ_i - среднее дифференциальное сечение рассеяния анализирующих частиц на атомах в детектор с телесным углом Ω ($\text{см}^2/\text{ср}$), q - полное число анализирующих частиц, попавших в мишень за время измерения спектра. Из соотношения (9) следует, что стандартных условиях эксперимента (т.е. при постоянных Ω и q) величина сигнала пропорциональна σ_i . Для вычисления среднего дифференциального сечения можно воспользоваться формулой:

$$\sigma_i = \left(\frac{Z_1 Z_i e^2}{2E \sin^2 \theta} \right)^2 \frac{\left\{ \cos \theta + \left[1 - (M_1/M_i)^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2} \right\}^2}{\left[1 - (M_1/M_i)^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2}}. \quad (10)$$

Из последней формулы следует, что величина сигнала в спектрах обратного рассеяния зависит от порядкового номера элемента как Z_i^2 .

Описание установки

Исследование проводилось на ускорителе Ван-де-Графа. В качестве анализирующего пучка были использованы ионы He^+ с энергией 2 МэВ. Схема экспериментальной камеры ускорителя приведена на рис.6, а схема расположения блоков питания камеры и ионопровода на рис.7.

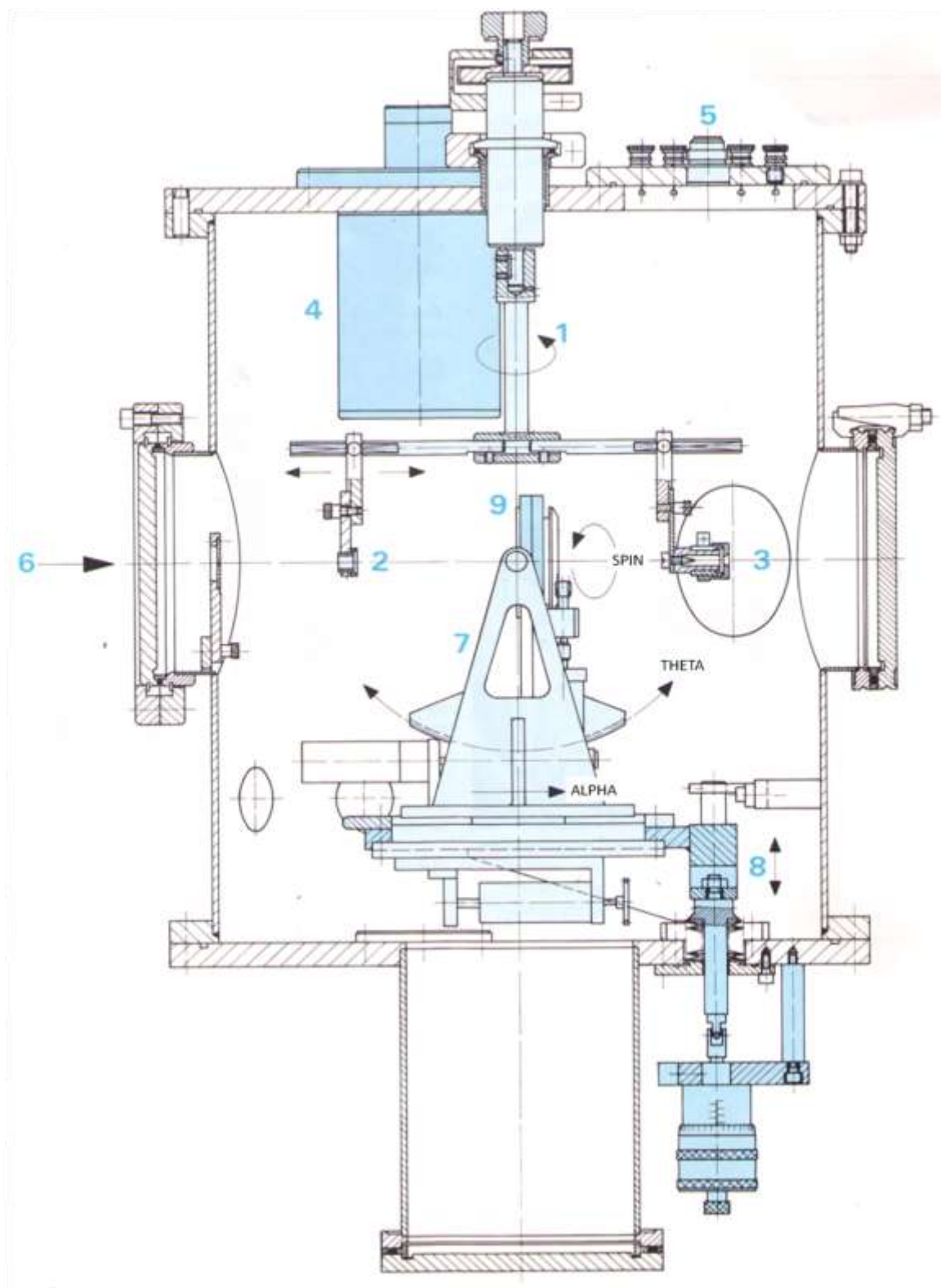


Рис.6 Экспериментальная камера комплекса X-ray-RBS-AN2500

1. Вращающийся привод полупроводникового детектора (ПДД) и блока освещения экспериментальной камеры;
2. Полупроводниковый детектор для резерфордовского обратного рассеяния;
3. Блок освещения экспериментальной камеры;
4. Охлаждающий цилиндр;
5. Электрические выводы;
6. Направление пучка по центральной линии камеры;
7. Гониометр;
8. Подвижное основание гониометра;
9. Держатель образцов;

