

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ  
ФИЗИКИ  
имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

ПОХИЛ Григорий Павлович

**БЕСКОНТАКТНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ИОНОВ ЧЕРЕЗ  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КАНАЛЫ**

01.04.20 – физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

МОСКВА  
2010

## Содержание

<b>Введение</b> .....	<b>4</b>
<b>Глава 1. Анализ области транспортировки ионов в диэлектрическом канале</b> .....	<b>24</b>
1.1 Модель движения частиц в цилиндрическом канале .....	25.
1.2 Упрощенные модели для цилиндрического и плоского каналов	31.
1.3 Механизм транспортировки заряженных частиц (краевые эффекты, силы Миллера).	
п.1 Краевые эффекты .....	39.
п.2 Силы Миллера .....	43
п.3 Движение ионов в плоском канале, образованном двумя параллельными, одноименно заряженными, одномерными решетками .....	48.
п.4 О возможности образования двумерного кулоновского кристалла на поверхности диэлектрика .....	52
1.4 Зарядка и разрядка стенок капилляра. Дрейфовая модель .....	57
<b>Глава 2. Область рассеяния ионов при входе в диэлектрический канал</b> .....	<b>65</b>
2.1 Экспериментальное исследование зависимости тока ионов прошедших через капилляр от угла падения пучка на капилляр ..	66.
2.2 Теоретическая модель движения частиц в области рассеяния .	<b>70</b>
2.3 О резкой зависимости поверхностной проводимости диэлектрика от плотности заряда при воздействии ионного пучка .....	76
<b>Глава 3. Эффект двойного управления пучком положительных ионов с помощью плоских диэлектрических каналов.</b> .....	<b>78</b>
3.1 Экспериментальное исследование эффекта .....	79

п.1 Эксперимент с пучком протонов. ....	79
п.2 Эксперимент с пучком $\text{Ar}^{8+}$ .....	82
3.2 Модель эффекта двойного управления пучком с макрораспределением поверхностного заряда на стенке плоского капилляра .....	90
3.3 Моделирование зарядового распределения с учетом наличия заземленного экрана у нижней пластины .....	96
3.4 Моделирование зарядового распределения на нижней пластине .....	100
<b>Глава 4. Регулярные осцилляции тока ионов прошедших через капилляр .....</b>	<b>105</b>
4.1 Экспериментальное наблюдение осцилляций .....	105
4.2 Качественная модель осцилляций тока ионов, переход диэлектрик- проводник .....	108
4.3 Количественная модель осцилляций .....	112
4.4 e-h пары на поверхности диэлектрика причина перехода диэлектрик-проводник на поверхности изолятора .....	118.
4.5 Другие типы дефектов – кандидаты на роль «дефектов проводимости» .....	122
<b>Глава 5. Конические капилляры .....</b>	<b>124</b>
5.1 Фокусировка пучка ионов коническим капилляром .....	125
5.2 Конический капилляр с тонким выходным окном .....	130
<b>Выводы .....</b>	<b>133</b>
<b>Список литературы .....</b>	<b>136</b>
<b>Патенты .....</b>	<b>140</b>

## **Введение**

Пучки заряженных частиц в настоящее время находят широкое применение в различных областях науки и техники. Они используются в фундаментальных исследованиях (изучение свойств материалов и т. д.), в технике (ионная имплантация, создание материалов с заданными свойствами, электронно-лучевая сварка и т. п.), в медицине (лечение онкологических заболеваний). Важной задачей при использовании пучков частиц является транспортировка их к объекту исследования или объекту обработки. Поэтому проблемы транспортировки ионов через диэлектрические капилляры, решаемые в диссертации, актуальны.

До последнего времени проблема взаимодействия пучков с диэлектриками рассматривалась в основном в связи с необходимостью нейтрализации заряда, накапливаемого диэлектриком при его облучении заряженными частицами. Заряд рассматривался как вредный, мешающий фактор. Заряд приводит к пробое изоляторов в установках, заряд изолятора искажает оптику устройств транспортировки пучка и т.п. Взаимодействие пучка ионов и заряда диэлектрика, создаваемого пучком, изучено слабо. В последние годы проведен ряд экспериментов, которые указывают на возможность транспортировки пучков ускоренных заряженных частиц с помощью диэлектрических каналов без потери энергии и без изменения начального зарядового состояния. Их использование представляет большой практический интерес, т.к. не требует громоздких потребляющих энергию магнитных или электростатических систем

ионной оптики. Перенос положительных ионов через диэлектрический канал без соударения со стенками впервые наблюдался недавно, в 2002 году. В экспериментах в основном использовались цилиндрические и конусные капилляры.

Чтобы понять физику процессов, возникающих при взаимодействии ионов с поверхностью диэлектрика, необходимо создать теоретические модели. На первый взгляд кажется, что такие модели проще построить для т.н. плоских капилляров, которые представляют собой две диэлектрические пластины, расстояние между которыми много меньше их длины, в этом случае ряд задач становятся одномерными в поперечном направлении. Данная работа посвящена исследованию транспортировки заряженных частиц с помощью плоских стеклянных капилляров. Основные модельные предположения и выводы, сделанные в работе, могут быть использованы для изучения прохождения ионов через диэлектрические капилляры любой формы. В ходе работы с плоскими каналами были обнаружены два новых явления - эффект двойного управления пучками ионов, теоретическая модель которого также построена в диссертации и явление осцилляции тока ионов, прошедших через капилляр, причиной которого является переход диэлектрик-проводник на поверхности изолятора при ионном облучении. Такой переход в простом веществе наблюдался впервые.

### **Цель работы**

Целью настоящей диссертационной работы является экспериментальное и теоретическое исследование прохождения пучков положительных ионов через плоские диэлектрические каналы и исследование возможности их использования для формирования

микроручков и анализа свойств поверхностной проводимости диэлектриков при воздействии на них скользящих пучков ионов.

### **Научная новизна**

Впервые проведены экспериментальное и теоретическое исследования прохождения пучков положительных ионов через плоские диэлектрические каналы. Впервые экспериментально обнаружен и объяснен эффект двойного управления пучками положительных ионов с помощью плоских диэлектрических капилляров. Впервые показано, что поверхностная проводимость диэлектрика резко изменяется в зависимости от величины заряда, накопленного на нем, при воздействии на эту поверхность скользящего пучка ионов. Обнаружено явление осцилляции тока ионов, прошедших через капилляр, что может быть объяснено только переходом изолятор-металл на поверхности изолятора при воздействии скользящего пучка. Предложен возможный механизм такого перехода.

### **Практическая значимость**

Ранее работы по влиянию диэлектриков на движение ионов при скользящих углах падения пучка не проводились. Эта проблема возникла в связи с обнаружением эффекта бесконтактного прохождения ионов через цилиндрические диэлектрические капилляры. Исследование прохождения ионов через плоские капилляры позволяет полнее понять физику управления пучками ионов с помощью диэлектрических каналов, что необходимо для практического применения этого эффекта. Кроме того показано, что возможно радикальное изменение свойств поверхности диэлектрика, подвергающегося облучению ионами. Проведенные исследования

показали, что эксперименты по прохождению ионов через капилляры позволяют подойти к решению новой задачи изучения поверхностной проводимости диэлектриков при воздействии на них ионизирующего излучения. Прямым способом измерять поверхностную проводимость при облучении ее ионами невозможно. Диэлектрические капилляры имеют широкие перспективы практического применения, в частности, в медицине и биологических исследованиях, и уже в настоящее время проведены первые эксперименты по прицельной бомбардировке ядра биологической клетки единичными ионами.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

- Доказательство того, что основными силами обеспечивающими транспортировку ионов в капилляре без контакта со стенками являются кулоновские силы, связанные с краевым эффектом, т.е. с конечностью длины капилляра. При большой длине капилляра в средней его части существенную роль играют градиентные силы, возникающие благодаря дискретной структуре заряда стенки канала.

- Впервые экспериментально исследована «прозрачность» плоских капилляров при различных углах падения пучка относительно оси капилляра.

- На основе теоретической модели, объясняющей движение ионов в области рассеяния, показано, что в стационарном режиме пучок ионов отклоняется лишь один раз, не испытывая перерассеяния на противоположной стенке канала.

- Обнаружение интересного свойства диэлектриков, заключающегося в том, что при воздействии скользящего пучка ионов на диэлектрик его поверхностная проводимость очень резко зависит от величины заряда, который накапливается на стенке канала.

- Экспериментальное обнаружение того, что пучок ионов следует за капилляром не только при его наклоне, но и при его повороте без нарушения ориентации его плоскости вокруг оси, перпендикулярной плоскости капилляра. Причем поворот пучка происходит один к одному с поворотом капилляра (эффект двойного управления пучком ионов). И теоретическую модель, объясняющую этот эффект.

- Обнаружение явления периодического «запирания» и «открывания» плоского капилляра (осцилляции тока прошедших ионов). И теоретическую модель явления осцилляций тока ионов проходящих через капилляр. Показано, что причиной периодического изменения «прозрачности» капилляра является периодический переход поверхностного слоя стекла в металлическое состояние, т.е. обнаружено новое явление для простых изоляторов. Предложен возможный механизм такого перехода поверхности изолятора в металлическое состояние при радиационном воздействии.

- Конструкцию конического стеклянного капилляра с тонким выходным окном и первый эксперимент по прицельной бомбардировке участка ядра живой клетки ускоренными  $\alpha$ -частицами.

### **Апробация работы:**

Основные результаты работы докладывались на международных конференциях и совещаниях:

1. На Международных конференциях ВИП – 2005, ВИП – 2007, ВИП – 2009, Звенигород, Россия, август 2005, 2007 и 2009 гг.

2. На 35, 36, 37, 38 и 39-ой Международных конференциях по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, Россия, с 2005 по 2009 годы.

3. На Международной конференции SCCS (Strongly Coupled Coulomb Systems), Москва, Россия, июнь 2005 г.

4. На конференциях «Ломоносов-2005» и «Ломоносов-2009», Москва, апрель 2005 и 2009 гг.

5. На 21-ой и 24-ой Международных конференциях по физике экстремального состояния вещества, Эльбрус, Россия, март 2006 и 2009 гг.

6. На 16-ой Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям ESACCEL, Обнинск, Россия, июнь, 2006 г.

7. На 3-й Международной конференции SPARC, Париж, Франция, февраль, 2007 г.

8. На 4-ой международной конференции ITS LEIF, Платья д'Аро, Жирона, Испания, май 2009 г.

Результаты работы обсуждались на семинарах по взаимодействию излучения с веществом ЛВИВ НИИЯФ МГУ, на семинаре в ИТЭФ и на семинарах в лаборатории атомной физики научно-исследовательского центра RIKEN, Япония.

**Материалы, вошедшие в диссертацию, опубликованы в следующих работах:**

1. Л.А. Жилияков, А.В. Костановский, В.С.Куликаускас, Г.П.Похил, Д.В.Пресняков // Поверхность, №4 с.6-10 , 2003..

2. К.А. Vokhmyanina, L.A.Zhilyakov, V.S.Kulikauskas, V.P.Petukhov, G.P.Pokhil // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering, Bellingham, Washington, USA, 2005, Vol.5943, p 35-39.

3. К.А.Вохмянина, Л.А.Жиляков, А.В.Костановский, В.С.Куликаускас, Г.П.Похил, В.П.Петухов, А.Ф.Тулинов // Поверхность №3, с. 55-58 (2005)
4. К.А.Вохмянина, Л.А.Жиляков, Г.П.Похил, В.Б.Фридман, А.Ф.Тулинов // Поверхность №4, с.94-100 (2006)
- 5 К.А. Vokhmyanina, L.A. Zhilyakov, A.V. Kostanovsky, V.S. Kulikauskas, V.P. Petukhov and G.P. Pokhil // Phys. A: Math. Gen. **39** (2006) 4775–4779
6. Г.П.Похил, В.П.Петухов, К.А.Вохмянина, Л.А.Жиляков, В.Б.Фридман, А.Ф.Тулинов // Изв. РАН, серия Физическая, 2006, том 70, №6, с. 828-833.
- 7 Т. Ikeda, Y. Kanai, T.M. Kojima, Y. Iwai, Y. Kanazawa, M. Hoshino, T. Kobayashi, G. Pokhil, Y. Yamazaki // Journal of Physics: Conference Series **88** (2007) 012031 (9pages)
8. Г.П. Похил, К.А. Вохмянина // Поверхность №3, с.71-73 (2008)
9. Y. Iwai, T. Ikeda, T.M. Kojima, Y. Yamazaki, K. Maeshima, N. Imamoto, T. Kobayashi, T. Nebiki, T. Narusawa, and G.P. Pokhil // Appl. Phys. Lett. **92**, 023509 (2008)
10. Г.П.Похил , К.А.Вохмянина, Л.А. Жиляков, Т. Ikeda, Y. Kanai, Y. Iwai, Т.М. Кojima, Y. Yamazaki //Известия РАН, серия физическая, 2008, т.72, №5, стр. 674-679
11. Г.П. Похил, К.А. Вохмянина, А.И. Мирончик // Поверхность №4, с.82-86 (2009)
13. Г.П. Похил, А.И. Мирончик, Л.А. Жиляков, Т. Икеда, Я. Ямазаки // Изв. РАН, серия Физическая, том 74, № 2, с. 291-297 (2010).
14. Патент на полезную модель № 34056 «Устройство для транспортировки пучков ускоренных заряженных частиц» Авторы: Жиляков Л.А., Костановский А.В., Куликаускас В.С., Петухов В.П., Похил Г.П., Приоритет 22 июля 2003г.

15. Патент на полезную модель № 45199 «Устройство для фокусировки пучков ускоренных заряженных частиц», Авторы: Жилияков Л.А., Костановский А.В., Куликаускас В.С., Петухов В.П., Похил Г.П., Приоритет 7 декабря 2004г.
16. Японский Патент JP 2008-22991 A 2008.2.7 “Капилляр с тонким выходным окном” Авторы: Tokihiro Ikeda, Takao M. Kojima, Yasunori Yamazaki, Pokhil Pavlovich Grigory

### **Краткий обзор литературы**

В 80-х годах была экспериментально продемонстрирована и исследована транспортировка и фокусировка импульсных сильноточных электронных пучков (энергия пучка до 800 кэВ, ток – до 80 кА) в вакуумных каналах с диэлектрическими стенками [1,2]. В вакуумном канале с металлическими стенками в отсутствии внешних фокусирующих полей пучок быстро расширяется и уходит на стенки. Однако в вакуумной камере в канале с диэлектрическими стенками пучок может сам создать условия для своего прохождения без контакта со стенками. Авторы работ [1,2] объяснили это явления так. На входе в канал головная часть электронного сгустка рассыпается под действием кулоновских сил пространственного заряда, и электроны пучка заряжают стенки канала до напряжения пробоя. В результате пробоя вблизи стенок образуется слой плазмы. Поле пространственного заряда основной части сгустка электронов вытягивает из плазмы ионы, которые, ускорившись, по инерции проникают в центр сгустка и компенсируют силы расталкивания

электронов. Таким образом, фронтальная часть каждого сгустка электронного пучка на всех участках канала обеспечивает условия беспрепятственного прохождения остальной части электронов.

Перенос положительных ионов через диэлектрический канал без соударения со стенками впервые наблюдался в 2002 году [3]. В работе исследовалось прохождение пучков многозарядных ионов  $\text{Ne}^{7+}$  через диэлектрические нанокапилляры с большим, порядка 100, аспектным отношением (отношение длины капилляра к его внутреннему диаметру), в пленке PET (polyethylene terephthalate). Капилляры создавались по методике получения ядерных фильтров. Пленка PET толщиной 10 мкм облучалась быстрыми ионами ксенона (несколько сотен МэВ), затем треки ионов химически травились в щелочи NaOH. В результате образовывались прямые капилляры диаметром 100 нм и длиной 10 мкм. Чтобы избежать зарядки фронтальной и задней поверхностей пленки при работе с пучком ионов и обеспечить стекание заряда, на обе поверхности напылялся слой золота толщиной около 30 нм.

Пучок ионов  $\text{Ne}^{7+}$  с энергией 3 кэВ и током 1.3 нА пропускаться через пленку под углом  $0^\circ$  к оси каналов, и на выходе исследовалось зарядовое состояние прошедших через капилляры ионов. Оказалось, что большая часть ионов сохраняет свое начальное зарядовое состояние, как если бы ионы не испытывали соударений со стенками. (Это удивительно, т. к. многозарядные ионы при движении в канале должны перезаряжаться благодаря захвату электронов с внутренних стенок канала). Первые несколько минут после включения пучка выход  $\text{Ne}^{7+}$  был незначительным, но с течением времени он увеличивался и примерно через 3 мин. достигал насыщения (рис.1).

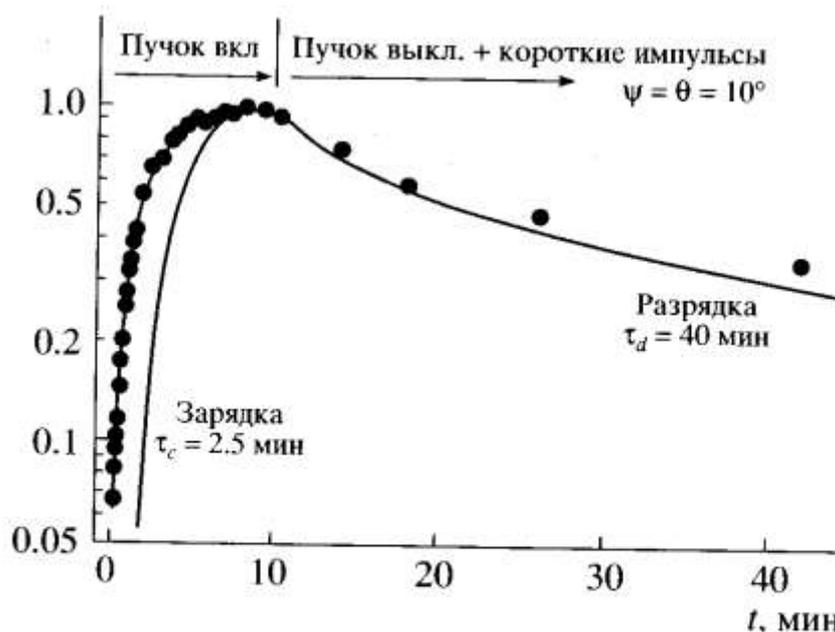


Рис.1 Зависимость тока прошедших ионов  $\text{Ne}^{7+}$  [3],  
не испытывавших перезарядку, от времени

Была исследована зависимость прошедшего тока от угла падения пучка. Ось капилляра наклоняли относительно оси пучка, и обнаружилось, что ток прошедших ионов слабо меняется в пределах от  $-5$  до  $+5$  градусов. Захват ионов в капилляр наблюдался даже при отклонении оси на  $25^\circ$ , причем пик выхода прошедших ионов также отклонялся на  $25^\circ$ , т. е. капилляры оказывают направляющее действие на пучок (рис.2). Этот эффект был назван *guiding-эффектом* или *эффектом управления пучком с помощью диэлектрического капилляра*. Позже подобные результаты были неоднократно воспроизведены и исследовались для PET пленок [4-11] и при работе с капиллярами в изоляторах  $\text{SiO}_2$  [11,12] и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [13]. В большинстве экспериментов использовались пучки многозарядных ионов  $\text{Ne}^{7+}$  с энергиями от 1 до 10 кэВ. Наряду с неоном в ряде работ исследовалась транспортировка ионов молекулярного водорода  $\text{H}_2^+$  и  $\text{H}_3^+$  с энергией 1 кэВ через PET пленки[9], транспортировка протонов с энергией 240 кэВ через

стеклянные (боросиликатные) трубки длиной до 25 см и диаметром 0.2 мм [14]. Во всех экспериментах наблюдается guiding-эффект.