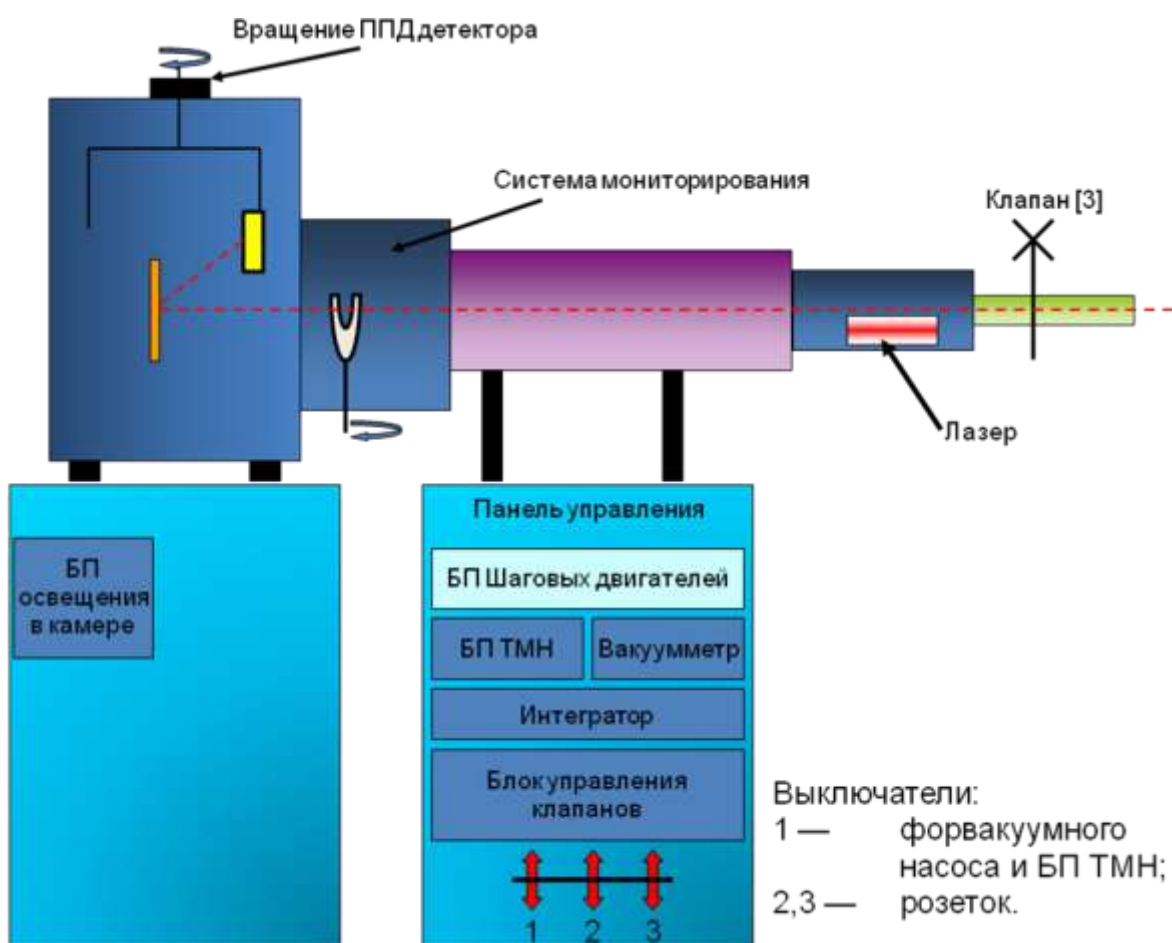


Рис. 7 Схема расположения блоков управления и блоков питания экспериментальной камеры и ионопровода комплекса X-ray-RBS-AN2500

Описание полученных результатов

В первой серии мы еще надеялись увидеть и дефекты, поэтому были измерены спектры в центре осевой тени [111]. На следующем рисунке показан типичный энергетический спектр рассеянных ионов на наших образцах. Ионы, рассеянные на аргоне, дают пик в правой части спектра. А спектр от тяжелой распределенной примеси дает ступеньку тоже в правой части спектра (см. рис.8).

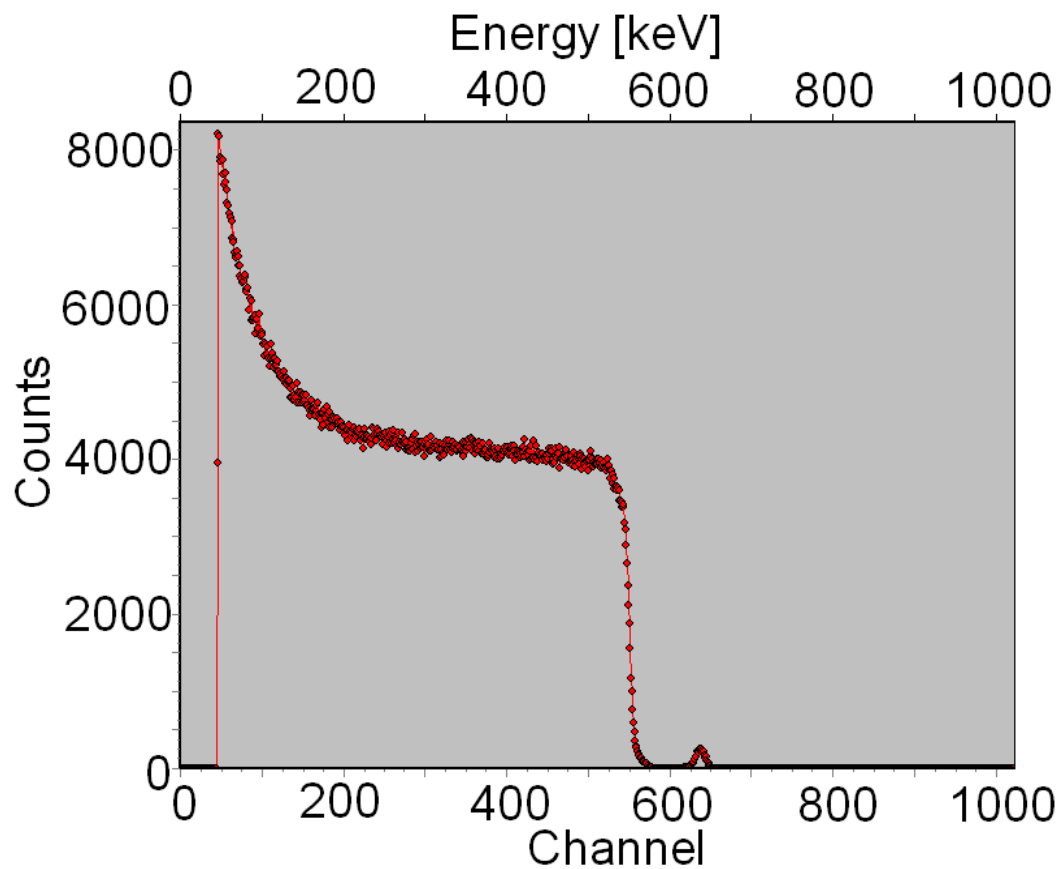


Рис.8. Типичный спектр от кремния с тяжелой примесью

Оба образца были установлены так, что граница обл/необл находилась при координате 11. Результаты POP анализа показаны на рисунках 8, 9, 10 и 11.

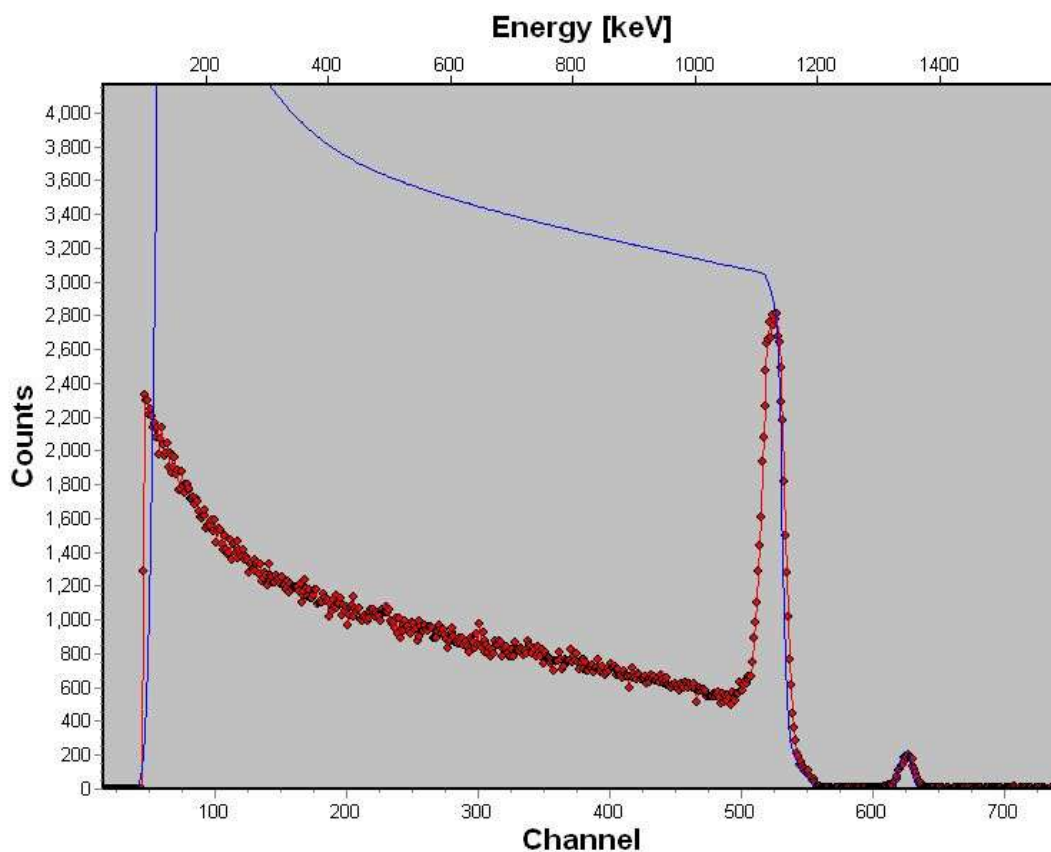


Рис. 9. Спектр в центре лунки [111] с облученной стороны, виден пик Ar

На рис. 8 и 9 показаны спектры вдоль оси и рэндом спектр. Рэндом спектр необходим для нормировки модельных спектров. На рис. 10 и 11 показаны правые части спектров, полученных с облученной стороны и с задней, необлученной, стороны, с увеличенным масштабом по оси ординат, чтобы были видны парциальные спектры от малых количеств примесей. Рис. 10 это спектр от точки на необлученной стороне образца. Видно, что присутствует малое количество аргона, железа и мышьяка.

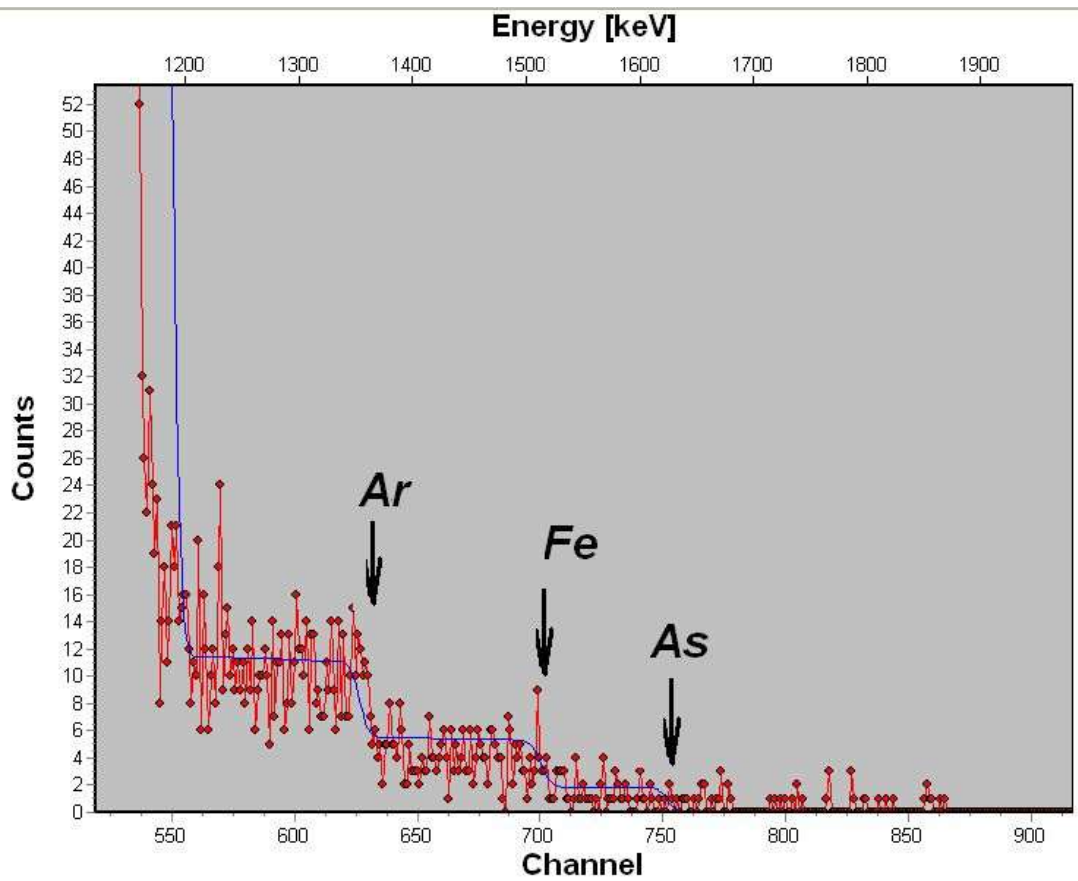


Рис. 10. Пример спектра с задней стороны образца

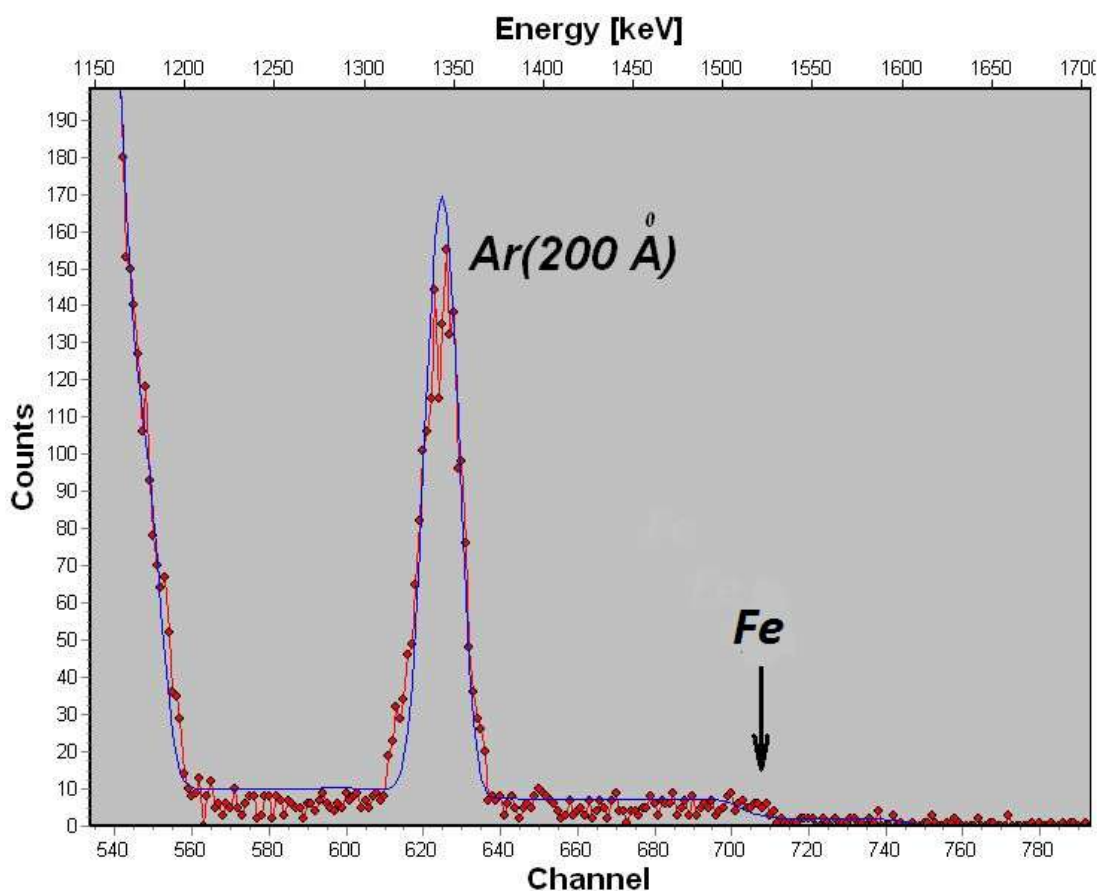


Рис. 11. Пример спектра с облученной стороны из облученной зоны.