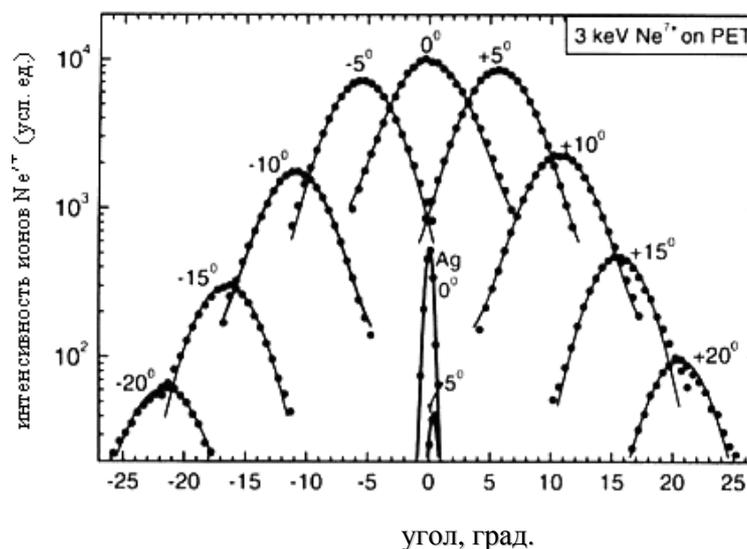


Рис.2 Угловое распределение ионов  $Ne^{7+}$ , прошедших через капилляры в PET [3] (узкий пик в центре соответствует угловому распределению ионов, прошедших через капилляр, внутренняя поверхность которого была покрыта серебром)

Объяснить этот эффект так же как эксперименты с электронным сгустком образованием плазмы нельзя, т.к. объемный заряд пренебрежимо мал из-за малой плотности пучка. По мнению авторов [3-13,15], guiding-эффект является следствием самоорганизации системы пучок-капилляр за счет того, что ионы определенным образом заряжают стенки каналов. Столтерфохт [3] предложил выделять в канале две заряженные области: область рассеяния (scattering) и область транспортировки (guiding) (рис.3).

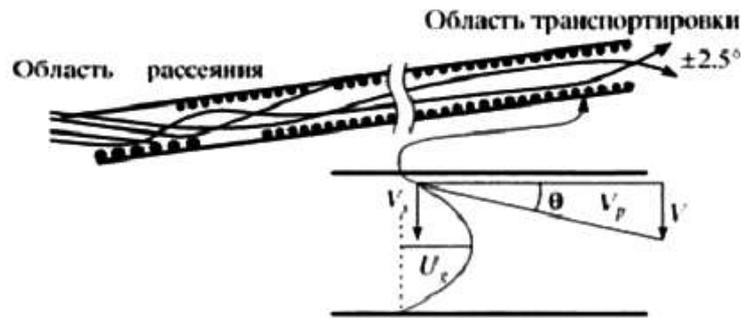


Рис.3 Схема движения ионов в капилляре [3]

Предположение о наличии области транспортировки объясняется тем, что при любом повороте капилляров относительно оси пучка ширина углового распределения на выходе одна и та же (Рис.2). Т. е. пучок, пройдя определенный путь, как бы «забывает» начальный угол входа, и движение во второй области продолжается так, как если бы ионы вошли под нулевым углом к оси капилляра. Сценарий процесса можно представить себе так. В области рассеяния ионы падают на стенку до тех пор, пока на ее поверхности не образуется заряженное «пятно», которое отталкивает ионы и препятствует дальнейшей зарядке стенки, т.е. отклоняет ионы пучка на определенный угол так, что в дальнейшем ионы движутся параллельно оси капилляра. Далее часть частиц пучка, движущихся вдоль капилляра, соударяясь со стенкой, подзаряжают ее так, что образуется область, в которой основная часть пучка, «забывшая» о начальном направлении, транспортируется без взаимодействия со стенкой до выхода из капилляра. Глубину эффективного потенциала удержания ионов  $\text{Ne}^{7+}$  от соударения со стенками в области транспортировки можно оценить по углу расходимости пучка  $\pm 2.5$  град. после выхода из капилляра. Эта глубина составляет величину порядка 1В. Авторы [3] оценили полный заряд, образующийся на стенке каждого капилляра в РЕТ пленке при прохождении многозарядных ионов. Он оказался равен приблизительно 5500 е (элементарных зарядов). Если предположить,

что заряд равномерно распределяется на внутренней поверхности капилляра, то среднее расстояние между зарядами составляло порядка 25 нм. Однако, по мнению авторов [3], из-за слишком большого аспектного отношения трубки поле в ней мало, если заряд распределен равномерно (в бесконечном капилляре поле строго равно 0), и недостаточно для транспортировки ионов. Поэтому авторы [3] полагают, что заряд на внутренней поверхности капилляра распределен неравномерно по азимуту и возможно образует систему квадрупольных линз, которая и обеспечивает бесконтактное прохождение ионов.

Можно написать уравнение баланса для заряда стенки капилляра:

$$\frac{dQ}{dt} = I_0 - I_t(Q(t)) - I_{leak}(Q(t)) \quad (1)$$

где  $I_0$  – ток ионов, падающих на вход капилляра,  $I_t$  – ток прошедших ионов и  $I_{leak}$  – ток стекающих из капилляра зарядов. Авторы [4-5] вводят из общих соображений довольно экзотическую экспоненциальную зависимость тока разрядки от заряда, накопленного на поверхности капилляра. Созданная таким образом феноменологическая модель неплохо описывает полученные экспериментальные результаты, но, по мнению авторов, является лишь одним из возможных теоретических объяснений эффекта *guiding* и нуждается в дальнейшей доработке.

Для того чтобы определить вид распределения заряда на внутренней стенке капилляров в PET пленке при прохождении через нее многозарядных ионов был проведен ряд компьютерных расчетов [16]. Результаты расчетов затем сравнивались с экспериментальными результатами работ [3] и [10]. В работе [15] исследовался коэффициент прохождения ионов через капилляры и угловое распределение прошедших частиц на выходе. В расчетной программе были учтены

зарядка поверхности падающими на стенку ионами, а также разрядка стенок в предположении, что она происходит за счет диффузии. Поскольку коэффициент диффузии зарядов по поверхности и в объеме материала PET неизвестен, то использовался один свободный параметр, а именно, характерное время разрядки, введенное в работе [3]. Этот параметр в модели варьировался для достижения результатов, наиболее близких к экспериментальным. Оказалось, что расчеты хорошо описывают экспериментально измеренные временные зависимости при значении свободного параметра, на порядок меньше измеренного в эксперименте [3]. Кроме того, расчетная ширина углового распределения прошедших через капилляры ионов оказалась много меньше реально измеренной для PET пленок и удовлетворительно описывала угловое распределение для капилляров в SiO<sub>2</sub>. Авторы [15] связывают полученные расхождения компьютерных расчетов с экспериментальными данными со специфическими свойствами поверхностной проводимости материала PET. Более широкое угловое распределение в эксперименте они объясняют возможным образованием некоторого объемного заряда пленки вблизи выхода из капилляров, который увеличивает расходимость пучка на выходе.

В работах, выполненных в 2001—2003 годах в НИИЯФ [16,17], изучалось взаимодействие скользящих пучков протонов с поверхностью диэлектрической пластины. Схема эксперимента показана на рис.4. В вакуумной камере пучок протонов (диаметр пучка 1 мм, энергия от 50 до 500 кэВ, ток частиц от 0.5 до 100 мкА) направлялся вдоль поверхности диэлектрической (стеклянной) пластины и прижимался к ней с помощью электрического поля плоского конденсатора (пластина располагалась на отрицательной обкладке конденсатора). Длина отклоняющего конденсатора 130 мм,

расстояние между его пластинами 10 мм. Отклоняющий конденсатор закреплялся на гониометре, позволяющем менять угол наклона

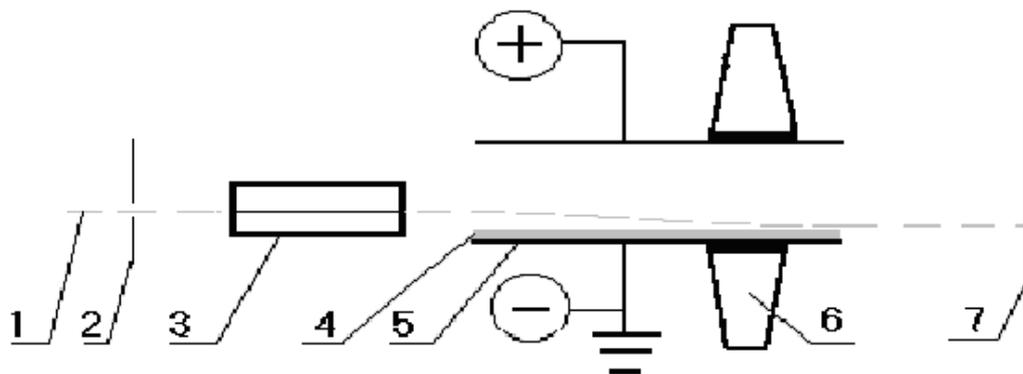


Рис.4 Схема экспериментальной установки: 1- направление движения пучка; 2 - щелевая диафрагма; 3 - квадрупольная линза; 4 - диэлектрическая пластина; 5 - отклоняющий конденсатор; 6 - гониометр; 7 - экран, покрытый сцинтиллятором [16,17]

плоскости конденсатора по отношению к пучку. На пластины конденсатора подавалось напряжение от 0 до 5000 В. Для изучения геометрических характеристик пучка после прохождения через указанную систему, за конденсатором помещался экран, покрытый сцинтиллятором. Расстояние на входе в конденсатор от оси падающего пучка до диэлектрической пластины 1.5 мм. След исходного пучка – круг диаметром ~1мм. При постепенном увеличении напряжения на конденсаторе, прижимающего пучок к стеклянной пластине, сначала отмечалось смещение следа пучка на экране, затем происходило касание пластины (рис.5). При дальнейшем повышении напряжения сечение пучка преобразовывалось из круглого в тонкую

(серповидную) изогнутую в направлении от пластины дугу с длиной в несколько раз превышающей диаметр исходного пучка. Также было замечено, что при напряжении 2000 В след пучка разделяется на две

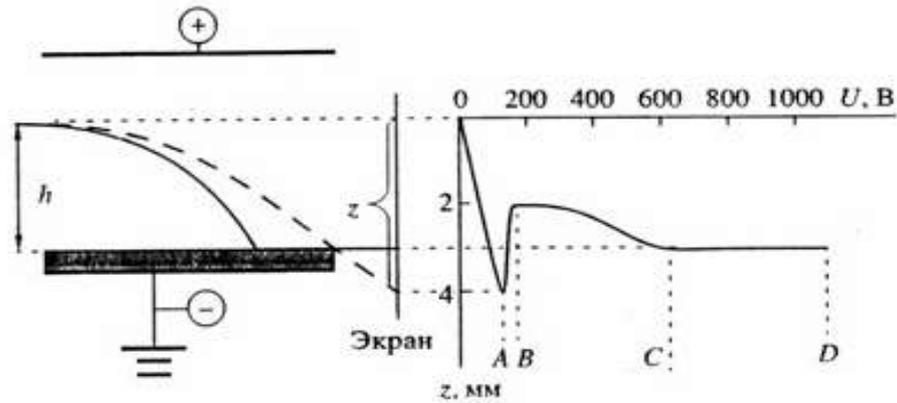


Рис.5 Зависимость смещения следа пучка на экране от отклоняющего напряжения [16,17]

области с повышенной интенсивностью свечения по краям. Между этими областями имеется промежуток с пониженной интенсивностью в центре. Измерение энергетических спектров ионов показало, что движение пучка вдоль поверхности происходит без ионизационных потерь энергии.

Таким образом, экспериментально было показано, что при прохождении пучка протонов, прижимаемого к диэлектрической пластине электрическим полем и падающего на поверхность под малым углом, поверхность диэлектрика приобретает одноименный с пучком заряд и вблизи поверхности создается электростатическое поле, изолирующее пучок от непосредственного контакта с поверхностью пластины.

Для более детального изучения структуры пучка движение частиц было промоделировано на компьютере. Результаты, полученные численным моделированием, качественно совпали с экспериментальными результатами и показали, что указанное выше взаимодействие обладает свойством самоорганизации – электризация поверхности диэлектрика происходит таким образом, что при этом обеспечиваются условия скольжения пучка вдоль поверхности без ионизационных потерь энергии.

Группа японских ученых не так давно опубликовала работу [18], в которой экспериментально изучалась фокусировка пучка ионов гелия с энергией 2 МэВ и интенсивностью  $7 \cdot 10^4$  ионов/(с  $\cdot$  мм<sup>2</sup>) диэлектрическим капилляром, имеющим форму конуса (рис.6). Пучок частиц проходил через стеклянный капилляр, длина которого 50 мм, диаметр входного отверстия 0.8 мм, выходного — 0.8 мкм. Максимальный выход ионов составил 1.8 % от входного пучка, это означает, что плотность частиц на выходе из капилляра увеличилась более чем на 4 порядка по сравнению с первоначальной плотностью

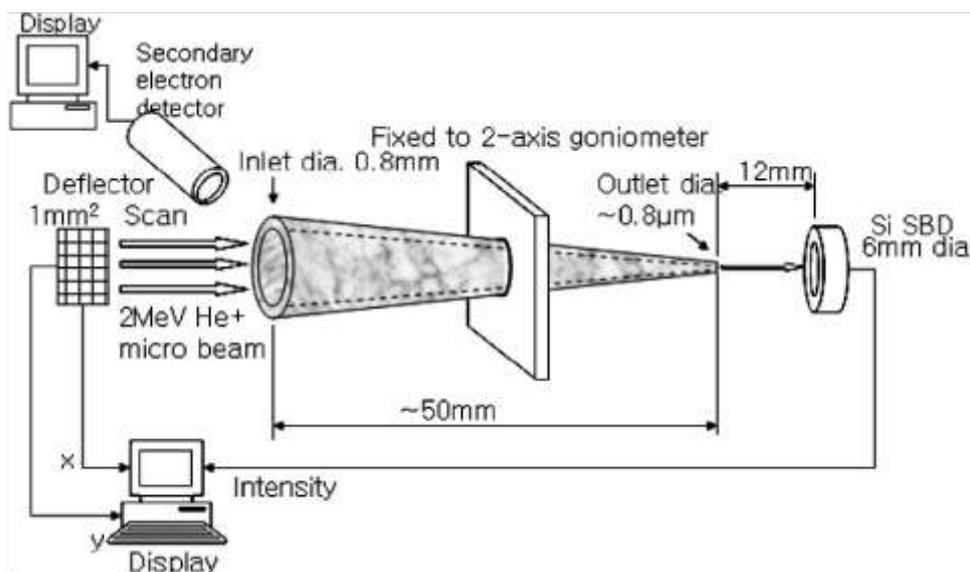


Рис.6 Схема экспериментальной установки [18]

пучка. Причем прошедшие ионы не испытали значительных энергетических потерь. Авторы работы предположили, что такое поведение пучка объясняется поверхностным каналированием, т. е. тем, что ионы, падающие на поверхность под очень малыми углами скольжения, отражаются от нее практически зеркально. Они также не исключили возможность зарядки стенок капилляра, однако такая электростатическая зарядка, по мнению авторов [18], лишь мешает бесконтактному прохождению ионов через канал.

В этот же период в НИИЯФ проводилось исследование [19] по прохождению протонов с энергией 0.1-0.3 МэВ через кварцевые трубки длиной 100 мм и диаметром 1.6 мм. Было обнаружено, что при параксиальном расположении трубки относительно направления распространения пучка величина тока пучка, прошедшего через трубку, мало отличается от тока исходного пучка, и доля прошедшего пучка составляет примерно 80% исходного. Прохождение пучка через трубку наблюдалось и при отклонении оси трубки от направления пучка в пределах  $3^\circ$ , в то время как геометрическая прозрачность менее  $1^\circ$ . Объяснялся этот эффект подобно работе [3] следующим образом. В первые моменты прохождения пучка протоны сталкиваются со стенкой трубки и заряжают ее, отдавая свой заряд и выбивая электроны эмиссии. Столкновения частиц со стенкой происходят до тех пор, пока не образуется поверхностный заряд, создающий поле, которое отталкивает протоны от стенки. Естественно, если ионы не сталкиваются со стенкой, зарядка не происходит. Таким образом, имеет место самоорганизация системы пучок - заряд стенки. В НИИЯФ проводились также эксперименты по пропусканию пучка через капилляр, имеющий форму конуса (длина 50 мм, диаметр входного отверстия 1.5 мм, диаметр выходного отверстия

0.5 мм). На выходе из конуса наблюдалось увеличение плотности пучка до 5 раз по сравнению с первоначальной плотностью.

В 2006 году была опубликована работа японских исследователей, в которой представлены результаты экспериментов по прохождению многозарядных ионов ( $\text{Ar}^{8+}$ ) с энергией 8 кэВ и током пучка порядка 0.1-0.01 пА через стеклянные конические капилляры длиной 5 см [20]. В экспериментах использовались капилляры с входными диаметрами 2 мм и 0.8 мм и выходными диаметрами 55 мкм и 24 мкм соответственно. Плотность пучка на выходе при его падении вдоль оси капилляра увеличивалась в 10 раз. При прохождении через такие капилляры ионы сохраняли свое начальное зарядовое состояние даже при отклонении капилляров на угол  $\pm 100$  мрад. При этом ионы направлялись капиллярами при повороте в соотношении один к одному (рис.7).

Авторы работы [20] объясняют полученные эффекты, так же как и авторы других работ по управлению пучками с помощью капилляров[3-14], образованием на внутренней поверхности капилляров самоорганизующейся системы зарядов, препятствующей столкновению проходящих ионов со стенками капилляра.

В настоящее время продолжается проведение экспериментов по транспортировке пучков различных ионов через пленки РЕТ, трубки и капилляры в форме конусов [21-24]. Все эксперименты свидетельствуют о существовании эффекта управления пучком с помощью диэлектрических каналов различных форм.

Итак, многочисленные эксперименты по прохождению заряженных частиц через диэлектрические и полупроводниковые капилляры указывают на самоорганизующийся характер взаимодействия пучка ионов со стенками капилляра, если он изготовлен не из проводника. Данная работа посвящена

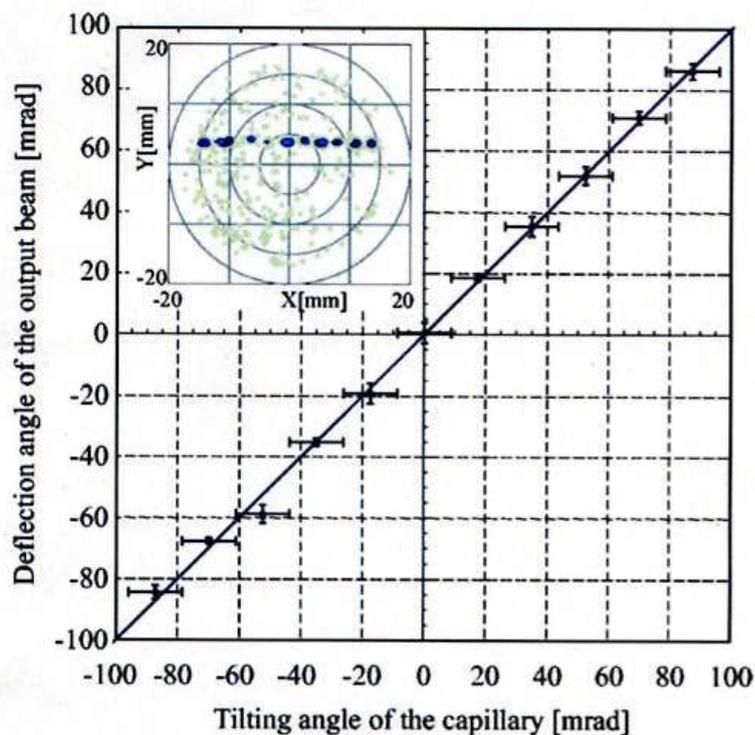


Рис.7 Зависимость положения пика пучка проходящих через конический капилляр ионов от угла поворота капилляра (в левом верхнем углу представлен сдвиг позиции пятна прошедшего пучка при повороте капилляра, полученный с помощью позиционно чувствительного детектора) [20]

теоретическому и экспериментальному анализу, а также численному моделированию процессов взаимодействия заряженных частиц с поверхностью изолятора при их прохождении через каналы. Также обнаружены и объяснены два новых необычных явления при прохождении ионов через диэлектрические капилляры: двойное управление пучком ионов с помощью плоских капилляров и периодические осцилляции величины тока ионов прошедших через капилляр.

## **Глава 1. Анализ области транспортировки ионов в диэлектрическом канале**

Аспектное отношение исследуемых в работе капилляров велико, обычно больше 100, поэтому можно в первом приближении считать капилляры бесконечными. При равномерном распределении заряда на внутренней поверхности бесконечной трубки поле внутри нее отсутствует. Поэтому естественно ожидать, что для управления пучком ионов необходимо, чтобы внутри капилляра образовывалась некоторая структура заряда с неоднородным распределением, которое создает поле, изолирующее пучок от стенок. Необходимо понять какова эта возможная структура.

Следуя авторам работы [3], мы также полагаем, что для описания прохождения положительных ионов через капилляр заряженный канал удобно разделить на две части: область рассеяния и область транспортировки.