Из рис. 10 и 11 видно, что обнаруживаются малые количества примеси. На рис. 11 также виден пик от внедренного аргона, который занимает по глубине около 200 ангстрем. На передней границе внедренный аргон сосредоточен в узком слое (200 \AA), а на задней границе спектр от аргона представляет собой «столик», т.е. он распределен равномерно на достаточно большую глубину. Спектры были обработаны путем подгонки модельных спектров. Подгоняя модельный спектр, мы определяем концентрацию примеси в атомных процентах при однородном распределении и количество примесных атомов в тонком слое, если спектр в виде пика. Результаты такой обработки сведены в таблице 1.

1 образец, облученная сторона			
координаты точки	Ar	Fe	Peak
15.5	0.0004	0.0004	0.034
13.5	0.0005	0.0004	0.036
12	0.0003	0.0004	0.008
8	0	0	0
1 образец, задняя сторона			
координаты точки	Ar	Fe	
14	0.012	0.008	
12.5	0.0045	0.0008	
11	0.0045	0.0015	
10	0.0065	0.001	
6	0.12	0.001	
2 образец, облученная сторона			
координаты точки	Ar	Fe	Peak
15	0	0	0.05
13	0	0	0.04
11	0.0001	0	0.005
9	0	0	0
7	0	0	0
2 образец, задняя сторона			
координаты точки	Ar	Fe	
15	0.002	0.0005	
13	0.003	0.0009	
11	0.0015	0.0005	
9	0.001	0.0003	
7	0.002	0.0005	

Табл.1. Сводная таблица результатов обработки эксперимента с первой серией образцов. Результаты приведены в массовых долях.

Ниже приведены распределения концентрации примесей, как функция положение анализируемой точки на образце. По оси абсцисс даны координаты считываемые со столика гониометра. Повторю, что граница облученной и необлученной зон находится при значении 11. Справа облученная зона, слева необлученная.

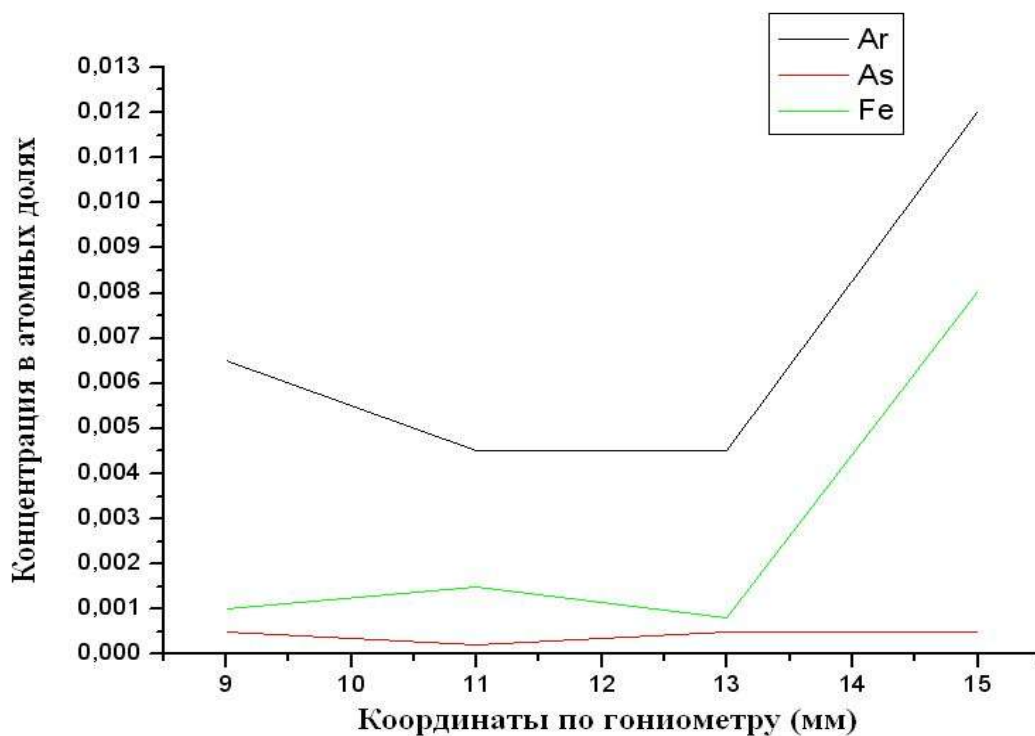


Рис. 12. Задняя сторона первого образца.

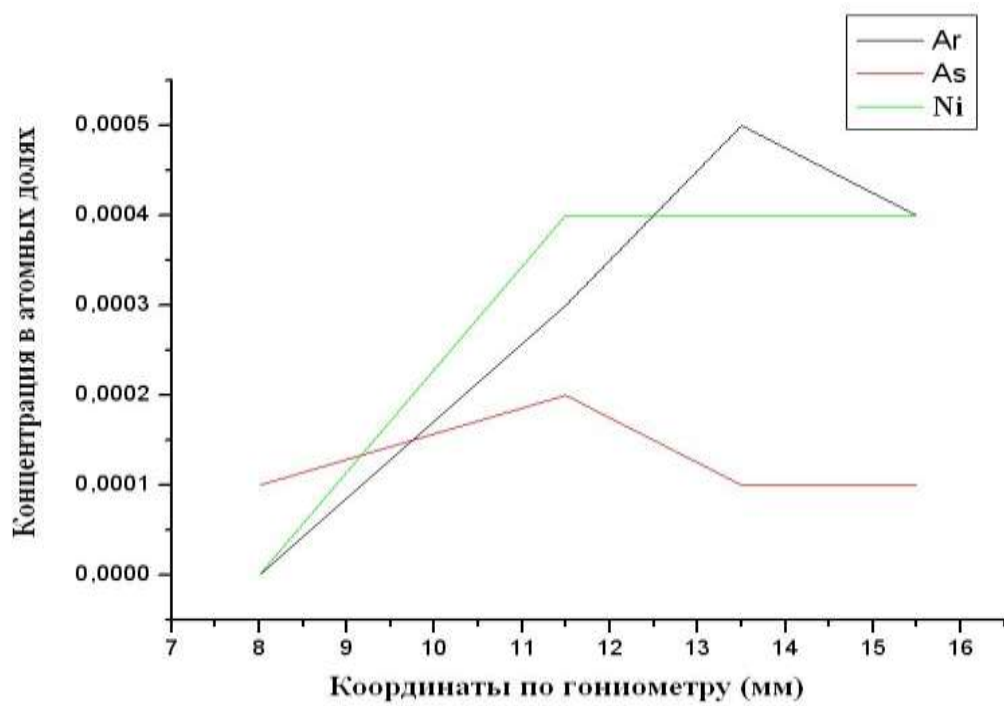


Рис. 13. Облученная сторона первого образца.