Как уже говорилось выше, некоторое время после включения пучка при прохождении заряженных частиц через диэлектрический канал, его стенка заряжается благодаря внедрению в нее ионов и эмиссии электронов с ее поверхности при столкновениях ионов с ней. Затем, когда формируется определенное распределение заряда, частицы пучка перестают сталкиваться со стенками, и большая доля частиц проходит через капилляр без потерь энергии и без перезарядки. Причем, как показывают эксперименты [3-5], некоторая часть пучка

(около 20% иногда и больше) не проходит через капилляр, т.е. садится на стенку капилляра. Заряд не может копиться на поверхности диэлектрика бесконечно, следовательно, происходит его стекание со стенок на заземленные поверхности. Таким образом, при прохождении пучка через капилляр создается некоторая самоорганизующаяся система пучок-капилляр, которая находится в динамическом равновесии.

На основе такого представления о механизме самоорганизации системы пучок-капилляр была построена компьютерная модель движения ионов в диэлектрическом канале. Целью моделирования было определить каково же должно быть распределение заряда, обеспечивающее бесконтактное прохождение иона через капилляр. Однако для упрощения анализа распределения поверхностного заряда мы будем рассматривать модель, в которой стекание заряда учитываться не будет.

### **1.1 Модель движения частиц в цилиндрическом канале.**

Авторы работ [3-5] предположили, что распределение заряда на внутренней поверхности капилляра неравномерно и по продольной координате и по азимуту и создает либо систему линз Энзеля, либо систему квадрупольных линз. Прежде всего, требовалось проверить это предположение, в связи с чем, нами была создана компьютерная модель прослеживания траекторий частиц при движении их в цилиндрическом капилляре [25]. Модель состоит в следующем. Проводится большое количество испытаний. В каждом испытании прослеживается путь отдельного положительного иона водорода с энергией 0.3 МэВ в пределах капилляра длиной  $L = 5$  мм и диаметром  $d = 0.2$  мм. Если частица, не выходя за пределы канала, достигает его стенки, ее координаты фиксируются и она «заряжает» стенку (рис.8).

Каждая следующая частица движется в поле, создаваемом всеми предыдущими, «упавшими» на стенку канала ионами. В модели для протонов, движущихся в кулоновском поле, создаваемом теми протонами, которые столкнулись со стенкой и зарядили ее, методом Рунге-Куты решались уравнения Гамильтона в декартовой системе координат:

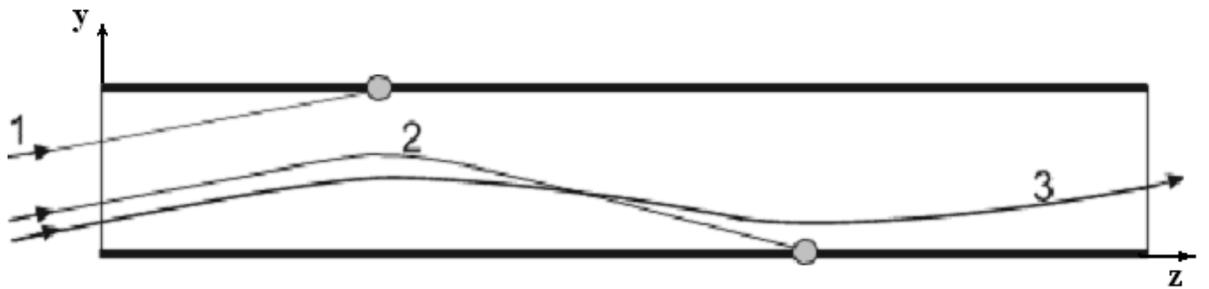


Рис.8 Модель движения частиц в цилиндрическом канале (вид сбоку)

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{v}_{xi} = \mathbf{v}_{xi-1} + \frac{\mathbf{F}_{xi}}{m} t \\ \mathbf{v}_{yi} = \mathbf{v}_{yi-1} + \frac{\mathbf{F}_{yi}}{m} t \\ \\ z_i = z_{i-1} + \mathbf{v}_o t \\ x_i = x_{i-1} + \mathbf{v}_{xi} t \\ y_i = y_{i-1} + \mathbf{v}_{yi} t \end{array} \right. \quad (1)$$

где  $z$  – продольная координата,  $x$  и  $y$  – поперечные координаты,  $v_0$ ,  $v_x$  и  $v_y$  – продольная и поперечные скорости соответственно,  $F_x$  и  $F_y$  – силы, действующие на пролетающую частицу массы  $m$  со стороны всех предыдущих упавших на стенку зарядов;  $t$  – шаг по времени,  $i$  – номер шага. Продольная скорость считалась постоянной.

В реальной ситуации заряд, создаваемый столкнувшейся со стенкой частицей, определяется зарядом иона и числом выбитых электронов, которые не вернулись обратно на стенку. Но в модели величина этого заряда является параметром, который выбирается в зависимости от условий машинного эксперимента. Дело в том, что при моделировании невозможно провести число испытаний, приближающееся к количеству ионов, проходящих через капилляр в реальном эксперименте (при токе пучка 0.1-2 мкА, за первые секунды проходит порядка  $10^{13}$  частиц, тогда как при численном моделировании реально набрать лишь  $\sim 10^5$  частиц за сутки). Поэтому в модели заряд, создаваемый одной частицей при ее попадании на стенку капилляра, принимается много больше единицы. Входные параметры частиц (начальные координата и скорость) задавались случайным образом в пределах границ сечения канала. Продольное движение считалось равномерным, учитывалось действие электростатических сил только в поперечном направлении. Поперечные компоненты кулоновской силы (рис.9), действующие со стороны одного заряда с координатами  $(x_1; y_1; z_1)$  на поверхности стенки на пролетающую частицу  $(x; y; z)$  определялись выражениями:

$$F_x = -ne^2 \frac{x_1 - x}{\left( (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2 \right)^{3/2}}$$

$$F_y = -ne^2 \frac{y_1 - y}{\left( (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2 \right)^{3/2}} \quad (2)$$

Здесь  $n$  – множитель, характеризующий величину заряда, создаваемого на стенке при столкновении с ней протона,  $e$  – единичный заряд электрона.

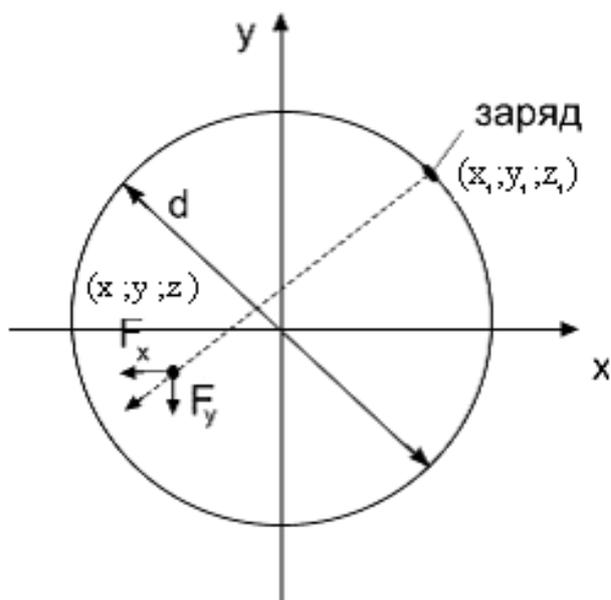


Рис.9 Поперечное сечение цилиндрического канала для расчета сил, действующих в плоскости  $oxy$  на частицу с координатами  $(x;y;z)$  со стороны заряда с координатами  $(x_1;y_1;z_1)$

При прохождении каждой частицы, учитывалось действие на нее сил со стороны всех зарядов, созданных предыдущими частицами. Частицы, не задевшие стенку, считались вылетевшими. На выходе из капилляра фиксировалась их поперечная скорость, что позволяло получить угловое распределение частиц на выходе.

Чтобы не возникало особенностей, связанных с дискретностью заряда на стенках (поскольку для машины заряд записывается в дискретный массив), были использованы следующие приемы. Когда частица движется далеко от стенок (на расстоянии, больше примерно

$0.05d$ ), на нее действуют силы, записанные выше (формула 2). Когда же частица приближается к стенке, то нельзя использовать выражение (2), т.к. в этом случае со стороны самого близкого участка поверхности на нее действует сила точечного источника, хотя в реальности заряд распределен. Поэтому на расстоянии, меньше, чем  $0.05d$ , самый близкий к частице участок действовал, как равномерно заряженная плоскость.

Чтобы проверить возможность объяснения прохождения ионов через капилляр, не касаясь его стенок, образованием системы квадрупольных линз необходимо исследовать азимутальное распределение возникающего на стенах заряда. Для этого поверхность цилиндрического капилляра делилась на четыре сектора (рис.10), и заряды каждого сектора для каждого фиксированного значения продольной координаты  $z$  суммировались.

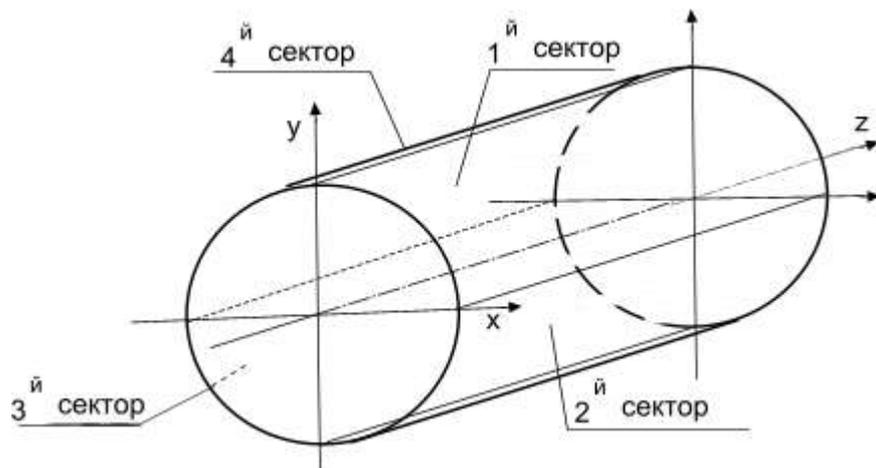


Рис.10 Разделение цилиндрического канала на четыре сектора, для определения зависимости азимутального распределения заряда от продольной координаты  $z$

Полученные распределения заряда вдоль продольной координаты канала для четырех секторов показаны на рис.11.

В пределах статистической точности проведенных расчетов можно утверждать, что создаваемый на стенке заряд обладает аксиальной симметрией.

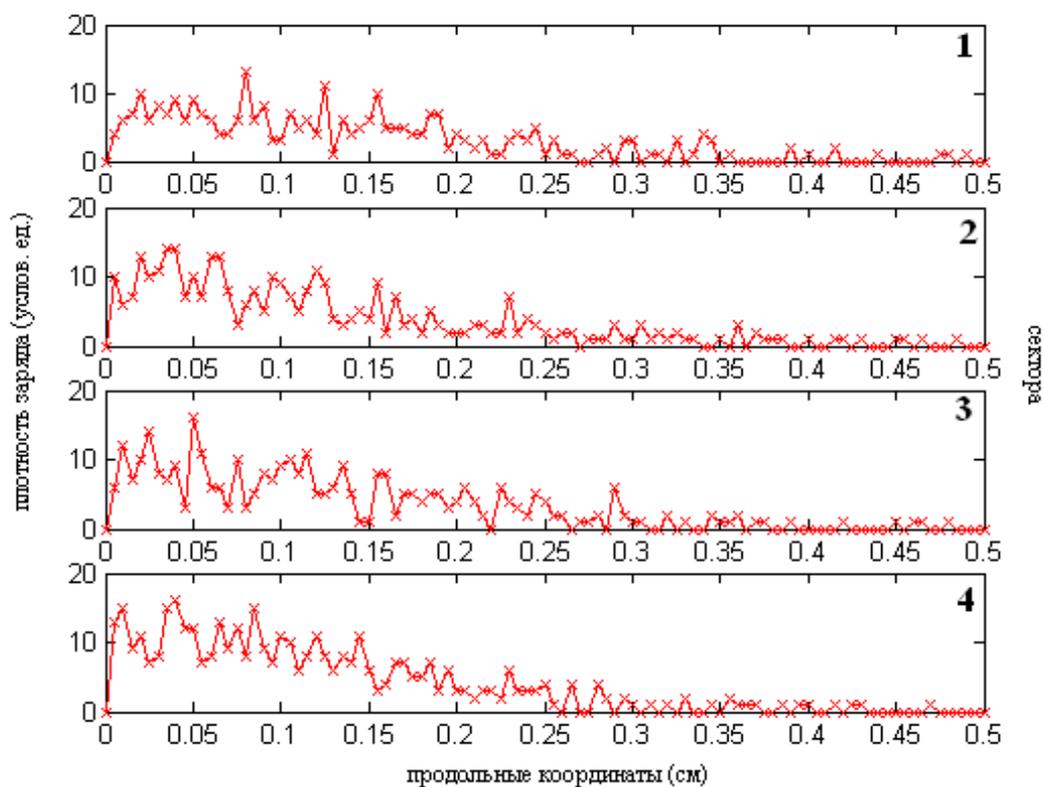


Рис.11 Распределение зарядов вдоль канала для четырех секторов

Таким образом, моделирование показало, что предположение о возникновении системы фокусирующих квадрупольных линз не может быть использовано для объяснения бесконтактной транспортировки ионов через капилляр. Кроме того, анализ полученных распределений заряда (рис. 11) показывает, что на стенке капилляра не образуется и

аксиально-симметричная, осциллирующая по продольной оси плотность поверхностного заряда. Т. е. и предположение об образовании линз Энзеля нельзя положить в основу механизма транспортировки ионов через диэлектрические капилляры.

Надо сказать, что описанная выше программа разыгрывания траекторий частиц оказалась слишком медленной и не могла обеспечить достаточную статистическую точность для исследования распределения заряда вдоль капилляра, поэтому были разработаны другие модели.

## **1.2 Упрощенные модели для цилиндрического и плоского каналов.**

Чтобы улучшить статистику расчетов, т.е. увеличить скорость прослеживания траекторий частиц, были созданы две новые программы.

**Модель 1.** Как показало моделирование, проведенное выше, если поток ионов падает параллельно оси капилляра, то заряд, создаваемый на стенке канала, не образует квадрупольные линзы и распределен на стенке аксиально симметрично. Учитывая это обстоятельство, для ускорения программы будем считать, что при попадании частицы на стенку она заряжает не малый участок поверхности, а кольцо с продольной координатой, соответствующей точке попадания иона (рис.12). Кроме того, для быстроты счета сила взаимодействия частицы с одним кольцом задавалась не громоздкой формулой, а была затабулирована в массив.

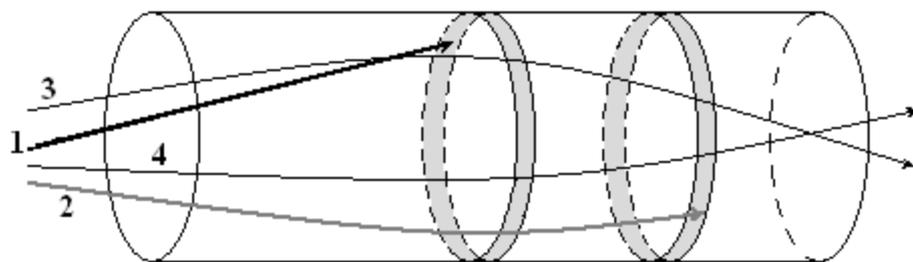


Рис.12 Движение частиц в поле заряженных колец, образующихся при попадании ионов на стенку

Затем, в основной программе, описанной выше в разделе 1.1, не производилось вычисление силы на каждом шаге, занимающее много времени, а использовался указанный массив. Поле кольца, находящегося на произвольном расстоянии от иона находилось путем сдвига массива по продольной координате канала в соответствии с положением заряженного кольца.

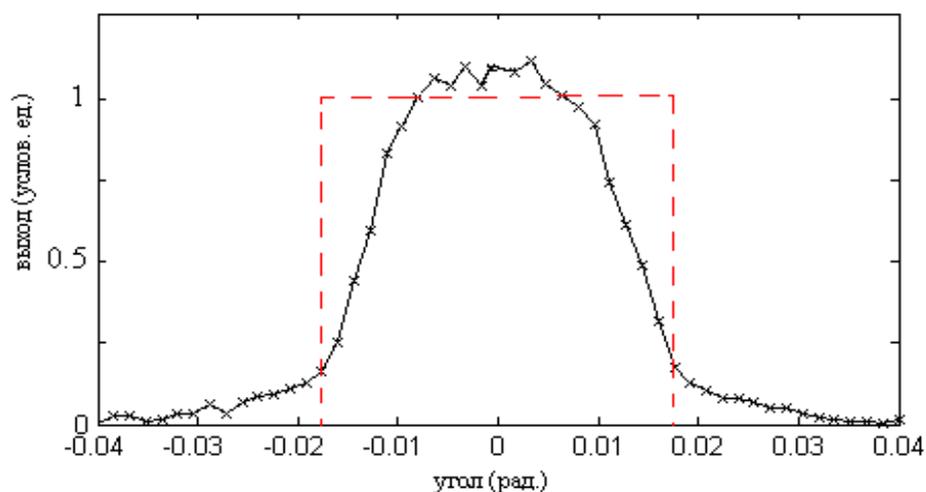


Рис. 13 Угловое распределение частиц на выходе из цилиндрического канала (сплошная кривая), пунктиром показано распределение на входе

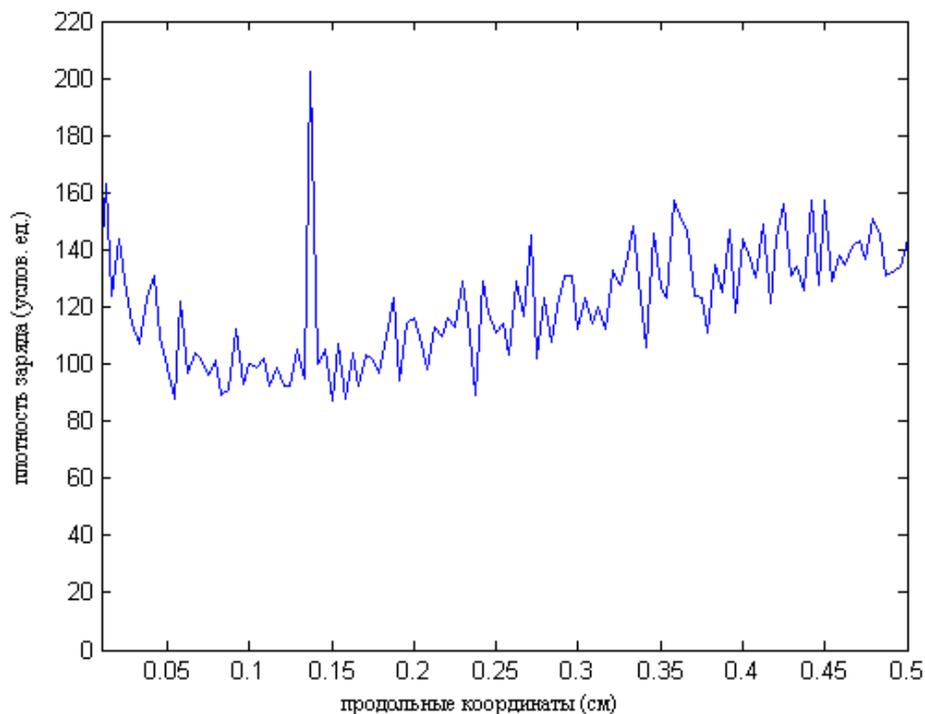


Рис.14 Распределение заряда вдоль цилиндрического канала

Скорость счета этой программы на порядок превышала скорость предыдущей. С ее помощью были получены угловые распределения на выходе канала, а также распределения заряда вдоль канала (рис.13,14).

Из рисунка 14 видно, что в продольном направлении невозможно сказать, что распределение заряда имеет какую-то структуру. В пределах точности расчета можно считать, что распределение однородно по продольной координате. Из полученного распределения заряда стенки вдоль канала следует вывод, что механизм фокусирующего действия создаваемого пучком заряда не связан с образованием какого-то подобия линз Энзеля.

**Модель 2.** Для существенного ускорения программы было сделано дополнительное упрощение [26]. Было решено для выяснения распределения заряда вдоль капилляра, перейти к одномерному движению в поперечной плоскости, т.е. перейти от задачи с цилиндрическим капилляром к задаче с плоским каналом, состоящим из двух пластин, расстояние между которыми много меньше их длины. В этом случае количество выполняемых машиной операций значительно уменьшается, скорость прослеживания траекторий частиц увеличивается, следовательно, статистику можно существенно увеличить, т. е. получить более надежный результат.