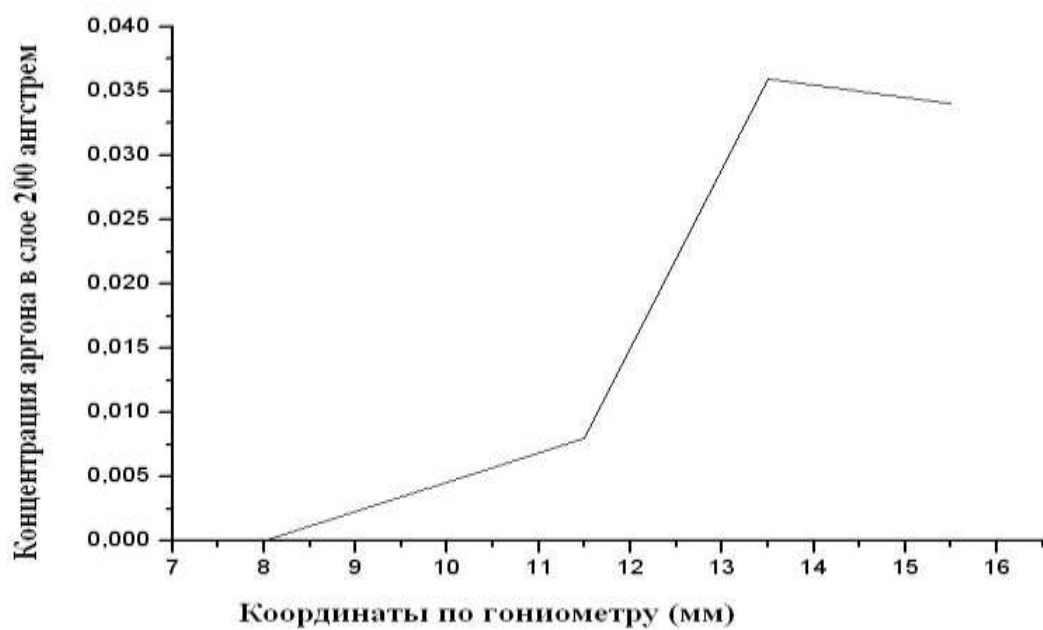


Рис. 14. Распределение внедренного аргона (площадь пика) на первом образце.

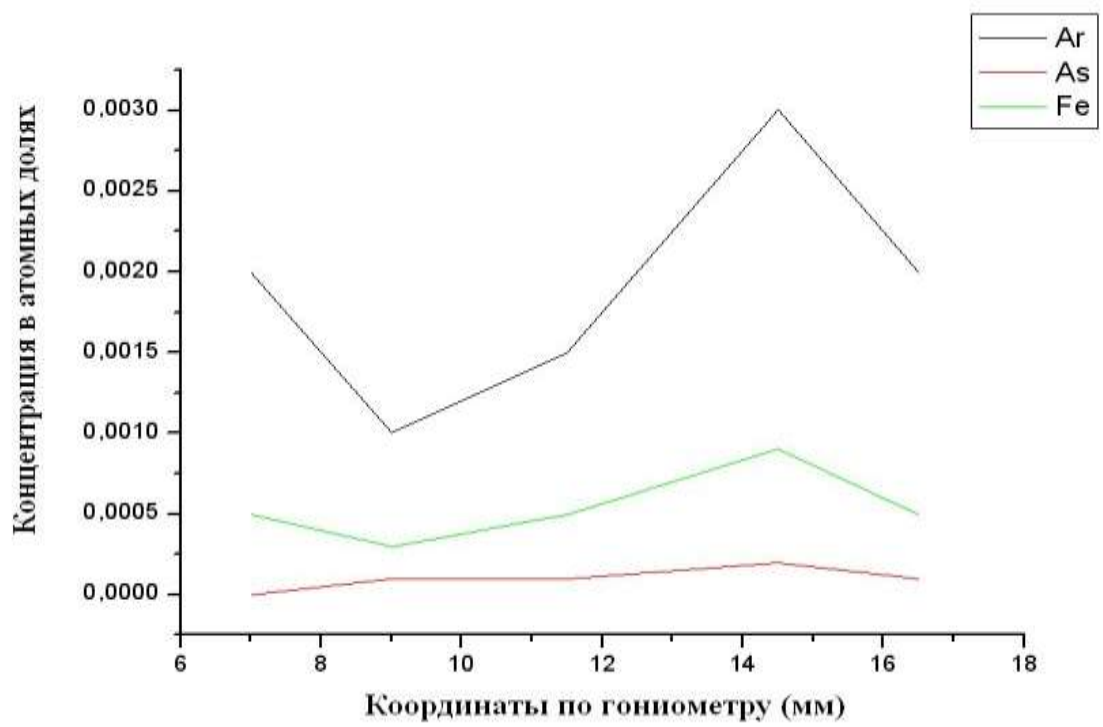


Рис.15. Задняя сторона второго образца.

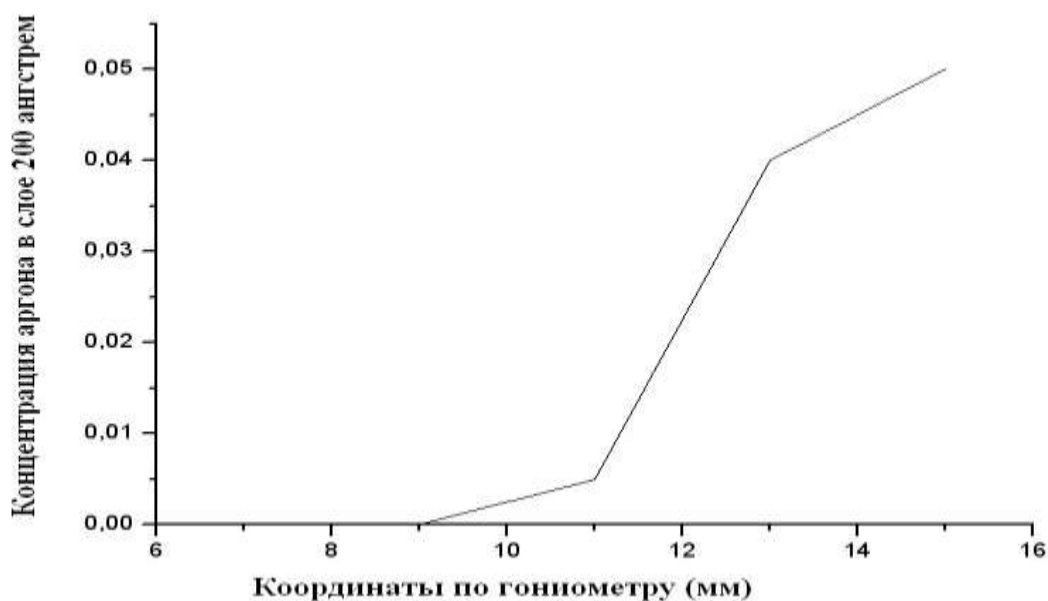


Рис. 16. Распределение внедренного аргона (площадь пика) на втором образце.

На рисунках с 12-го по 16-ой и из таблицы видна явная корреляция распределения примеси вдоль образца и внедренного аргона. Это означает, что в облучаемой зоне имеет место интенсивная радиационно-стимулированная диффузия примеси на глубину порядка 0,3 мм (толщина образца). Возникает два вопроса. Во-первых, откуда появилось железо в исходно чистом кремнии. И, во-вторых, каков механизм, создающий такое однородное распределение атомов железа в кремнии. Железо, по-видимому, попадает на образец в результате распыления элементов установки имплантатора.

После первого измерения, в котором «обнаружили очень много железа (~ 0,5 ат %) появилось подозрение, что пучок цеплял стальную прижимную лапку. Поэтому новый эксперимент был проведен с пучком меньшего диаметра (< 1 мм). При этом есть гарантия, что пучок не касается железных деталей около образца. Кроме того уменьшение диаметра привело к уменьшению тока и соответственно счета детектора. Благодаря чему наложения импульсов были практически исключены (в действительности очень маленький хвост наложений был).

Железо, по-видимому, распыляется со стенок камеры имплантатора и с краев диафрагмы ограничивающей пучок. Поэтому были проведены эксперименты с целью проверки этого. Было проведено облучение пластинок кремния при различных условиях:

1.Края диафрагмы открыты или закрыты пластинами кремни. Таким образом, в одном случае распыление железа с диафрагмы в одном случае может влиять, а в другом нет.

2.Со стороны пучка ставится цилиндр высотой 36 мм и диаметром около 12 мм, или не ставится. Т.е. существенно уменьшается телесный угол, открытый для попадания на кремний атомов железа распыленных со стенок камеры.

3.Образец закрепляется на стальном держателе с подкладыванием алюминиевой фольги и без нее. Вероятность диффузии атомов железа из подложки резко меняется.

Для указанных выше различных условий облучения было исследовано несколько образцов. На рис.17 показано шесть спектров для двух образцов №4 и №5. При облучении образца №4 края диафрагмы были закрыты пластинами кремния, и использовался цилиндр, защищающий образец от атомов железа, распыленных со стенок камеры. Образец №5 был облучен без использования цилиндра и кремниевых пластин. Экспериментальные спектры обработаны путем моделирования с помощью стандартной программы SIMNRA, которая позволяет определить состав мишени. Как видно из рисунка, Количество железа на облученной стороне в незащищенном образце №5 не больше, чем в защищенном образце №4. В обоих образцах содержание железа на необлученной стороне выше, чем на облученной. Т.е. при облучении существует механизм, который «гонит» атомы железа к обратной стороне образца кремния. Как показывает эксперимент, этот механизм работает не только непосредственно в зоне облучения, но и в стороне от нее. Т.е. имеет место сильный латеральный эффект. В пятом образце оказалась очень высокая концентрация железа на обратной

стороне образца в зоне, которая не подвергалась непосредственно ионной бомбардировке.

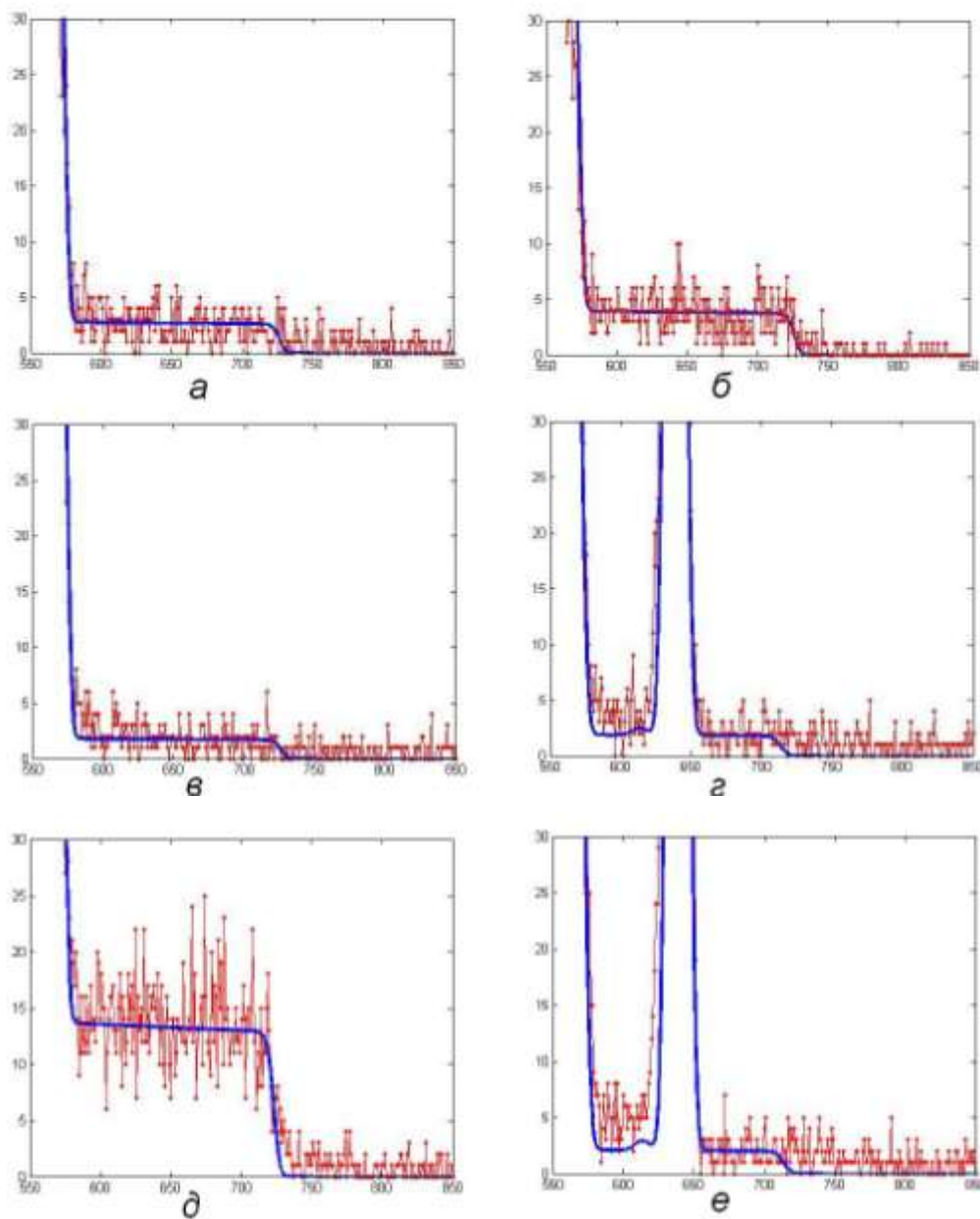
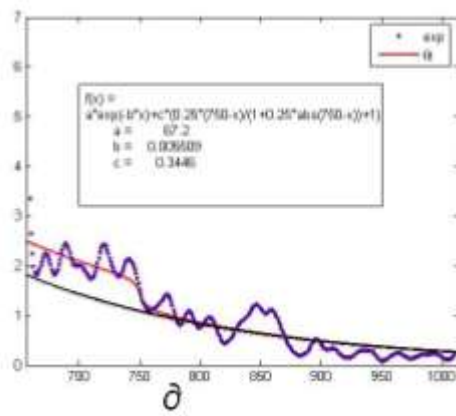
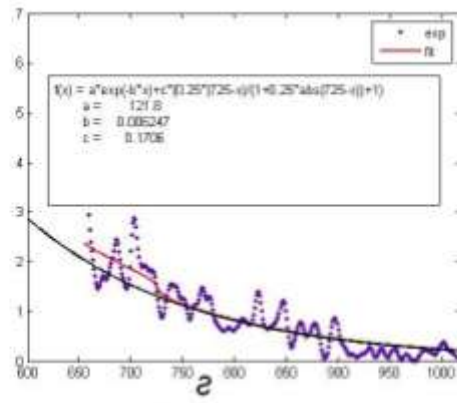
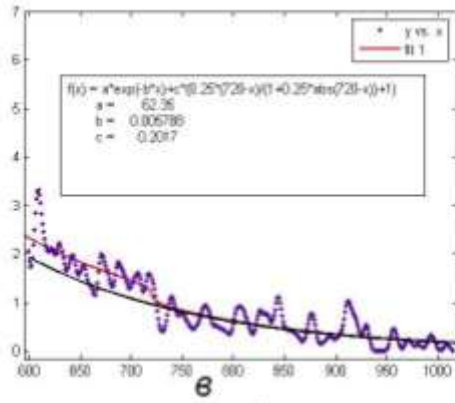
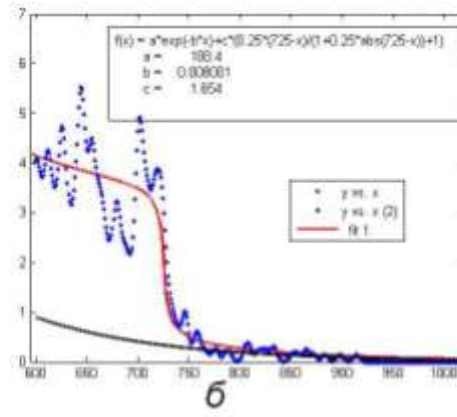
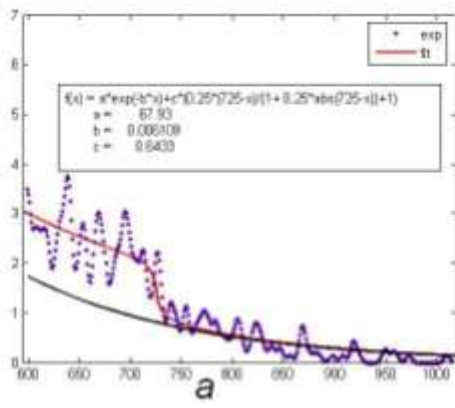


Рис. 17. Энергетические спектры ионов рассеянных на образцах №4 и №5:
а) № 4 необлученная сторона, необлученная зона; б) № 4 необлученная сторона, облученная зона; в) № 4 облученная сторона, необлученная зона; г) № 4 облученная сторона, облученная зона; д) № 5 необлученная сторона, необлученная зона; е) № 5 облученная сторона, облученная зона.