Итак, теперь частицы движутся в плоском диэлектрическом канале длиной  $L$ , образованном двумя плоскостями, находящимися друг от друга на расстоянии  $d$ . Механизм зарядки аналогичен механизму, описанному выше, но выражение для силы запишется иначе. Теперь в модели при попадании иона на стенку капилляра заряжаются не точки или кольца, а нити (перпендикулярные направлению движения иона), лежащие в плоскости стенок, с линейной плотностью заряда  $\rho \cdot q_i$ . Здесь  $\rho$  - модельный множитель аналогичный по смыслу множителю  $n$  в формуле (2). Вводится сетка по продольной координате,  $q_i$  - зарядовый множитель, зависящий от того, какое число ионов попадает на стенку в точку с данной продольной координатой (т. е. с соответствующим номером  $i$ ), он может равняться 0 в случае, если в точке с данной продольной координатой нет упавших частиц. Кроме того, для того чтобы вблизи стенок не возникало особенностей (бесконечностей), связанных с дискретностью распределения, заряд располагается не непосредственно на стенке, а смещен на небольшое расстояние  $\ell$  вне канала (рис.15).

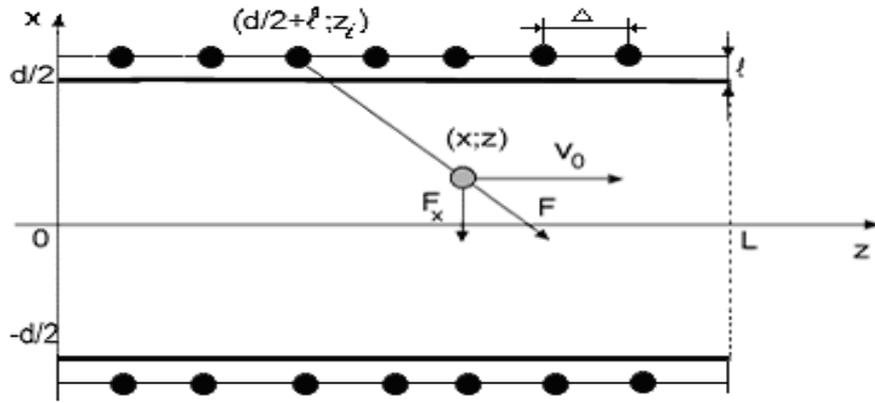


Рис.15 Схема для определения силы взаимодействия пролетающей частицы с зарядом на внутренней поверхности канала ( $\Delta$  – расстояние между соседними нитями)

Выражение для силы взаимодействия между нитью с координатой  $(d/2 + l; z_i)$  (где  $z_i$  – ее продольная координата) и движущейся частицей ( $z$ –продольная координата частицы, меняется от 0 до L, а  $x$  – поперечная координата для частицы может меняться в пределах  $[-d/2:d/2]$ ) имеет простой вид:

$$F_x^i = -2\rho \cdot q_i \frac{d/2 + l - x}{(d/2 + l - x)^2 + (z_i - z)^2} . \quad (3)$$

Вычисленные по такой модели распределения заряда на стенке канала и вылетевших частиц по углам, показаны на рисунках 16 и 17 соответственно. Расчет проведен при длине канала  $L = 2.5$  см, межплоскостном расстоянии  $d = 0.1$  см и  $l = d/15$ ,  $\rho = 1,67 \cdot 10^7 e/\text{см}$ . При этом через канал без потерь энергии проходит около 70% частиц первоначального пучка.

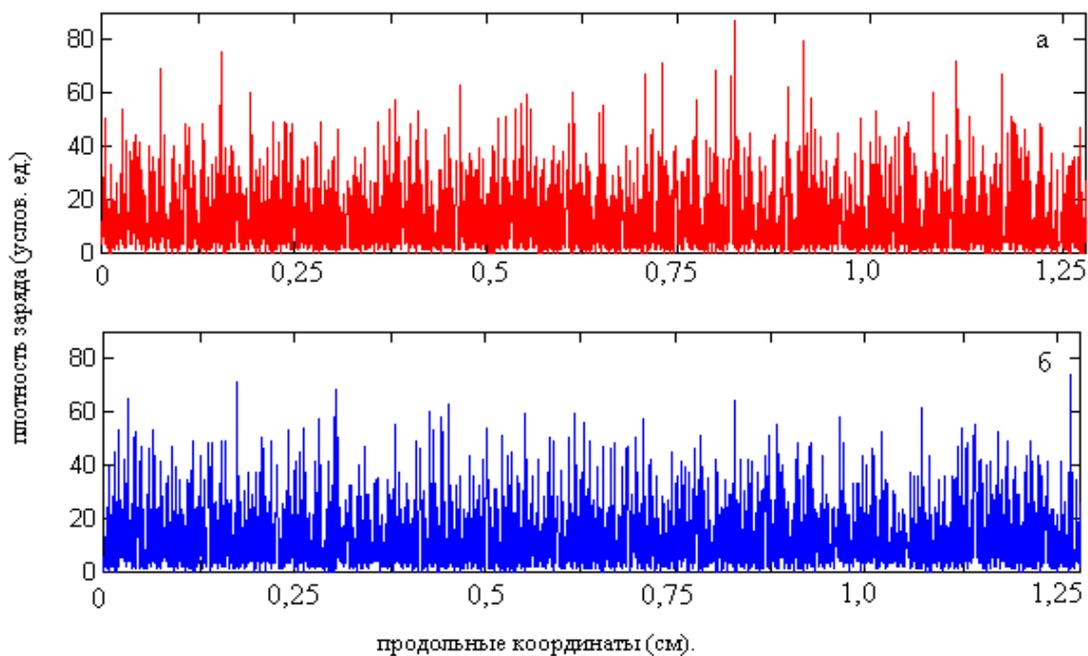


Рис. 16 Распределение заряда на стенках плоского канала  
(а – верхняя стенка, б – нижняя стенка)

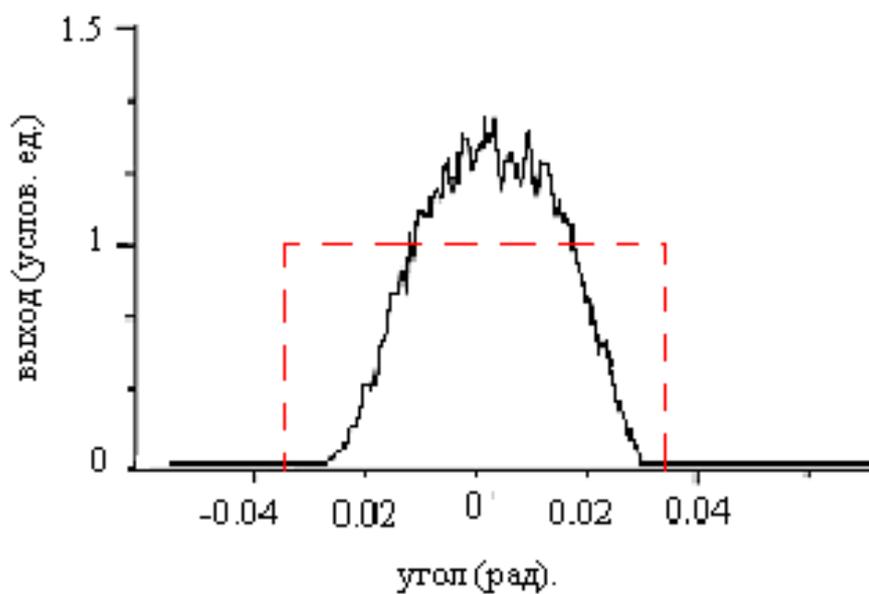


Рис. 17 Угловое распределение частиц на выходе из плоского канала (сплошная кривая), пунктиром показано распределение на входе

Судя по угловому распределению (рис. 17), большая часть протонов, попадая в канал, движется в фокусирующем потенциале, который создают стенки, заряженные столкнувшимися с ними частицами. Эффективную величину непрерывного потенциала такой дискретно заряженной плоскости легко оценить следующим образом. Пусть частицы стартуют под различными углами к плоскости капилляра из точки, лежащей на его оси, с продольной координатой  $z$  на некотором расстоянии от середины канала по длине ( $z < L/2$ ,  $L$  – длина канала). Затем прослеживаем траектории этих частиц до  $z = L/2 + \delta$  (рис. 18). Малая добавка  $\delta \sim \Delta \ll L/2$ , по которой проводилось усреднение, вводилась, чтобы исключить артефакты, связанные с дискретностью заряда стенки. В центре канала ( $x = 0$ ) принимаем потенциал за ноль, т.е. полная поперечная энергия частицы равна кинетической:

$$E_{\perp} = \frac{m(v_{\circ} \varphi)^2}{2} = E_{\circ} \varphi^2. \quad (4)$$

В точке с координатой  $z=L/2 + \delta$  фиксировались поперечная координата  $x$  и угол  $\alpha$ , который равен  $v_x / v_{\circ}$ . Тогда потенциальная энергия в точке  $(x, L/2 + \delta)$  будет определяться выражением:

$$U(x) = E_{\circ} (\varphi^2 - \alpha^2). \quad (5)$$

Рассчитанная по такой схеме эффективная потенциальная энергия показана на рисунке 19.

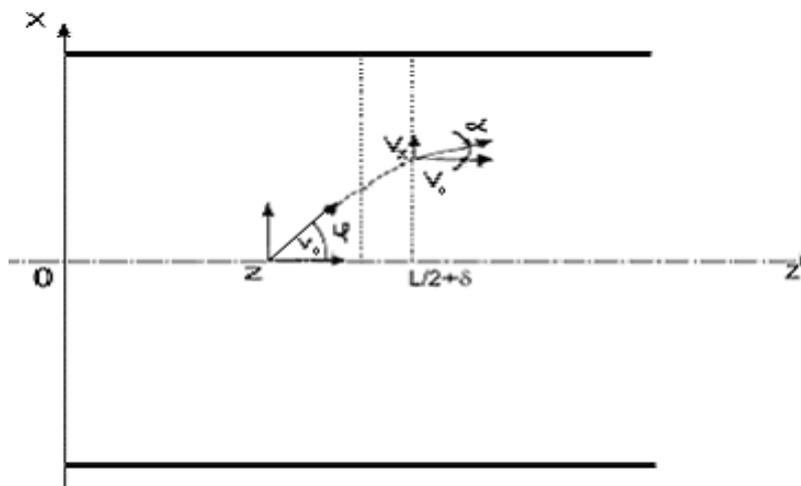


Рис. 18 К расчету эффективной потенциальной энергии протонов в плоском канале

Потенциальная энергия здесь приведена в условных единицах, поскольку она зависит от выбора параметра  $\rho$ , и его можно подбирать, зная глубину потенциальной ямы в реальном эксперименте. А в данном случае для анализа важна форма зависимости потенциала от поперечной координаты.

Из графиков на рисунке 19 видно, что эффективный непрерывный потенциал, который создают осевшие на стенках ионы, оказался потенциалом гармонического осциллятора. Справа на рисунке (рис.19) показана производная полученного потенциала (т. е. сила). Видим, что сила, действующая на протоны в канале, линейно зависит от поперечной координаты.

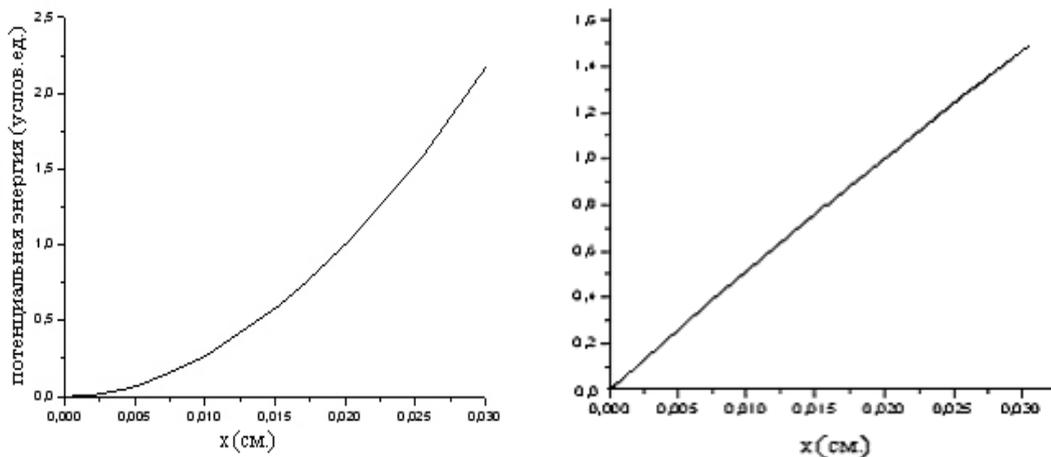


Рис. 19 Зависимость потенциальной энергии (слева) и средней силы (справа) от поперечной координаты в середине канала

Как объяснить такой характер поведения силы? Если бы длина канала была бесконечной, то поле внутри него было бы нулевым и, следовательно, и потенциал внутри канала был бы нулевым. В реальных экспериментах и при моделировании мы работаем с конечным каналом и для правильного анализа взаимодействия частиц со стенками, прежде всего, необходимо оценить и понять роль краевых эффектов, т.е. роль поля существующего, благодаря конечной длине капилляра.

### 1.3 Механизм транспортировки заряженных частиц (краевые эффекты, силы Миллера).

#### п.1 Краевые эффекты

Рассмотрим поле между двумя равномерно и одноименно заряженными плоскостями конечной длины. Естественно это поле не является однородным как в бесконечном капилляре (рис.20).

Вычислим поперечную составляющую силы поля, возникающего в плоском канале длиной  $L$  при расстоянии между плоскостями  $d$  (схема показана на рис. 21). В произвольной точке  $A$  с координатами  $(x, z)$  сила со стороны отрезка  $GP$  нижней стенки компенсируется действием силы отрезка  $BC$  верхней стенки. Таким образом, на частицу действуют поперечная сила со стороны отрезка  $CD$  верхней плоскости и сила с противоположным знаком со стороны отрезка  $PS$  нижней плоскости.

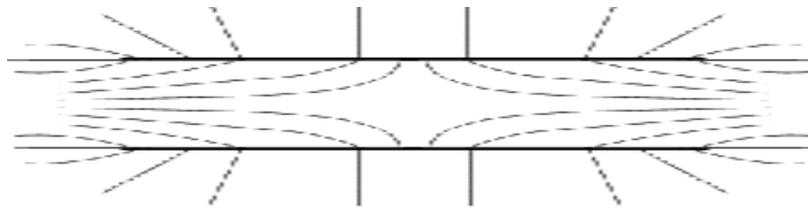


Рис. 20 Схематическое изображение силовых линий между двумя одноименно заряженными плоскостями (поле между конечными пластинами неоднородно)

Величина поперечной силы запишется интегралом:

$$F_{\perp}(x, z) = 2\sigma e \left[ \int_{z \frac{d/2+x}}^{L-z} \frac{(d/2-x)}{(d/2-x)^2 + y^2} dy - \int_{z \frac{d/2-x}}^{L-z} \frac{(d/2+x)}{(d/2+x)^2 + y^2} dy \right] =$$

$$= 2\sigma e \left[ \operatorname{arctg} \frac{L-z}{d/2-x} - \operatorname{arctg} \frac{z}{d/2+x} - \operatorname{arctg} \frac{L-z}{d/2+x} + \operatorname{arctg} \frac{z}{d/2-x} \right]$$

Приблизительно это выражение можно записать в виде:

$$F_{\perp}(x, z) = 4\sigma \cdot e \frac{x}{L} \begin{cases} \frac{1}{L \left(1 - \frac{z}{L}\right)}, & \text{при } z \gg d \\ 1 + \frac{zL}{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - x^2}, & \text{при } z \sim d \end{cases} \quad L \gg d \quad (6)$$

Из формулы (6) видно, что при  $z > d$  (т. е. везде кроме области вблизи от торца капилляра) сила линейно зависит от  $x$ . Поэтому практически во всем канале потенциал квадратично зависит от  $x$  (рис. 22).

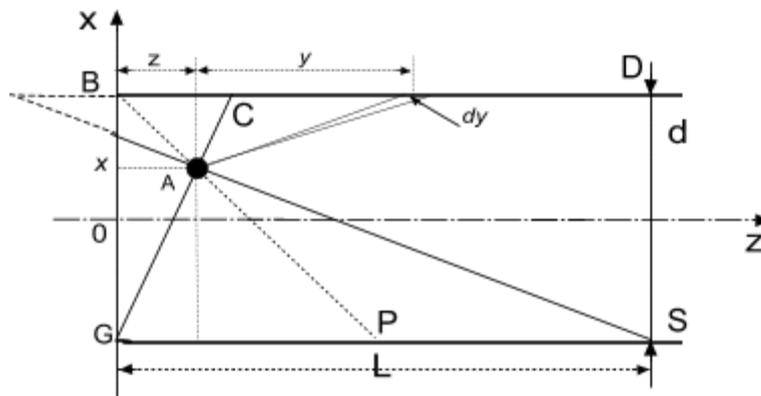


Рис. 21 Схема расчета силы, возникающей из-за конечной длины канала

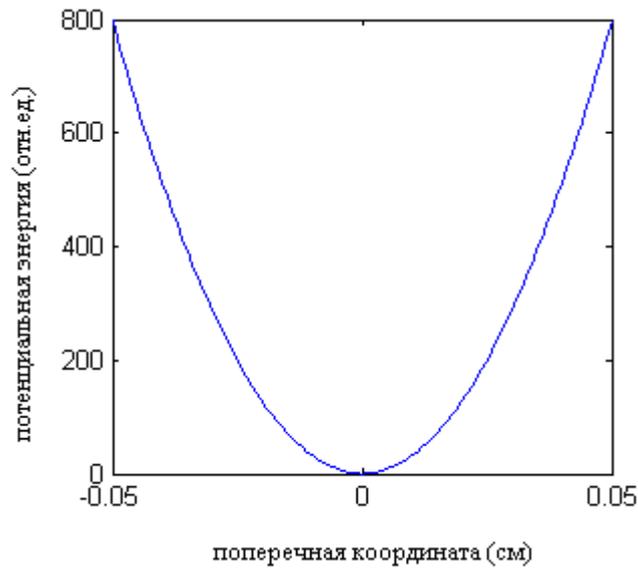


Рис. 22 Потенциал (в центре канала), обусловленный конечной длиной пластин, т. е. краевыми эффектами

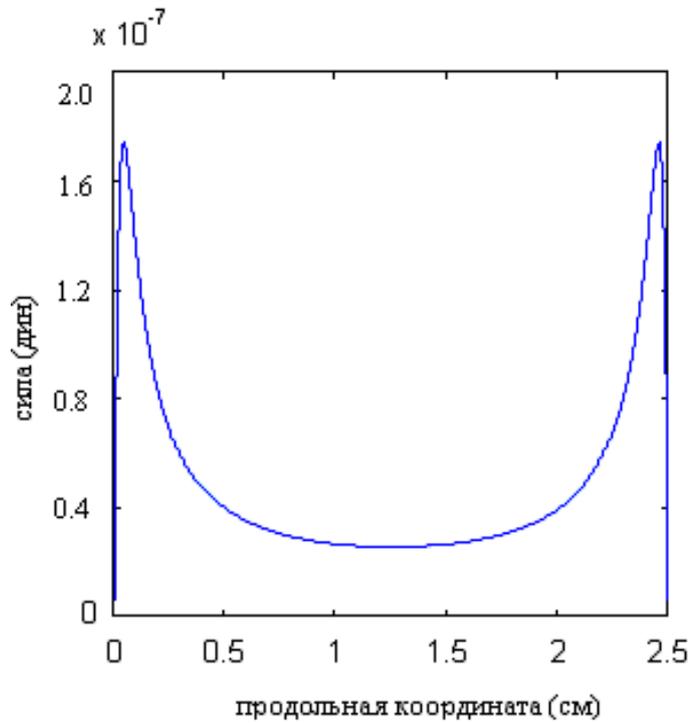


Рис.23 Зависимость поперечной силы от продольной координаты, обусловленная конечностью капилляра

На рисунке 23 показан график зависимости поперечной силы от продольной координаты при поперечной координате  $x = -0.025$  см ( $d=0,1$ см). При всех значениях поперечной координаты зависимость силы от продольной координаты имеет подобный вид (6). Естественно, около торцов краевое поле максимально и при удалении от торцов убывает обратно пропорционально расстоянию от них.

В приведенном на рисунке примере сила и потенциальная энергия были рассчитаны для плотности заряда на плоскости  $\sigma = 334$  СГСЭ/см<sup>2</sup> (эта величина соответствует плотности заряда в эксперименте Stolterfoht et al. [3]), длина канала 2.5 см, расстояние между плоскостями составляло 0.1 см. Оказывается, что при таком соотношении между межплоскостным расстоянием и длиной канала (аспектное отношение равно 25) краевые эффекты играют решающую роль в формировании потенциала и прекрасно объясняют численно полученные результаты (рис. 19).

Но при большом аспектном отношении (более  $10^3$ ) фокусирующее действие канала уже нельзя объяснить краевыми силами, поскольку при увеличении длины канала величина поперечной составляющей поля в средней по продольной координате части капилляра стремится к нулю как  $1/L$  (см. формулу (6)). А это значит, что должен существовать и другой механизм, который обеспечил бы бесконтактное прохождение пучка протонов через очень длинный канал, поскольку в экспериментах эффект наблюдался и в более длинных капиллярах.

## ***п.2 Силы Миллера***

Итак, моделирование показало, что невозможно объяснить удержание частиц в изолирующем канале ни системой линз Энзеля, ни системой квадрупольных линз (1.1-1.2). И как было показано выше (1.3, п.1), равномерно распределенный заряд может обеспечить бесконтактное

прохождение частиц через не слишком длинные каналы (1.3,п.1). В длинных каналах (т.е. при больших аспектных отношениях  $L/d$ ) необходимо искать другой, дополнительный механизм изоляции ионов от стенок капилляра и транспортировки пучка через такие диэлектрические каналы.

Возможно, возникающие в канале силы, предотвращающие столкновение ионов со стенкой, связаны с флуктуирующим характером распределения заряда. Известно, что быстро осциллирующая сила, действующая на частицу, приводит к возникновению однонаправленной силы, т. н. градиентной силы (силы Миллера-Гапонова) [27-29]. Мы полагаем, что именно эти силы и обеспечивают механизм бесконтактного прохождения ионов через длинный изолирующий канал.

Рассмотрим сначала случай, когда плотность заряда на внутренней стенке распределена вдоль капилляра по гармоническому закону. Уравнение поперечного движения частицы в быстро осциллирующем силовом поле со средним значением силы равным нулю и с амплитудой, зависящей от поперечной координаты, можно записать в виде [29]:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = f(x) \sin(\omega t), \quad (7)$$

где  $\omega = 2\pi v_o / \lambda$  – частота осцилляций силы, действующей на движущийся в канале ион со стороны заряда стенки канала,  $\lambda$  – длина волны периодического распределения заряда,  $v_o$  – продольная скорость движения частицы,  $f(x)$  – амплитуда осцилляций поперечной компоненты кулоновского поля, зависящая от поперечной координаты  $x$ . Решение этого уравнения будем искать в виде суммы двух слагаемых [29]:

$$x = \bar{x} + \xi \sin(\omega t) \quad (8)$$

где  $\bar{x}$  – медленно меняется с течением времени, а  $\xi$  – амплитуда быстро осциллирующей добавки.

Подставив в уравнение (7) разложение (8), получим с точностью до первого порядка по  $\xi$  :

$$m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} - m \xi \omega^2 \sin(\omega t) = f(\bar{x}) \sin(\omega t) + \frac{df(\bar{x})}{dx} \xi \sin^2(\omega t). \quad (9)$$

Приравнивая в уравнении (9) члены при синусе справа и слева, получаем выражение для амплитуды быстро осциллирующей добавки  $\xi$  :

$$\xi = - \frac{f(\bar{x})}{m \omega^2}. \quad (10)$$

В результате уравнение (7) после усреднения по времени приобретает следующий вид:

$$m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} = - \frac{d}{dx} \left( \frac{f^2(\bar{x})}{4m\omega^2} \right)$$

С учетом того, что  $\omega = 2\pi\nu_0 / \lambda$  , можно записать полученное выражение в виде:

$$m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} = - \frac{\lambda^2}{32E\pi^2} \frac{d}{dx} f^2(\bar{x}) \quad (11)$$

здесь  $E = m\nu_0^2 / 2$  – кинетическая энергия частицы, скорость которой  $\nu_0$ .

Из уравнения (11) видно, что на частицу в быстро осциллирующем поле с амплитудой осцилляций, зависящей от поперечной координаты, действует сила, которая не осциллирует и направлена по градиенту амплитуды осциллирующей силы:

$$F^{(1)}_{grad} = - \frac{\lambda^2}{32E\pi^2} \frac{d}{dx} f^2(\bar{x}), \quad F^{(1)}_{grad} = - \frac{dU_{grad}}{dx} \quad (12)$$

Потенциальная энергия градиентных сил имеет следующий вид:

$$U^{(1)}_{grad} = \frac{\lambda^2}{32E\pi^2} f^2(\bar{x}), \quad (13)$$

Полученная выше сила возникла, благодаря тому, что при осцилляции поперечной координаты частица то приближается к источнику силы, то отдаляется от него. Причем она движется на большем расстоянии, когда притягивается, и на меньшем расстоянии, когда отталкивается. И хотя в усредненное поле при фиксированной поперечной координате равно нулю, при учете осцилляций траектории действие сил отталкивания оказывается больше действия сил притяжения. Отметим, что направление действия этой силы не зависит от знака заряда частицы.

Рассматриваемая здесь задача отличается от задачи, рассмотренной в [29]. В нашем случае осциллирующая зависимость силы от времени возникает благодаря движению частицы в стационарном поле, которое периодически зависит от продольной координаты движения. Поэтому надо учесть, что кроме осцилляции поперечной координаты, осциллирует и продольная скорость частицы. Это также приводит к появлению однонаправленной силы, т. к. в области отталкивания частица замедляется и проводит больше времени, чем в области притяжения (при этом среднее по продольной координате  $z$  значение поперечной силы равно нулю). Усредним поперечную силу по периоду движения в пространственно периодическом поле, считая поперечную координату постоянной:

$$F_{grad}^{(2)} = \frac{1}{T} \int_0^T dt \left( -\frac{\partial}{\partial x} U(z, x) \right) = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \frac{dz}{\sqrt{1 - \frac{2U(z, x)}{m v^2}}} \left( -\frac{\partial}{\partial x} U(z, x) \right) =$$

$$= -\frac{1}{4E\lambda} \int_0^\lambda dz \frac{\partial}{\partial x} U^2(z, x)$$

где:

$$U(z, x) \ll E$$

Можно оценить градиентную силу и потенциал, например, для плоскости, состоящей из периодически расположенных заряженных нитей [30]. В

этом случае потенциальная энергия запишется в виде

$$U = \sum_n a_n(x) \sin \frac{2\pi n z}{\lambda}, \text{ где } a_n(x) \text{ – амплитуда } n\text{-ой гармоники, зависящая от}$$

поперечной координаты  $x$ . Из уравнения Лапласа для потенциала  $\Delta U = 0$

получаем для  $a_n(x)$  уравнение  $\frac{d^2 a_n(x)}{dx^2} = \left(\frac{2\pi n}{\lambda}\right)^2 a_n(x)$ . Для первой

гармоники амплитуда  $a(x)$  будет иметь вид:  $a(x) = a_0 e^{-x/\delta}$ , где  $\delta = \lambda/2\pi$ .

Тогда потенциальная энергия системы цепочек с учетом только главного члена разложения в гармонический ряд запишется, как

$$U(z, x) = a(x) \sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right), \text{ и сила связанная с осцилляциями скорости}$$

$$F_{grad}^{(2)} = -\frac{1}{8E} \frac{\partial}{\partial x} a^2(x).$$

Учитывая, что  $a(x) = a_0 e^{-\frac{x}{\delta}}$  получим выражения для градиентных сил вызванных осцилляциями и поперечной координаты и продольной скорости:

$$U_{grad}^{(1)} = \frac{\lambda^2 a_0^2}{32\pi^2 E \delta^2} e^{-\frac{2x}{\delta}}, \quad F_{grad}^{(1)} = \frac{\lambda^2}{16\pi^2 E \delta^3} a_0^2 e^{-\frac{2x}{\delta}}, \quad (14)$$

$$\text{и } U_{grad}^{(2)} = \frac{a_0^2}{8E} e^{-\frac{2x}{\delta}}, \quad F_{grad}^{(2)} = \frac{1}{4E\delta} a_0^2 e^{-\frac{2x}{\delta}} \quad (15)$$

Таким образом, в пространстве между двумя плоскостями, с зарядом на них, плотность которого периодически осциллирует, возникает

потенциальная яма, которая не зависит от длины канала и может обеспечивать бесконтактное прохождение ионов через капилляр при произвольной его длине.

### п.3 Движение ионов в плоском канале, образованном двумя параллельными одномерными решетками

Для проверки правильности нашего вывода о роли градиентных сил была создана компьютерная модель движения частиц в плоском канале с заданным распределением заряда на стенках. Будем считать, что протоны движутся в поле заряженных нитей, расположенных на одинаковом расстоянии  $\lambda$  друг от друга и на расстоянии  $\ell$  от стенок (рис.24). Сила, которая действует на движущиеся частицы, рассчитывается по формуле (3).

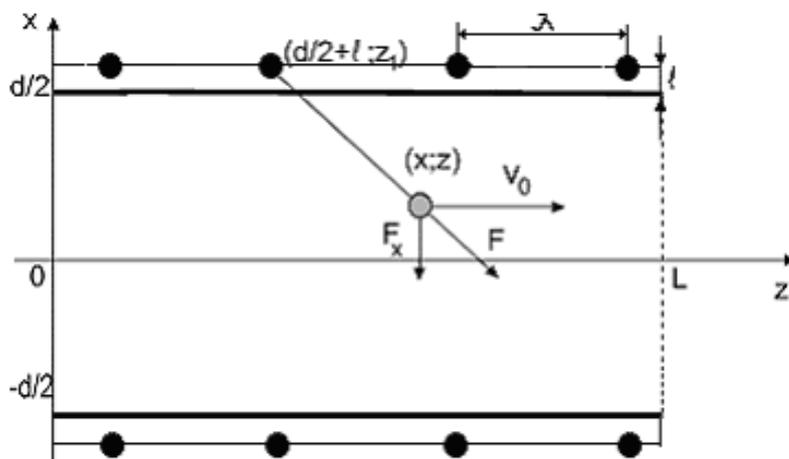


Рис. 24 Схема для определения силы взаимодействия пролетающей частицы с зарядом на внутренней поверхности канала

Была рассчитана зависимость поперечной силы, действующей на движущиеся ионы, как функция продольной координаты. Полученный результат представлен на рисунке 25. Кроме рассчитанной силы на графике показана полученная нами ранее аналитически величина силы, обусловленной тем, что длина канала конечна (рис.23). Видно, что средняя

составляющая численно рассчитанной осциллирующей силы практически совпадает с силой, полученной для равномерно заряженных пластин.

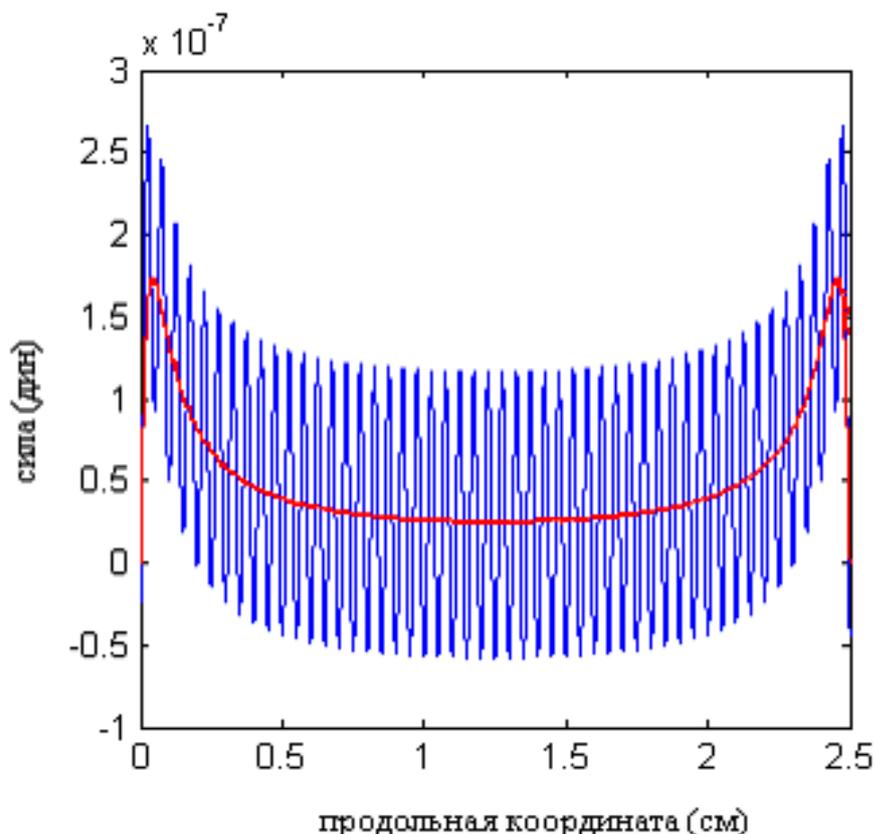


Рис. 25 Зависимость поперечной силы от продольной координаты, красным пунктиром обозначена сила, обусловленная краевыми эффектами, сплошная синяя кривая—сумма вкладов краевой и быстро осциллирующей силы (в данных расчетах длина канала 2.5 см, межплоскостное расстояние

$$d=0.1 \text{ см}, \ell=0,01 \text{ см}, \lambda = d/4, x = -0.025 \text{ см})$$

Кроме средней силы на движущуюся частицу действует градиентная сила. Чтобы её найти для рассматриваемого случая, надо знать, как зависит амплитуда осцилляций силы от поперечной координаты. Был проведен расчет осциллирующей силы подобный рис.25 при различных значениях поперечной координаты  $x$ . И из этих расчетов получили искомую зависимость. Она показана на рис. 26.

Как было показано выше (рис. 22), краевые силы создают в канале потенциал, пропорциональный квадрату поперечной координаты. Эти силы спадают плавно при удалении от стенки диэлектрического канала. Градиентные силы Миллера-Гапонова, согласно формуле (12), ведут себя иначе. Из графика на рисунке 26 видно, что эти силы короткодействующие, они резко спадают при удалении от стенки и практически равны нулю в широкой области вблизи центра канала.

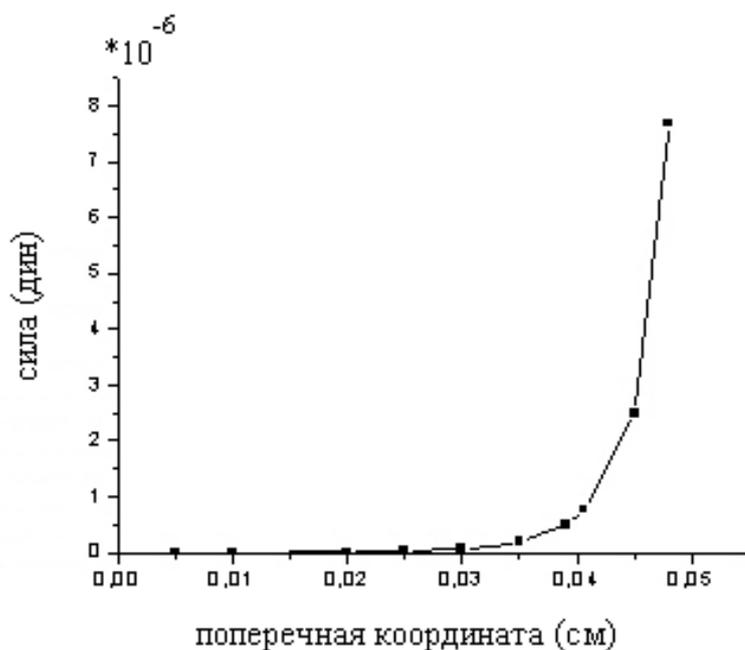


Рис. 26 Зависимость амплитуды  $f(x)$  от поперечной координаты (расчет проведен для  $\sigma=334$  СГСЭ/см<sup>2</sup>,  $d=0,1$  см,  $\square=d/4$  )

Сила, обусловленная конечностью капилляра, с увеличением его длины уменьшается, согласно формуле (6), тогда как величина осцилляций от длины канала не зависит, и, следовательно, и величина силы Миллера-Гапонова не зависит от длины канала. Таким образом, при длинах меньше некоторой краевые силы превышают градиентные силы Миллера-Гапонова, и могут обеспечивать бесконтактное прохождение ионов без помощи градиентных сил. Но при больших длинах капилляров краевые

силы становятся очень слабыми вдали от торцов и роль сил Миллера-Гапонова в отражении ионов от стенок канала становится определяющей.

Чтобы для данной модели оценить длину канала, при которой потенциал градиентных сил Миллера-Гапонова равен потенциалу краевых сил, были использованы формулы (6) и (12) и зависимость  $f(x)$ , представленная на графике рисунка 26. В результате для  $\sigma = 334$  СГСЭ/см<sup>2</sup>,  $d=0,1$  см,  $\lambda = d/4$  и  $x \sim 0,9*d/2$  (на расстоянии  $0,05d$  от стенки канала) было показано, что при длине канала, меньше, чем  $L_1 \sim 40$  см, везде преобладают краевые силы, и силы Миллера учитывать не надо. А при большей длине становится существенным действие градиентных сил. Высоты потенциального барьера в средней (по продольной координате) части канала для обеих сил становятся равными при  $L_1 \sim 40$  см, т. е. при аспектном отношении 400 ( $L/d$ ) (рис. 27).

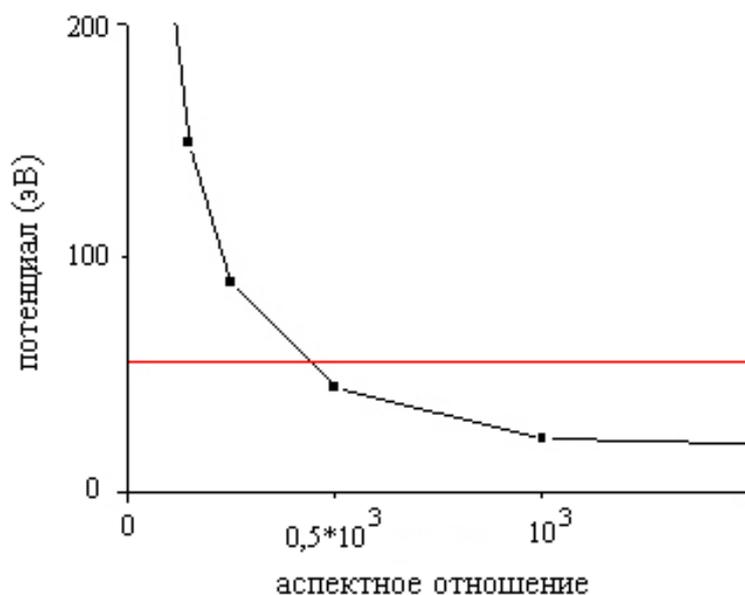


Рис. 27 Зависимость от аспектного отношения высоты потенциальных барьеров у стенки канала, создаваемых краевыми силами (черная кривая с точками) и градиентными силами Миллера-Гапонова (красная сплошная прямая)

Таким образом, показано, что бесконтактное прохождение ионов через диэлектрические каналы обеспечивается двумя механизмами, и если при не слишком большой длине канала достаточно краевых сил, то при большей длине существенна роль градиентных сил.

#### ***п.4 О возможности образования двумерного кулоновского кристалла на поверхности диэлектрика***

Итак, для объяснения отталкивания движущихся ионов от стенок в длинном капилляре необходимо учитывать действие сил Миллера. Возникает вопрос, каков источник периодической силы действующей на движущуюся частицу? Плотность зарядов на поверхности стенок флуктуирует, и это, конечно, является источником осцилляций силы. Благодаря дрейфу зарядов и их диффузии эти флуктуации должны сглаживаться. Но надо помнить, что в любом случае заряды распределены дискретно, т.к. существует минимальный элементарный заряд. Эти элементарные заряды отталкиваются друг от друга и стремятся организовать структуру с минимумом энергии взаимодействия [31, 32]. В работе [3] дана оценка величины полного заряда, возникающего на поверхности капилляра при прохождении через него ионов  $\text{Ne}^{7+}$  ( $Q=5500e$ , диаметр капилляра  $d=10^{-5}$  см, длина  $L=10^{-3}$  см). Из этой оценки следует, что среднее расстояние между зарядами на поверхности его стенки  $\sim 240 \text{ \AA}$ . Один элементарный заряд создает на расстоянии  $240 \text{ \AA}$  электрическое поле напряженностью  $\sim 24 \text{ кВ/см}$ . Такое поле достаточно велико, чтобы в весьма совершенном изоляторе (каковым поверхность пленки PET не является) с величиной подвижности  $\sim 10^{-10} \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  заряд перемещался на расстояние  $100 \text{ \AA}$  за доли секунды. Можно ожидать, что заряды на поверхности изолятора (если поверхность достаточно совершенна) стремятся образовать двумерный гексагональный кулоновский кристалл, т. к. такая структура соответствует минимуму энергии системы зарядов. Поскольку в капилляре

езде кроме самой его центральной части есть большой градиент электрического поля, направленный вдоль его оси, то, если такой кристалл существует, он ориентирован, как показано на рис.28 (ось  $z$  направлена вдоль оси капилляра).