Здесь следует еще раз подчеркнуть, что вероятность попадания анализирующего пучка в стальные элементы держателя мишени исключена, т.к. диаметр пучка был менее 1 мм, а область попадания была размером > 4 мм.

Для более точного определения атомной концентрации железа в кремнии была проведена более тщательная обработка спектров. Во-первых для эффективного увеличения статистики в каналах спектры были обработаны по правилу Лопиталья. Это эквивалентно увеличению ширины канала анализатора. В нашем случае увеличение статистики было порядка 10 раз. Во-вторых, спектр разлагался на парциальные спектры методом наименьших квадратов. При этом предполагалось, что спектр наложений импульсов имеет экспоненциальный вид, а парциальный спектр примеси имеет вид размытой ступеньки. Несмотря на использование малого тока (так, что мертвое время анализатора было существенно меньше 1%) высота спектра наложений составляла заметную долю в хвосте энергетического спектра. На рис. 12 показаны результаты такой обработки спектров рис. 11 а, б, в, г, д. Красная кривая - это полная фитирующая функция. Черная кривая - экспонента фитирующая спектр наложений импульсов.



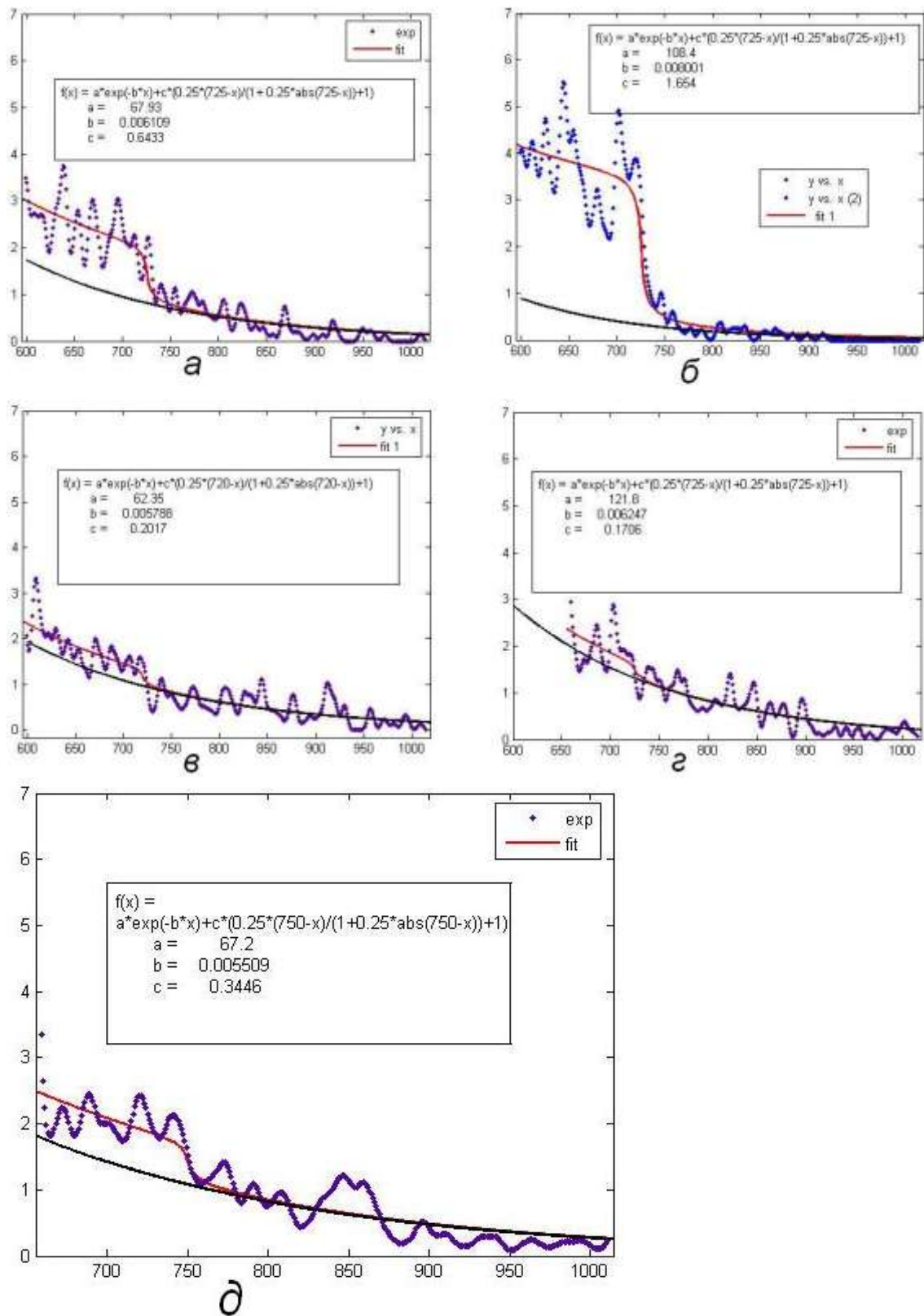


Рис. 18. Обработанные энергетические спектры ионов рассеянных на образцах №4 и №5:

- а) № 4 необлученная сторона, необлученная зона; б) № 4 необлученная сторона, облученная зона; в) № 4 облученная сторона, необлученная зона; г) № 4 облученная сторона, облученная зона; д) № 5 облученная сторона, облученная зона.

Во всех случаях фитирование проведено по методу наименьших квадратов. И даже в тех случаях, когда ступенька очень мала, выбрасывание ступеньки из фитирующей функции существенно увеличивает среднеквадратичное отклонение пробной функции. Аккуратная обработка позволяет количественно оценить прохождение атомов железа через кремний при облучении. На образце №4 на облученной стороне содержится порядка 0,01 ат %, а на задней стороне порядка 0,02 ат %. На просматриваемой методом РОР глубине (~ 0,5 мкм) концентрация атомов Fe не меняется. Концентрация практически не отличается в облученной и необлученной зонах. Это означает, что механизм, приводящий к перераспределению железа, действует и за пределами зоны бомбардировки ионами, хотя и вызван этой бомбардировкой.

Обсуждение результатов

Обсуждая полученные результаты, можно прийти к выводу, что аномальный перенос примеси в кремнии можно интерпретировать, как новое свидетельство эффекта дальнего действия, т.к. обычной радиационно-стимулированной диффузией нельзя объяснить проникновение железа на глубину порядка 300 мкм. Причем железо «выдавливается» к необлученной стороне образца. Это свидетельствует о генерации на облучаемой поверхности движущихся возбуждений, которые вызывают аномально быстрый перенос и сегрегацию примесного железа с облученной стороны образца на обратную сторону.

В эксперименте с третьей серией образцов эффект не наблюдался. Это можно объяснить тем фактом, что напыляя на поверхность кремния тантал или никель, мы искусственно «забиваем» поверхностный окислый слой SiO. На основе полученных данных мы можем привести теоретическую модель, которая хорошо описывала бы эти результаты.

Данная модель основана на том, что во всех случаях проявления эффекта дальнего действия присутствует поток фононов через границу материала со слоем окисла. Рассматривается рассеяние фонона на электроне (т.н. электрон-фононное взаимодействие) В этом случае, подобно эффекту Месбауэра, среда служит дополнительным источником энергии для выполнения законов сохранения. Энергия фонона для $hw \ll kT$: $E_{fon} = kT$, его импульс $p_{fon} = kT/s$, где s – скорость звука. Если такой фонон рассеивается на электроне, то он может передать электрону импульс того же порядка. Одновременно электрон получает энергию от нескольких стационарных фононов. В результате такого многофононного процесса электрон получает энергию:

$$E_d = \frac{P_{fm}^2}{2m_e} = \frac{(kT)^2}{2c^2 m_e} . \quad kT \sim 0,03 \text{ eV}, \quad c \sim 10^6 \text{ см/с}, \quad m_e \sim 10^{-27} \text{ г}.$$

Следовательно, $E_{el} \sim 1 \text{ eV}$. Таким образом, хотя энергия каждого фонона всего порядка 0,03 эВ, при передаче импульса в среде электрон может получить энергию порядка 1 эВ. Конечно, вероятность такого многофононного процесса взаимодействия в простом веществе ничтожно мала. Но мы рассматриваем граничный слой окисел – полупроводник. Важным моментом данной модели является то, что нанокристаллы приграничного окислого слоя являются пьезоэлектриками, что серьезно увеличивает вероятность такого процесса в этом слое. Проведенные оценки показывают, что такой многофононный процесс весьма вероятен.

Граница Si-SiO₂ содержит много заряженных дефектов, порядка 10^{12} см^{-2} . Заряд, захваченный поверхностными ловушками Q_{it} , быстро обменивается с кремнием, и изменить его нельзя. Фиксированный заряд окисла Q_f расположен в непосредственной близости от границы. Он является стабильным, например, не зависит от электрических полей. Это означает, что его величина соответствует минимуму энергии границы, т.е. устойчивому состоянию.

Если есть поток тепла, то фононы интенсивно рассеиваются на неоднородностях среды, т.е. вблизи границы раздела, и взаимодействуют с электронами. Если электроны, сидящие в дефекте, получают при этом достаточную энергию и импульс, положительный заряд дефектов увеличивается. Напряженность электрического поля в переходном слое возрастает. Появляется дополнительное механическое напряжение, связанное с пьезоэффектом. Приграничный слой окисла не является аморфным, а представляет собой поликристалл, который обладает пьезоэлектрическими свойствами. Возникающее механическое напряжение можно оценить. Пусть плотность заряженных дефектов достигает величины $\sigma \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Тогда напряженность электрического поля

$E=4\pi\sigma \sim 10^6 \text{ V/cm}$. Для оценки возьмем пьезомодуль $d \sim 1$ пКл/Н, т.к. для разных направлений в кристалле он меняется от 0,7 до 2,3 пКл/Н. Такая оценка дает давление в кристаллите $\sim 10^4$ атм. Если с помощью какого-то механизма быстро изменить заряд и связанное с ним поле, то механическое напряжение (независимо сжатие или растяжение) также резко меняется, и рождается либо звуковая волна, либо локализованное возбуждение. Давление 10^4 атм много больше давления в звуковой волне и находится в ангармоничной области взаимодействия атомов, поэтому с большей вероятностью возбуждается локализованное возбуждение-солитон, в данном случае - бризер. Локальные возбуждения уходят, и процесс накопления заряда повторяется. Получается автоколебательный процесс. Отметим, что отличительным свойством бризеров является то, что такие возбуждения могут переносить дефекты на большие расстояния, взаимодействия друг с другом посредством чисто упругих столкновений. Таким образом, при наличии потока тепла через границу окисел-кристалл генерируются бризеры, которые, двигаясь к задней границе образца, переносят точечные дефекты и меняют механические свойства материала.

Заключение

В результате проделанной работы был обнаружен аномальный перенос примеси в кремнии, в результате облучения его малоэнергичными ионами аргона с энергией порядка 40 КэВ на глубину порядка 300 мкм, что можно считать новым свидетельством проявления эффекта дальнего действия. Тот факт, что железо выдавливается к необлученной стороне образцов, свидетельствует о генерации на облученной поверхности движущихся возбуждений, которые вызывают аномально быстрый перенос и сегрегацию примесного железа с облученной стороны образца на обратную сторону. Так же показано то, что для наблюдения эффекта необходимо наличие окислого слоя на границе образца. Для объяснения данного эффекта приведена теоретическая модель, которая хорошо коррелирует с экспериментальными данными. Эта модель основана на том, что в результате потока тепла через поверхностный окислый слой образца, возникает автоколебательный процесс рождения возбуждений-бризеров, которые, двигаясь к противоположной стороне образца, переносят точечные дефекты.

Литература

1. Тетельбаум Д.И., Баякин В.Я.// Эффект дальнего действия. Природа №4, 2005 С.9-17
2. Алалыкин А.С., Крылов П.Н., Шинкевич М.В.// Эффект дальнего действия в полупроводниках. Вестник Удмуртского Университета, 2005 С.141-152
3. Абрамова Н.А., Зорин Е.И., Павлов П.В., Тетельбаум Д.И. //Микроэлектроника (Сборник статей по материалам 4 Всесоюзной научно-технической конференции. Таганрог, 1967). Часть I. Таганрог: Изд. Таганрогского радиотехнического института. 1973. С.149–155.
4. Успенская Г.И., Абрамова Н.Н., Тетельбаум Д.И., Зорин Е.И.//Физические основы ионно-лучевого легирования. Часть I. Горький: изд. ГГУ. 1972. С. 96-99.
5. Павлов П.В., Пашков В.И., Камаева Г.В.// ФТТ. 1973. Т.15. С.2857–2859.
6. Ершов С.Н., Пантелеев В.А. и др.// ФТТ. 1977. Т.19, №1.С.322–323.
7. Миттенбахер И.// Международное рабочее совещание по ионной имплантации в полупроводниках. Будапешт, 1975. С.271–281.
8. Li Zhang, Guangze Tang, Xinxin Ma// Long range effect of ion irradiation on diffusion. Physics Letters A. 2010
9. Павлов П.В., Семин Ю.А., Скупов В.Д., Тетельбаум Д.И.// ФТП. 1986. Т20. №3. С.503–507.
10. Тетельбаум Д.И., Трофимов А.А., Азов А.Ю., Курильчик Е.В., Доценко Е.Е.// Письма в ЖТФ. 1998. Т.24. В.23. С.9-13.
11. Тетельбаум Д.И., Пантелеев В.А., Гуткин М.В.// Письма в ЖЭТФ. 1999. Т.70. В.6. С. 381-385.
12. Кривелевич С.А.// Вестник Нижегородского университета, сер. Физика твердого тела. 1998. Вып.2. С.71.

Благодарности

- Заведующему Кафедрой Общей ядерной физики, профессору Ишханову Борису Саркисовичу, за незаменимую поддержку и веру в меня, а так же за наставления на верный жизненный путь.
- Научному руководителю, Похилу Григорию Павловичу, за всестороннюю поддержку и мудрое руководство на протяжении выполнения работы.
- Куликаускасу В. С., за интересный и свежий взгляд на полученные результаты.
- Мирончик А. И., за моральную поддержку и позитивный взгляд на трудности, возникавшие в результате выполнения работы.
- Черных П. Н., за незаменимую помощь в усвоении навыков работы на ускорителе Ван-де-Графа.