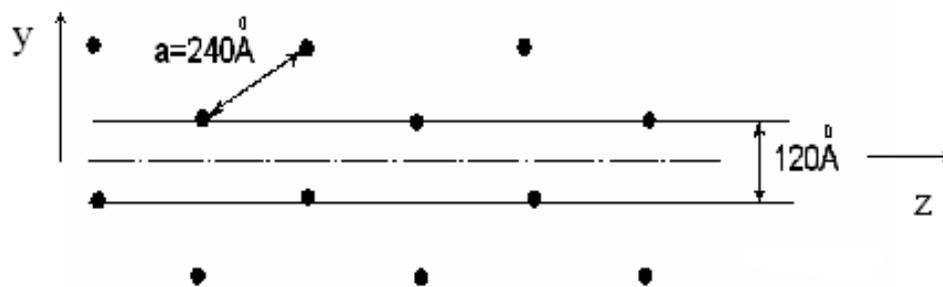


Рис.28 Двумерный кулоновский кристалл

Такая решетка зарядов создает электрическое поле, у которого нулевая гармоника, т. е. постоянная составляющая этого поля в длинном капилляре равна нулю, т. к. она компенсируется полем противоположной стенки капилляра. Переменная составляющая поля зарядов быстро убывает при удалении от стенки и ее действие не может быть скомпенсировано противоположным участком стенки капилляра. На рис.29 показана переменная составляющая потенциала цепочек, направленных вдоль оси капилляра (т. е. потенциал усреднен по продольной координате). Потенциал показан как функция расстояния от поверхности стенки капилляра ( $x$ ) и координаты, лежащей на поверхности стенки ( $y$ ) и направленной перпендикулярно оси капилляра ( $z$ ).

В таком потенциале на ион  $Ne^{7+}$ , движущийся вдоль капилляра под углом  $\sim 0.15^\circ$  к его оси (такова расходимость пучка в опытах работы [3-5]) действует градиентный потенциал (см. формулы (14) и (15))

$$U_{grad} \approx 35 \exp\left(-\frac{2x}{(120/2\pi)\text{Å}}\right) \text{ Вольт}$$

Этого потенциала вполне достаточно, чтобы обеспечить «бесконтактное» прохождение ионов через капилляр при большом аспектном отношении.

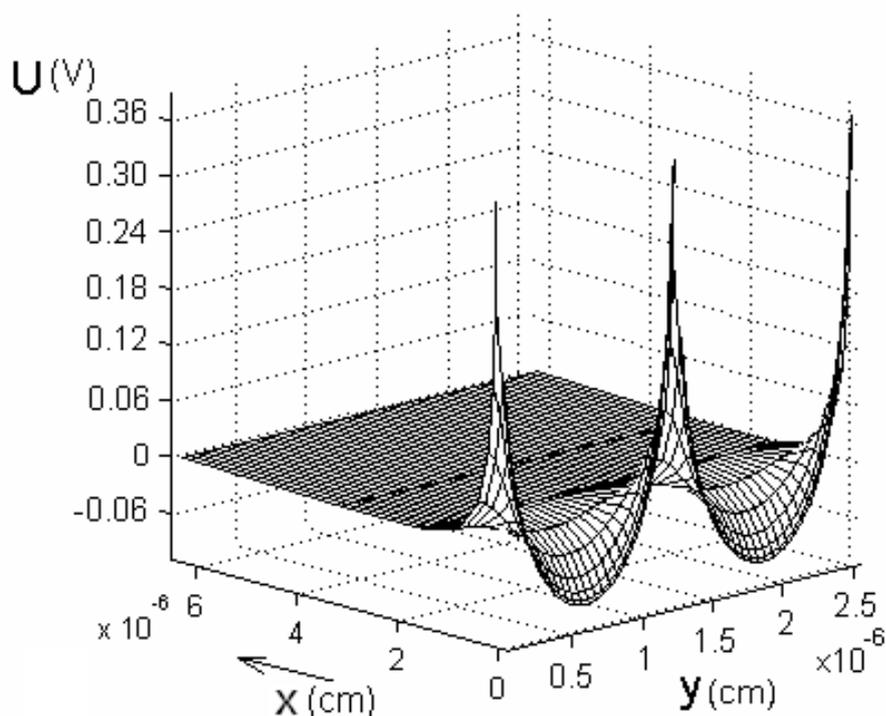


Рис.29 Потенциал, создаваемый цепочками элементарных зарядов, лежащих на внутренней поверхности капилляра

Для проверки модели было проведено компьютерное моделирование движения заряженных частиц в поле единичных зарядов, образующих гексагональную структуру, описанную выше (двумерный кристалл, рис.28). На рис.30 показана траектория иона  $\text{Ag}^{8+}$  с энергией 50 кэВ, движущегося в поле точечных зарядов, расположенных на расстоянии 24 нм друг от друга под углом  $0.15^\circ$  к его оси. Кроме зарядов лежащих в плоскости на частицу действовало внешнее прижимающее частицы к плоскости поле, немного превышающее величину  $2\pi\sigma$  для возврата частицы к заряженной

плоскости после отражения от нее за счет градиентных сил Миллера, что имитирует отражение иона от противоположной стенки капилляра. Из траектории видно, что частица совершает два колебательных движения. Одно – высокочастотное с периодом равным периоду пересечения цепочек зарядов. И второе – низкочастотное с периодом много большим чем период пересечения цепочек. Отражение иона от плоскости обеспечивается силой Миллера, возникающей благодаря действию на частицу периодической силы со стороны цепочек. А возврат частицы к плоскости осуществляет специально подобранное внешнее поле.

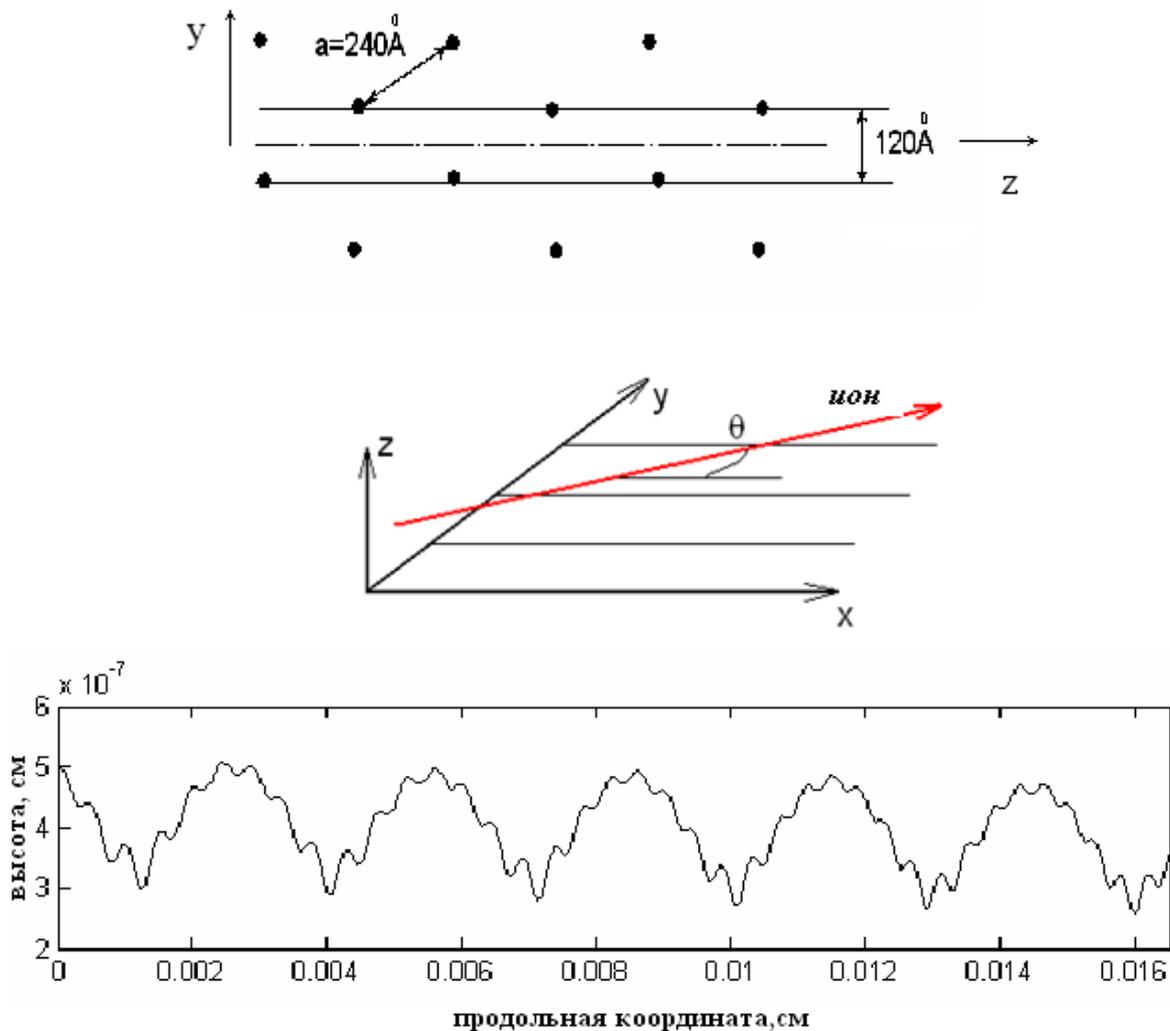


Рис. 30 Траектория движения иона  $\text{Ar}^{8+}$  в поле двумерного кристалла при  $\theta = 0,15^\circ$ .

Таким образом, моделирование показало, что двумерный кулоновский кристалл способен обеспечить бесконтактное прохождение частицы через диэлектрический капилляр. Подчеркнем еще раз, что моделирование траектории производилось в поле системы точечных зарядов, а не нитей.

К сожалению, простая оценка показывает, что энергия кулоновского взаимодействия точечных зарядов при плотности заряда, возникающей в эксперименте по прохождению ионов через изолирующий капилляр, одного порядка с их тепловой энергией (т. е. энергией разупорядочения). Поэтому образование полностью упорядоченной структуры вряд ли возможно, поскольку, как известно из работ по образованию двумерного кулоновского кристалла на поверхности жидкого гелия [33], для образования кристалла необходимо стократное превышение кулоновской энергии над тепловой. Т. е. двумерный кулоновский монокристалл, по-видимому, невозможен. Также маловероятно и полностью хаотическое распределение зарядов, т. к. энергия взаимодействия зарядов не мала по сравнению с тепловой энергией. Скорее всего на небольших участках поверхности возможно упорядочение, во всяком случае, должен иметь место ближний порядок. По-видимому, заряд образует отдельные упорядоченные области. Возникает двумерный аналог поликристалла. Причем, картина расположения элементарных зарядов не стационарная, а меняется со временем. Происходит постоянная перестройка “поликристалла” за счет теплового движения. Кристалл “живет”. Наличие большого градиента электрического поля вдоль направления оси капилляра должно приводить к выстраиванию “кристаллитов”, но при этом будет сильный разброс по углам ориентации из-за теплового движения. Такая структура вполне может обеспечить отражение движущегося иона за счет сил Миллера.

#### 1.4 Зарядка и разрядка стенок капилляра. Дрейфовая модель.

Как мы видели во введении, процесс зарядки и стекания поверхностного заряда имеет нетривиальную временную зависимость [3] (см. рис.31). Видно, что разрядка происходит не по привычной экспоненте.

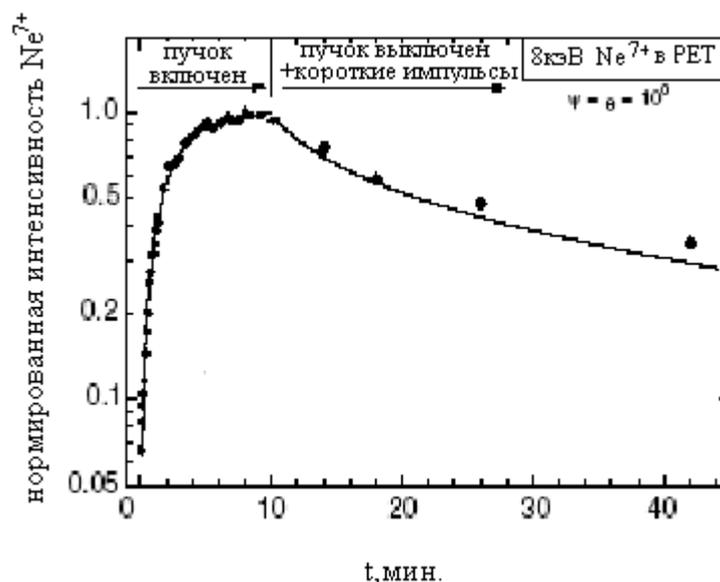


Рис.31 Зависимость от времени тока ионов, проходящих через РЕТ пленку, при зарядке и разрядке стенок капилляра [3]

Для объяснения такой зависимости авторы [3,4], считая процесс разрядки диффузионным, вынуждены предполагать сложную зависимость тока разрядки от величины заряда, высаженного на поверхности капилляра. Мы предлагаем иное объяснение не экспоненциальной разрядки стенок капилляра [34].

Рассмотрим пленку РЕТ с капиллярами, которую использует Столтерфоxt [3,4] для экспериментов по управлению пучками ионов (см. рис.32). Все капилляры идентичны, заряжены одинаково, расстояние между капиллярами много меньше чем их длина. Поэтому с хорошей

степенью точности можно считать, что пленка заряжена однородно вдоль поверхности и лишь может иметь неравномерное распределение заряда вдоль нормали к поверхности. Т.е. объемная плотность заряда в пленке зависит лишь от координаты  $x$  и от времени  $n(x,t)$ .

Такой однородный вдоль поверхности заряд создает внутри пленки поле, направленное вдоль капилляров, причем в середине по длине капилляров (в середине пленки) поле равно нулю, а при удалении от середины к концам капилляра (к поверхностям пленки) поле возрастает:

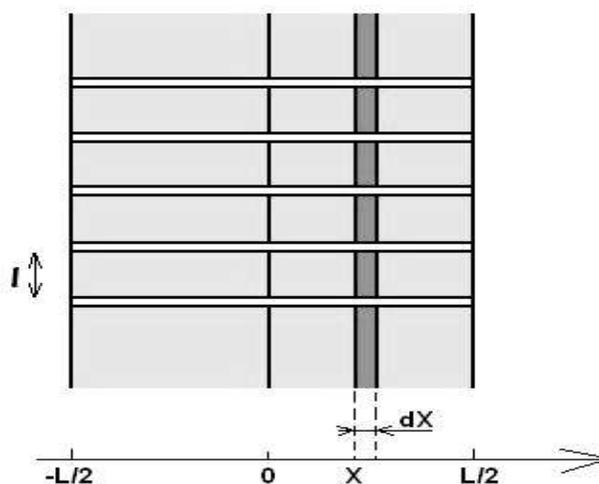


Рис. 32 Структура пленки PET с капиллярами

$$E(x,t) = 4\pi e \int_0^x n(x,t) dx \quad (16)$$

Это поле действует на заряды, лежащие на поверхности капилляров и в объеме материала, и приводит к дрейфу зарядов. Стеkanie заряда обеспечивается двумя механизмами: дрейфом и диффузией. Естественно скорость дрейфа и соответственно ток, обусловленный этим механизмом, зависит от величины поля, т.е. от величины заряда. Можно провести сравнительную оценку двух механизмов стекания заряда для условий эксперимента Столтерфохта [4]. По оценке Столтерфрхта заряд,

возникающий в каждом капилляре  $Q_0=5500$  е. Среднее расстояние между капиллярами  $l=2,5$  мкм. Отсюда плотность заряда на единицу поверхности пленки  $\sigma= 800$  е/мкм<sup>2</sup>. Т.е. напряженность поля можем оценить как  $E=2\pi\sigma=75000$  в/см. Чтобы оценить, какой из механизмов диффузия или дрейф играют более важную роль в процессе стекания заряда, сравним характерные времена этих двух процессов. Характерное время дрейфа оценим из равенства

$$\mu Et_{drift} = L, \quad (17)$$

т.е. из равенства длины дрейфа длине капилляра.

А время диффузии из соотношения:

$$\sqrt{Dt_{diff}} = L \quad (18)$$

т.е. из равенства диффузионной длины длине капилляра.

В равенствах (17, 18)  $\mu$  - подвижность носителей заряда,  $D$  – коэффициент диффузии носителей, и  $L=10$  мкм – толщина пленки или длина капилляра.

Отсюда находим:

$$\frac{t_{diff}}{t_{drift}} = \frac{\mu EL}{D} \quad (19)$$

Или если учесть соотношение Эйнштейна:

$$\mu = \frac{e}{kT} D \quad (20)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана и  $T$  – температура, то получим:

$$\frac{t_{diff}}{t_{drift}} = \frac{eLE}{kT} \square 10^3 \quad (21)$$

Таким образом, оценка показывает, что при том заряде, который возникает на внутренней поверхности капилляра, время стекания заряда за счет

диффузии на порядки больше чем за счет дрейфа. Следовательно, основным процессом ответственным за стекание заряда является процесс дрейфа, а не диффузии зарядов в пленке. Диффузия работает только в середине пленки там, где напряженность электрического поля много меньше, чем у поверхности пленки.

Посмотрим, как происходит разрядка капилляров после выключения пучка ионов. Если предположить, что распределение заряда внутри пленки симметрично относительно ее середины, то напряженность электрического поля действующего вдоль оси капилляра выражается простым интегралом (16), и скорость дрейфа зарядов как функцию продольной координаты можно записать в виде:

$$v(x, t) = \mu E = 4\pi\mu e \int_0^x n(x, t) dx \quad (22)$$

Уравнение, управляющее изменением распределения заряда, будет иметь вид:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} [n(x, t)v(x, t)] \quad (23)$$

Это уравнение имеет решение, которое не зависит от координаты  $x$ . Следовательно, такое распределение и реализуется:

$$n(x, t) = n(t) \quad (24)$$

Для величины  $n(t)$  из (23) и (22) получаем простое уравнение:

$$\frac{dn(t)}{dt} = -4\pi\mu e n^2(t) \quad (25)$$

Перейдем в уравнении (25) к величине заряда в отдельном капилляре:

$$Q(t) = n(t)Ll^2 \quad (26)$$

Решение уравнения (25) имеет простой вид:

$$Q(t) = \frac{Q_0 t_0}{t + t_0}, \quad \text{где} \quad t_0 = \frac{Ll^2}{4\pi\mu e Q_0} \quad (27)$$

На рис.33 показано, насколько решение (27) удовлетворительно описывает экспериментальную зависимость заряда капилляра от времени [3] при выборе параметра  $t_0=16$  мин. К сожалению, величина подвижности зарядов (электронов или дырок) на поверхности материала PET из других измерений неизвестна. Подчеркнем, что в предложенной модели (дрейфовый механизм), заряд уменьшается не по экспоненте, а по гиперболе. Модель хорошо описывает экспериментально измеренную зависимость без привлечения экзотической зависимости поверхностной проводимости от заряда стенок капилляра [3].

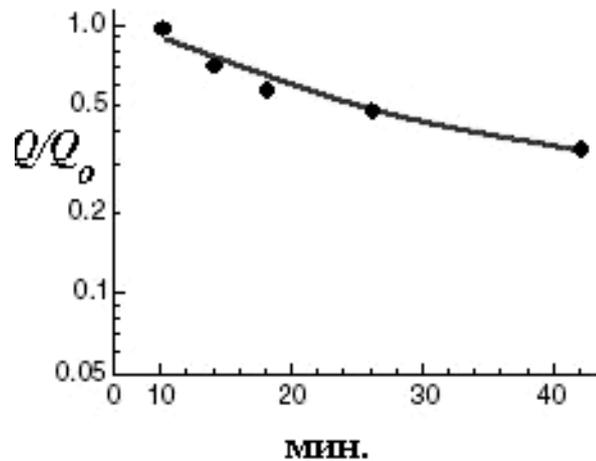


Рис.33 Экспериментальная (залитые кружки) [1] и теоретическая (сплошная кривая) зависимости заряда стенок капилляра от времени после выключения пучка ионов.

В рамках тех же представлений, т.е. пренебрегая диффузией зарядов, и принимая во внимание лишь их дрейф, можем записать уравнение, управляющее ростом величины заряда стенок капилляра при прохождении через него пучка:

$$\frac{dQ}{dt} = I_0 - I_t - I_{drift} \quad (28)$$

где  $I_0$  – ток ионов падающих на вход капилляра,  $I_t$  – ток ионов прошедших через капилляр и  $I_{drift} = \frac{4\pi\mu e}{Ll^2} Q^2$  – ток стекающих из

капилляра зарядов за счет дрейфа (см. уравнение (25)). Мы будем полагать вслед за Столтерфохтом [3], что ток проходящих через капилляр ионов пропорционален величине заряда, образовавшегося на его поверхности  $I_t = k_1 Q$ . Величина коэффициента  $k_1$  неизвестна, и не понятно как ее

можно оценить. Введем еще коэффициент  $k_2 = \frac{4\pi\mu e}{Ll^2}$ , тогда можем записать уравнение для  $Q(t)$  в замкнутой форме:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = I_0 - k_1 Q(t) - k_2 Q^2(t) \quad (29)$$

Поскольку для нормированного тока прошедших ионов имеем

$J(t) = \frac{I_t(t)}{I_{\max}} = \frac{Q(t)}{Q_0}$ , то уравнение для него запишется в виде:

$$\frac{dJ(t)}{dt} = \frac{I_0}{Q_0} - k_1 J(t) - k_2 Q_0 J^2(t) \quad (30)$$

Заметим, что коэффициент  $k_2 Q_0 = \frac{1}{t_0}$ , который уже был найден из аппроксимации экспериментальной кривой зависимости разрядки капилляра от времени, где  $t_0 = 16$  мин. Если экспериментально измерен заряд капилляра в стационарном режиме и величина тока ионов попадающих в капилляр, то из уравнения (30) легко найти коэффициент  $k_1$ :

$$k_1 = \frac{1}{Q_0} (I_0 - k_2) = \frac{I_0}{Q_0} - \frac{1}{t_0} \quad (31)$$

Решение уравнения (30) имеет вид:

$$J(t) = \frac{1 - e^{-t/\tau}}{1 + \frac{Q_0}{I_0 t_0} e^{-t/\tau}}, \quad \text{где} \quad \frac{1}{\tau} = \frac{I_0}{Q_0} + \frac{1}{t_0} \quad (32)$$

Полученное решение содержит один свободный параметр  $Q_0$ . Величина  $I_0=2000\text{e/мин}$  известна из условий эксперимента [3], и величина  $t_0$  найдена из временной зависимости процесса разрядки капилляра после выключения пучка ионов (см. выше). Варьируя параметр  $Q_0$ , мы можем аппроксимировать экспериментальную зависимость процесса зарядки капилляра и тем самым определить величину заряда стенок единичного капилляра в стационарном режиме.

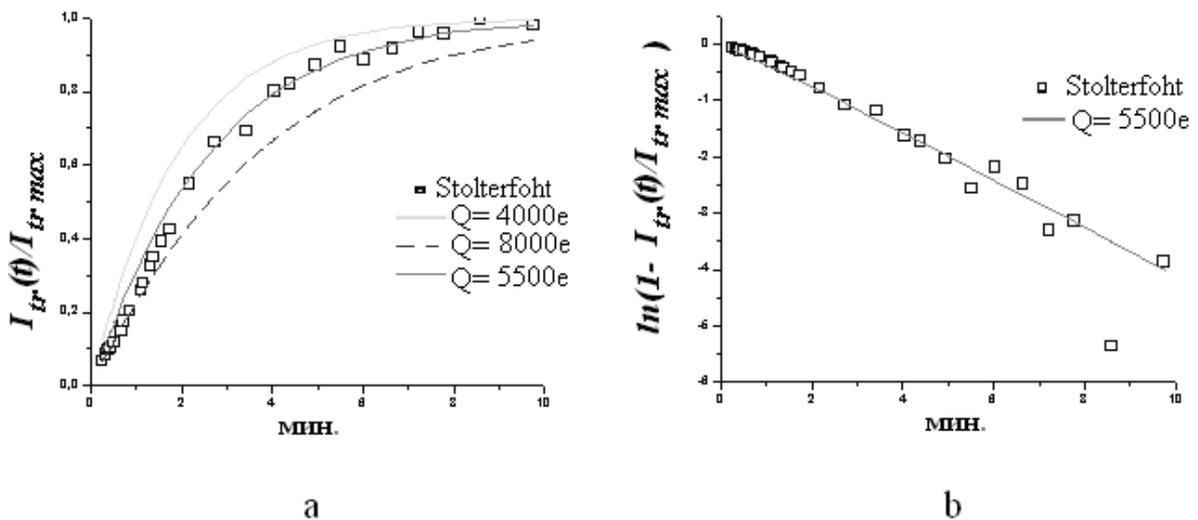


Рис.34 Подбор параметра  $Q_0$  для аппроксимации временной зависимости зарядки стенок капилляра (а); иллюстрация точности аппроксимации при  $Q_0=5500\text{e}$  (b)

На рис.34а показано семейство расчетных кривых  $J(t)$  при различных значениях параметра  $Q_0$ . Из рис.34b, на котором построены расчетная (при  $Q_0=5500\text{e}$ ) и экспериментальная кривые  $\ln(1 - J(t))$ , видно насколько удовлетворительно дрейфовая модель описывает экспериментально

измеренную зависимость. При описании процесса зарядки и разрядки капилляра не нужно привлекать экзотическую зависимость тока, стекающего с капилляра, от величины заряда на его стенках. Интересно отметить, что полученная из дрейфовой модели ( $Q_0=5500e$ ) оценка величины заряда на стенках капилляра, совпадает с оценкой, полученной Столтерфохтом из диффузионной модели. Зная величину заряда и значение  $t_0$ , легко оценить неизвестную величину подвижности зарядов на поверхности капилляров в пленке PET  $\mu = 3,6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ . Такая величина подвижности вполне разумна.

## Глава 2. Область рассеяния ионов при входе в диэлектрический канал

В проведенных экспериментах с диэлектрическими цилиндрическими капиллярами и конусами показано, что зависимость прохождения пучков положительных ионов через капилляры от угла падения пучка имеет весьма нетривиальный вид (например, см. рис.2). Частицы отклоняются капиллярами от первоначального направления на достаточно большие углы (много больше геометрического пропускания рис.7), причем абсолютно большая часть прошедших ионов (~98%) сохраняет начальное зарядовое состояние и энергию. Мы исследуем тот же эффект (названный эффектом управления пучком ионов с помощью диэлектрического канала - эффект *guiding*) в плоском капилляре. Захват ионов в режим управляемого движения в капилляре происходит, благодаря специфической зарядке стенок капилляра вблизи входа пучка в канал, эта область называется областью рассеяния (Рис.3).

Для исследования зависимости проходящего через плоский капилляр тока ионов нами были проведены эксперименты в научном центре RIKEN (Япония) и в НИИЯФ МГУ. В RIKEN мы работали с пучком ионов  $Ar^{+8}$ , в Москве – с протонами [25,26,31,35].

Затем была построена теоретическая модель. Чтобы объяснить экспериментальные результаты, понадобилось ввести предположение о скачкообразной зависимости поверхностной проводимости облучаемого изолятора от величины высаженного на нем заряда. Модель позволила удовлетворительно объяснить полученные эффекты, что говорит о

справедливости сделанного предположения. Таким образом, можно утверждать, что обнаружено новое интересное свойство изолятора, находящегося под воздействием ионного облучения.

## 2.1 Экспериментальное исследование зависимости тока ионов прошедших через капилляр от угла падения пучка на капилляр.

В первых экспериментах использовался плоский капилляр, который был образован двумя стеклянными пластинами длиной 75 мм, с расстоянием между ними около 100 мкм. В дальнейшем использовались капилляры и другой длины. Капилляр устанавливался в гониометре с помощью держателя с маской на входе в капилляр и помещался в вакуумную камеру. На рис.35 показана фотография плоского капилляра в держателе. Внешняя поверхность нижней пластины была покрыта алюминиевой фольгой и заземлена.

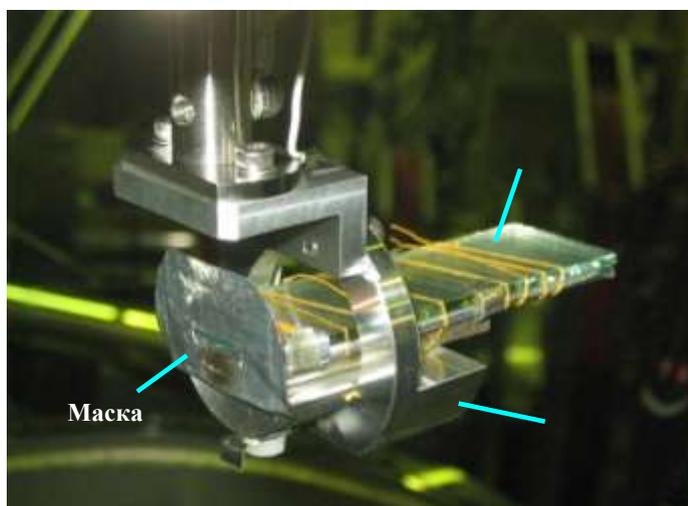


Рис.35 Плоский диэлектрический капилляр в держателе

Схема эксперимента изображена на рис.36. Пучок ионов  $Ar^{8+}$  проходит через коллиматор с отверстием диаметром 2 мм и попадает в капилляр. Ионы, прошедшие через канал, проходят через отклоняющий

плоский конденсатор и попадают либо на флюоресцирующий экран, либо отклоняются на металлическую пластину, позволяющую измерять ток прошедшего пучка. С помощью гониометра можно наклонять плоскость капилляра относительно оси пучка (угол  $\varphi$ ).

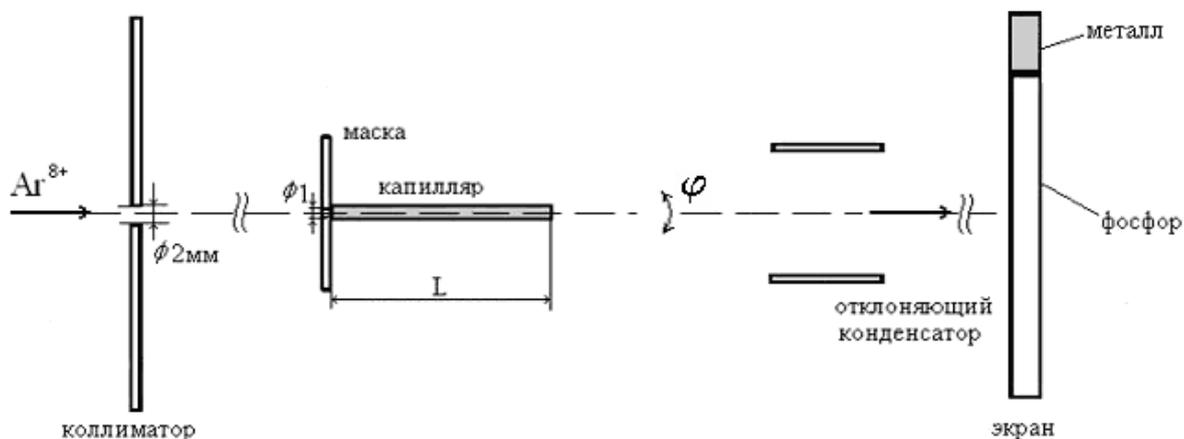


Рис.36 Схема эксперимента для исследования угловой зависимости, проходящего через плоский капилляр тока ионов  $Ar^{+8}$  от угла наклона плоскости капилляра по отношению к пучку

След прошедшего через капилляр пучка на флюоресцирующем экране фиксировался с помощью цифровой фотокамеры. Измерения проводились при вакууме в камере  $\sim 1 \times 10^{-7}$  Торр, максимальное напряжение на пластинах отклоняющего конденсатора  $\pm 1860\text{В}$ . На рис.36а показан гониометр, использовавшийся в экспериментах в НИИЯФ МГУ. Этот гониометр изготовлен в НИИЯФ, имеет 5 степеней вращения с дистанционным управлением и приводом от шаговых моторов, находящихся в вакуумной камере. В эксперименте, в RIKEN гониометр приводился вручную с управлением через механические вакуумные вводы.

Методика измерений заключалась в следующем. Сначала при включенном отклоняющем конденсаторе измерялся ток пучка. Затем напряжение отключалось, и след пучка оказывался в центре покрытого



Рис. 36а. Вид гониометра

люминофором экрана. С помощью фотокамеры делался снимок пятна и после этого пучок сразу же отклонялся конденсатором на проводящую часть экрана. Затем производился наклон пластин на небольшой угол относительно оси пучка, и прошедший пучок вновь выводился на экран для повторного снимка, и затем измерялся ток проходящих ионов. Серия снимков позволяла судить о том, как смещается (т.е. как управляется) пучок плоским капилляром. Оказалось, что пятно от пучка на экране смещается на тот же угол, на который наклоняется капилляр, в тех угловых пределах, в которых ионы проходят через капилляр.

Угловые зависимости тока измерялись для нескольких энергий ионов  $\text{Ar}^{+8}$  32 кэВ, 68 кэВ и 104 кэВ при токе падающего пучка 4 нА. При прохождении ионов на стенках в капилляре после каждого измерения образуется некоторый положительный заряд, который стекает медленно и может исказить следующее измерение. Поэтому между последовательными измерениями тока производилась нейтрализация этого заряда, для чего пластинки облучались электронами низких энергий (около 2-х кэВ).

При работе с малым током оказалось, что угловая зависимость (рис.37) имеет параболическую форму (квадратичная парабола). Такой вывод следует из того, что при аппроксимации экспериментальной зависимости гауссоидой оказалось, что парабола по критерию наименьших квадратов на порядок точнее описывает полученные результаты, чем гауссоида.

Затем были проведены измерения тех же угловых зависимостей для энергии ионов 104 кэВ при разных величинах тока. Эти зависимости показаны на рис.38. Оказалось, что после пропускания большого тока (500 нА) через капилляр форма угловой зависимости изменилась, она стала подобной трапеции. Причем возвращение к малому току после

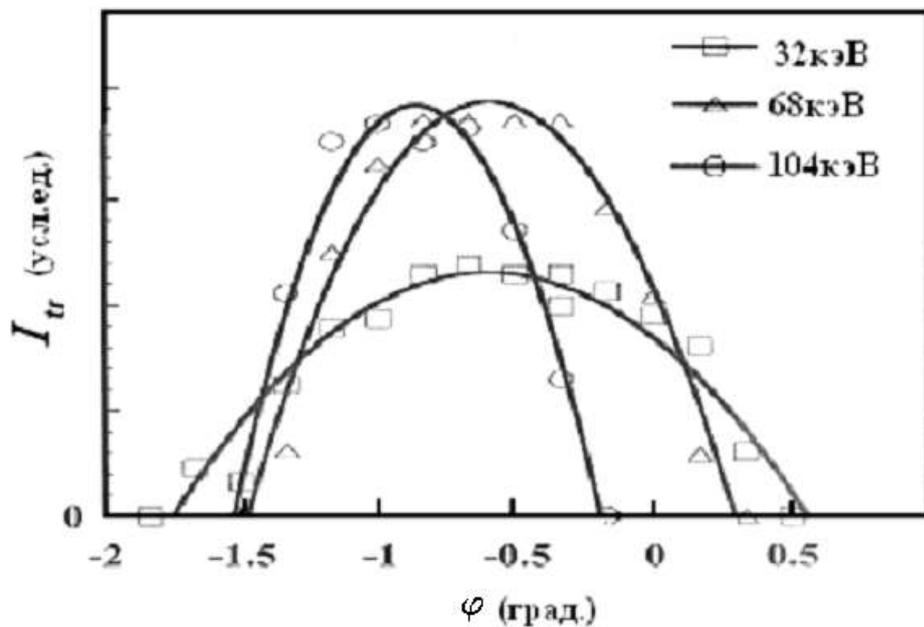


Рис.37 Угловая зависимость проходящего через плоский капилляр тока ионов  $Ar^{+8}$  различных энергий при малом токе (4 нА) от угла наклона плоскости капилляра по отношению к оси пучка

пропускания большого тока не меняет форму зависимости. Это означает что, после пропускания большого тока происходит какое-то изменение свойств поверхности изолятора, которое определяет угловую зависимость, и это новое состояние поверхности в дальнейшем сохраняется. В развитой ниже модели мы постараемся объяснить такое поведение угловой зависимости.

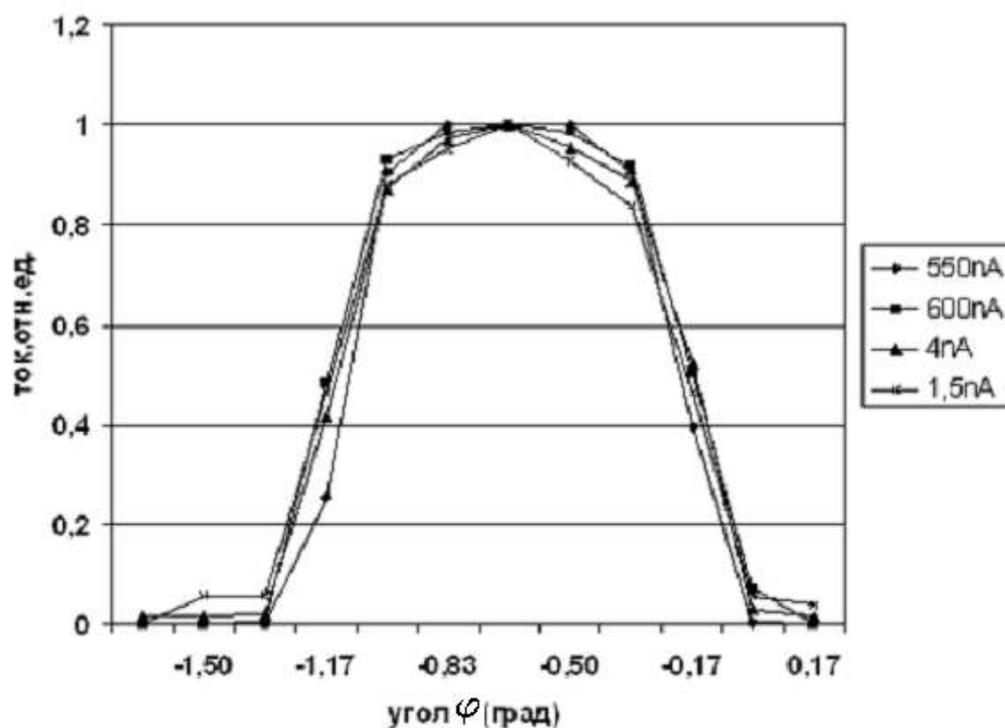


Рис.38 Угловая зависимость проходящего через плоский капилляр тока ионов  $Ar^{8+}$  с энергией 104 кэВ от угла наклона капилляра при разных токах после модификации поверхности большим током (500 нА)

## 2.2 Теоретическая модель движения частиц в области рассеяния

Модель для объяснения экспериментально полученного поведения угловой зависимости, описанного в предыдущем разделе (рис.37,38), основана на предположении, что поверхностная проводимость изолятора при воздействии на него пучка ионов зависит от плотности

образовавшегося на поверхности стенок капилляра заряда. Причем эта зависимость достаточно резкая. Мы предполагаем ступенчатую зависимость, которая показана на рис.39 а. Если плотность заряда превышает некоторую критическую величину ( $\sigma_0$ ), то проводимость резко возрастает в несколько раз. Вывод о резкой зависимости поверхностной проводимости от плотности поверхностного заряда был сделан также в работе [36] (рис. 39 б) при исследовании прохождения ионов через цилиндрический капилляр. Правда, там предполагается не ступенчатая, а экспоненциальная зависимость.

Если предположить зависимость, показанную на рис.39 а [37], то механизм управления пучком с помощью плоского капилляра легко понять из рисунка 40. При падении пучка ионов под углом  $\varphi$  к оси капилляра после завершения переходных процессов и установления стационарного состояния некоторая часть пучка ( $\delta$ ), попадая на стенку, создает и поддерживает плотность заряда  $\sigma_0$  на участке верхней пластины капилляра длиной  $l$ . Плотность заряда на всей длине  $l$  постоянна и равна  $\sigma_0$ , т.к. при превышении этой величины, благодаря резкому возрастанию проводимости (рис.39) излишек заряда мгновенно сбрасывается. Величина

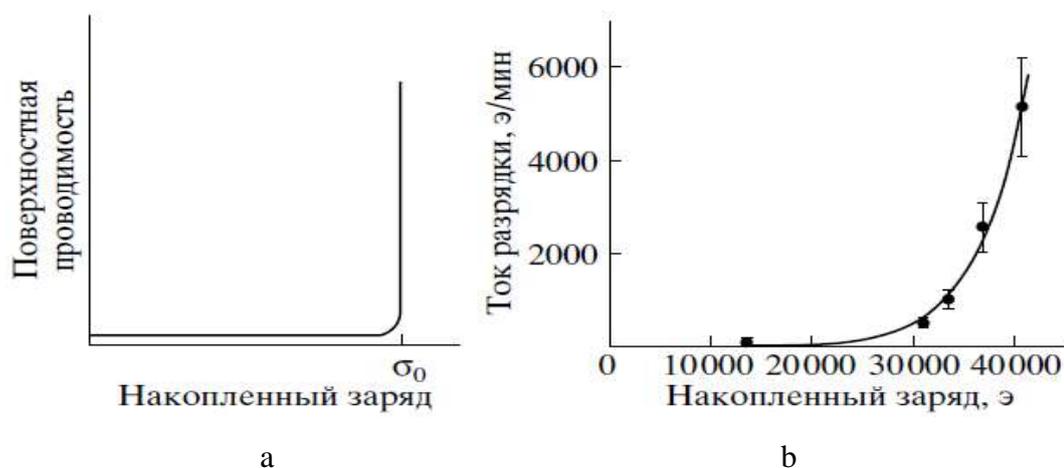


Рис.39 Зависимость поверхностной проводимости изолятора стенки от поверхностной плотности заряда плоского капилляра при воздействии пучка ионов: а – наша модель, б- из работы [36]

доли пучка ( $\delta$ ), необходимая для поддержания отклоняющего пучок заряда, определяется длиной  $l$ . В свою очередь длина  $l$  определяется тем, какой путь необходимо пройти ионам в однородном поле (создаваемом зарядом на стенке)  $2\pi\sigma_0$ , чтобы отклониться на угол  $\varphi$ . Эта длина подстраивается автоматически. Если заряженный участок недостаточен, чтобы отклонить пучок на угол  $\varphi$ , то ионы продолжают сталкиваться со стенкой и происходит расширение заряженной области до тех пор, пока ионы не станут отклоняться на этот угол.

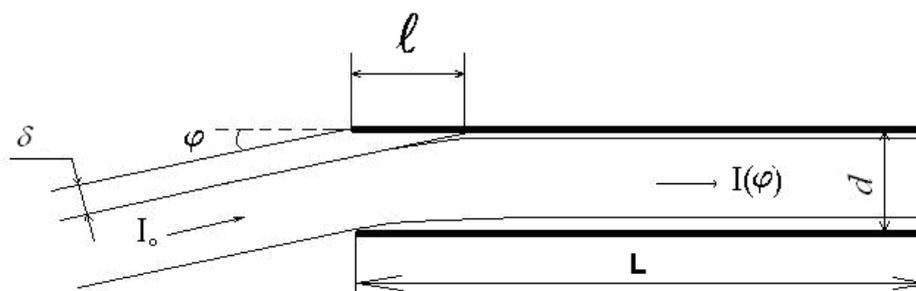


Рис. 40 Схема движения ионов при отклонении пучка от оси капилляра

После этого пучок проходит, не касаясь стенки канала, и зарядка прекращается. Электрическое поле на участке  $l$  однородно, т.к.  $l$  много больше расстояния  $d$  между стенками капилляра и плотность заряда постоянна. В таком поле все ионы кроме тех, которые подзаряжают участок  $l$ , отклоняются на один и тот же угол независимо от точки входа в капилляр. Таким образом, параллельный пучок, входящий в капилляр под углом  $\varphi$ , преобразуется в параллельный пучок, движущийся вдоль оси капилляра.

На оставшемся участке капилляра ионы движутся так же, как при нулевом угле входа пучка в капилляр (область транспортировки). Для

прохождения ионов без контакта со стенками на этом участке, также самоорганизующимся образом возникает поверхностный заряд (см. Главу 1), но он имеет величину существенно меньшую, чем  $\sigma_0$ .

Очевидно, что при увеличении угла  $\varphi$  увеличивается длина  $l$ . Эта длина легко вычисляется:

$$\begin{aligned} v_{\perp} = ta_{\perp} \quad t = \frac{l}{v} \quad a_{\perp} = \frac{2\pi\sigma_0 ze^2}{M} \quad \rightarrow \quad v_{\perp} = \frac{l}{v} \frac{2\pi\sigma_0 ze^2}{M} \\ \varphi = \frac{\pi\sigma_0 ze^2 l}{E} \end{aligned} \quad (33)$$

откуда для длины  $l$  получаем:

$$l = \frac{\varphi E}{ze^2 \pi \sigma_0} < L, \quad E = \frac{Mv^2}{2} \quad (34)$$

Из этого простого вывода находим долю пучка падающих ионов, которая необходима для поддержания заряда на поверхности верхней пластины, необходимого для прохождения остальных ионов через капилляр.

$$\delta = \frac{\varphi l}{2} = \varphi^2 \frac{E}{ze^2 2\pi\sigma_0} \quad (35)$$

Легко вычислить долю прошедших ионов  $(d - \delta) / d$ :

$$\frac{I_{tr}}{I_0} = 1 - \varphi^2 \frac{E}{ze^2 2\pi\sigma_0 d} \quad (36)$$

Это выражение имеет два ограничения. Во-первых, доля пучка ( $\delta$ ) не может быть больше всего пучка. Во-вторых, нельзя зарядить участок капилляра ( $l$ ) больше полной длины капилляра. Отсюда естественным образом возникают два характерных угла  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ .

$$\varphi_1 = \sqrt{\frac{2\pi ze^2 d}{E}} \cdot \sqrt{\sigma_0}, \quad \varphi_2 = \frac{\pi ze^2 L}{E} \sigma_0 \quad (37)$$

Первый соответствует обращению в ноль доли проходящих ионов. Это ситуация, при которой полного пучка недостаточно, чтобы зарядить участок стенки достаточный по длине для отклонения ионов на угол  $\varphi \geq \varphi_1$ . Т.е. при угле падения  $\varphi_1$  уже нужен весь пучок, чтобы зарядить участок необходимый для отклонения ионов на этот угол, и не остается ионов для прохождения через капилляр. А второй критический угол соответствует ситуации, при которой вся длина верхней пластины капилляра уже заряжена максимально возможно и больше увеличиваться не может. Такая ситуация возникает, если значения либо  $\sigma_0$  либо  $L$  не достаточно велики.

В нашем эксперименте капилляр не менялся, и его длина не менялась, следовательно, форма угловой зависимости изменилась из-за того, что после обработки стенок капилляра большим током поверхность модифицировалась так, что величина критической поверхностной проводимости  $\sigma_0$  стала меньше. На рис.41 показано поведение критических углов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  как функции  $\sigma_0$ . Видно, что есть некоторая граничная величина  $\bar{\sigma}$ , слева от которой будет наблюдаться трапециевидная форма угловой зависимости, а справа параболическая. Из уравнения  $\varphi_1 = \varphi_2$  получим положение границы:

$$\bar{\sigma} = \frac{2Ed}{\pi z e^2 L^2} \quad (38)$$

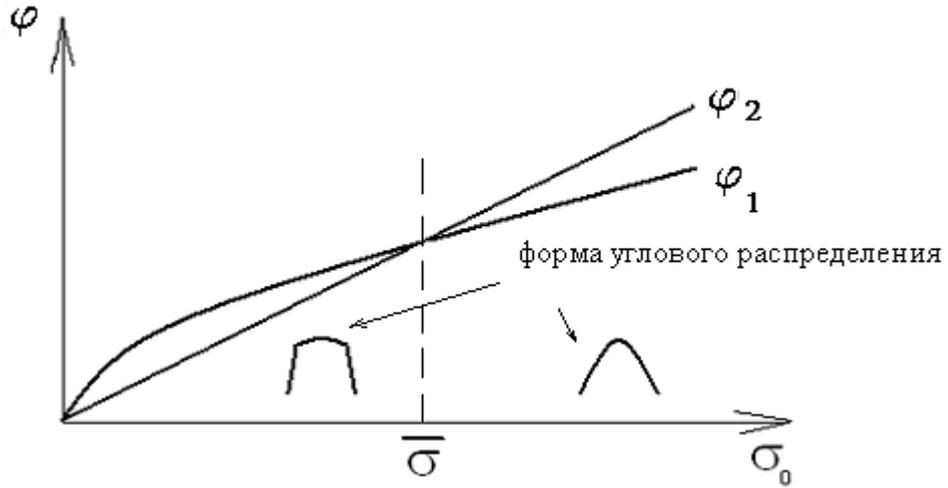


Рис. 41 Зависимость критических углов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  от  $\sigma_0$

Из равенства (38) видно, как можно проверить справедливость построенной модели и, следовательно, справедливость определяющего предположения о резком возрастании поверхностной проводимости при достижении некоторой плотности заряда (рис.39). При энергии 13 кэВ/заряд мы получили трапецевидную зависимость. Если мы уменьшим теперь энергию ( $E$ ), то уменьшится величина  $\bar{\sigma}$ , величина  $\sigma_0$  станет больше чем  $\bar{\sigma}$ , и, следовательно, форма угловой зависимости должна стать параболической (рис.41). Это изменение произойдет при переходе по энергии ниже величины:

$$E_0 = \frac{\pi z e^2 L^2 \bar{\sigma}}{2d} \quad (39)$$

Такое изменение формы при изменении энергии явилось бы подтверждением и модели управления пучком с помощью капилляра и главное, необычной ступенчатой зависимости поверхностной проводимости диэлектрика как функции плотности поверхностного заряда. Резкую зависимость поверхностной проводимости диэлектрика легко понять, т. к. при воздействии пучка в поверхностном слое диэлектрика имеет место неравновесное распределение электронов по энергетическим

состояниям, и проводимость сильно зависит от структуры этих состояний. В частности играют важную роль состояния связанные своим существованием инородным атомам, осевшим на поверхность. После обработки поверхности интенсивным пучком ионов поверхность очищается, плотность таких ловушек уменьшается и поэтому снижается порог перехода изолятора ( $\sigma_0$ ) в состояние с высокой поверхностной проводимостью. Постановка экспериментов по проверке предсказания модели представляет интерес с точки зрения изучения свойств проводимости изоляторов при облучении их быстрыми ионами.

### **2.3 О резкой зависимости поверхностной проводимости диэлектрика от плотности заряда при воздействии ионного пучка.**

Выше предложена модель захвата ионов в режим управления в предположении, что поверхностная проводимость изолятора стенки капилляра имеет ступенчатую зависимость от поверхностного заряда. При этом на пластине, на которую падает пучок, начальный участок длиной  $l$  заряжается до плотности  $\sigma_0$  и на этой длине в плоском капилляре образуется однородное поле  $2\pi\sigma_0$ . Чтобы имела место такая картина управления пучком, не обязательна строго ступенчатая зависимость проводимости от заряда поверхности, достаточно, чтобы проводимость резко возрастала при увеличении поверхностного заряда, например, экспоненциально, как предложено в работе Столтерфохта. Дело в том, что в эксперименте с цилиндрическими капиллярами было обнаружено удивительное поведение зависимости величины проходящего тока от величины входящего тока ионов. Казалось бы, что при увеличении тока ионов доля ионов необходимая для поддержания заряда на стенке капилляра должна уменьшаться, т.е. должна увеличиваться доля

проходящих ионов. Однако эксперимент показал, что доля проходящих ионов практически не зависит от величины тока входящих в капилляр ионов. Это означает, что ток разрядки резко увеличивается при достижении некоторой величины поверхностного заряда (рис. 42в). Это понятно из изложенной выше модели [37]. В этом случае плотность заряда на участке  $l$  будет зависеть от тока пучка, но эта зависимость очень слабая.

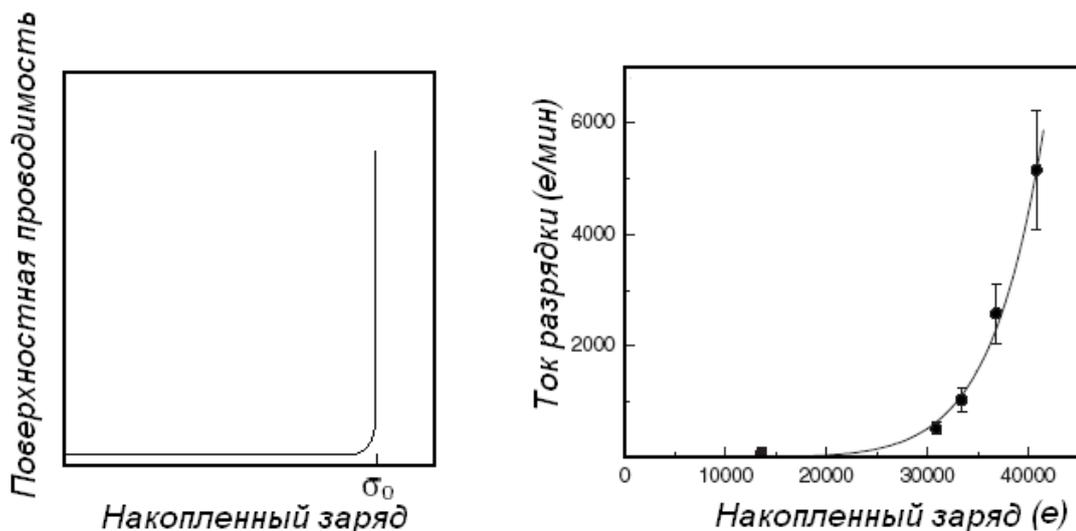


Рис.42 а) модельная зависимость поверхностной проводимости облучаемого диэлектрика от плотности заряда на поверхности. в) зависимость тока разрядки цилиндрического капилляра от заряда на его поверхности [36].

Резкая зависимость поверхностной проводимости от заряда, т.е. от напряженности поля движущего заряды может быть легко объяснена механизмом проводимости. Ведь поверхностная проводимость диэлектрика это в основном скачковая проводимость. Кроме этой причины есть еще механизм уменьшающий зарядку диэлектрика по мере увеличения его поверхностного заряда. Заряд в диэлектрик вносится не только непосредственно зарядом иона, но также и за счет эмиссии электронов. Средняя энергия выбиваемых электронов порядка 1 эВ, поэтому, если потенциал зарядившегося диэлектрика становится больше

1В, эмиссия сильно подавляется, т.е. темп зарядки падает. Это эффективно действует так же, как увеличение тока утечки.

### **Глава 3. Эффект двойного управления положительными ионами с помощью плоских диэлектрических каналов.**

В предыдущих разделах рассматривались область транспортировки и область рассеяния, которые можно выделить в капиллярах для понимания механизма прохождения через них положительных ионов. Анализ области транспортировки для плоского капилляра, а также модель для угловой зависимости проходящего через плоский канал тока пучка, позволили объяснить и понять бесконтактное прохождение ионов через диэлектрические капилляры и эффект управления (guiding), возникающий в цилиндрических, конусных и плоских капиллярах. Однако в ходе исследования механизма транспортировки ионов через плоский канал, как уже упоминалось ранее, возникла идея об образовании на поверхности диэлектрика двумерного кулоновского кристалла (1.3, п.4) [32]. При этом можно ожидать, что возникает силовое поле, способное не только осуществлять управление пучком при отклонении плоскости капилляра от оси пучка (guiding), но и способное управлять пучком ионов при повороте плоского диэлектрического капилляра вокруг вертикальной оси без нарушения положения плоскости капилляра (рис.43). Был поставлен эксперимент, который показал, что пучок действительно в некоторых пределах следует за поворотом капилляра. Это явление мы назвали эффектом двойного управления пучком ионов с помощью плоского диэлектрического капилляра (double guiding) [31]. Экспериментально этот

эффект впервые был обнаружен в НИИЯФ МГУ, а затем повторно воспроизведен нами в Японии. Ниже приведены описания экспериментов и их результаты, а также предложена теоретическая модель, объясняющая полученный эффект.

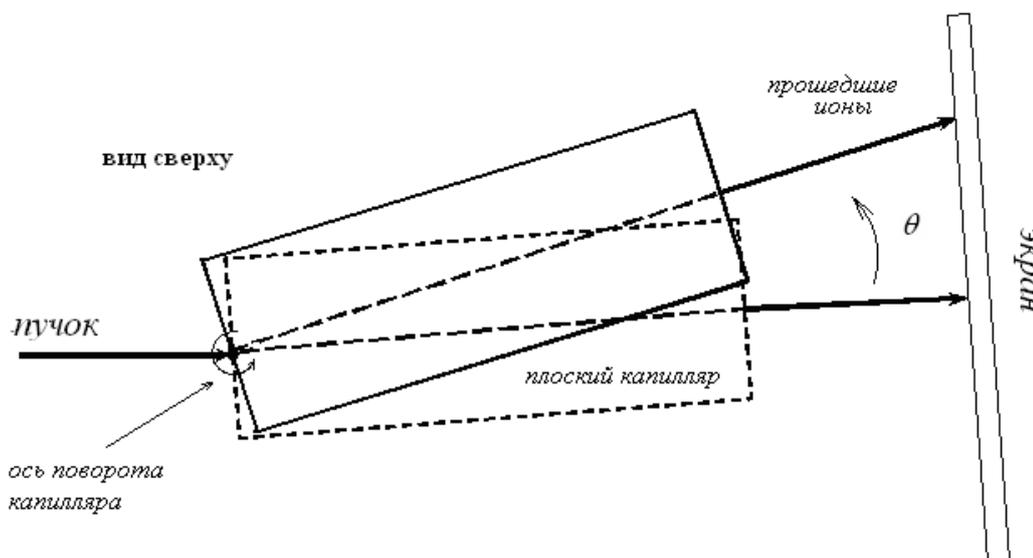


Рис. 43 Схематичное изображение эффекта двойного управления пучком с помощью плоского диэлектрического капилляра при его повороте без нарушения положения плоскости на угол  $\theta$  (вид сверху)

### 3.1 Экспериментальное исследование эффекта

#### п.1 Эксперимент с пучком протонов.

Эффект двойного управления ионами с помощью плоского капилляра (double guiding) экспериментально впервые наблюдался в НИИЯФ МГУ в 2005 году. Эксперимент проводился на ускорителе КГ-500.

На рисунке 44 показана схема эксперимента. Пучок протонов с энергией 100 кэВ проходит через плоский капилляр, образованный двумя стеклянными пластинами длиной 75 мм и с расстоянием между

пластинами 0.1 мм. Нижняя пластина и торцы стеклянных пластин были покрыты алюминиевой фольгой и заземлены. Положение прошедшего пучка фиксировалось на экране с помощью фотокамеры. Капилляр устанавливался в гониометрическое устройство, позволяющее поворачивать его вокруг всех трех осей. Затем капилляр ориентировался вдоль пучка, наклонялся на угол  $0,1^{\circ}$  так, что ионы сталкивались с нижней пластиной, и удерживался в таком положении несколько минут. Потом производился поворот капилляра вокруг оси перпендикулярной плоскости капилляра на малый угол в одну сторону. Фиксировалось положение пятна ионов на экране, и капилляр возвращался в исходное положение. Затем та же процедура производилась в другую сторону. Эта операция производилась для 5-6 углов поворота в каждую сторону. Геометрия эксперимента (положение плоскости капилляра) при этом не изменяется и, казалось бы, направление движения пучка должно сохраниться, тем не менее, на экране наблюдалось смещение пучка вслед за поворачивающимся капилляром (см. рис.45). Пучок следовал за капилляром в пределах 1 градуса. При повороте капилляра на больший угол пучок возвращается к исходному направлению. Это наблюдение означает, что пучок, заряжая поверхность стенки, создает на ней некоторую структуру, которая сохраняется после поворота капилляра, поворачивается вместе с капилляром и заставляет пучок тоже поворачивать вслед за поворотом гониометра. То, что эта структура не является чисто механическим нарушением поверхности, следует из того, что после одного эксперимента можно провести второй с новым начальным направлением пучка и эффект управления повторится. Если бы образовывались механические «борозды», то они не исчезали бы. Кроме

того, анализ поверхности в оптическом микроскопе также не показал образование механических “борозд”. Следовательно, образуется некая зарядовая структура, имеющая либо микро, либо макро характер, которая через некоторое время исчезает, благодаря разрядке диэлектрика. Иницированы такие исследования были предположением о возможности образования двумерного кулоновского кристалла на поверхности изолятора, т.е. предположением об образовании микроструктуры в распределении заряда (см. выше). Обсуждение этого будет дано ниже.

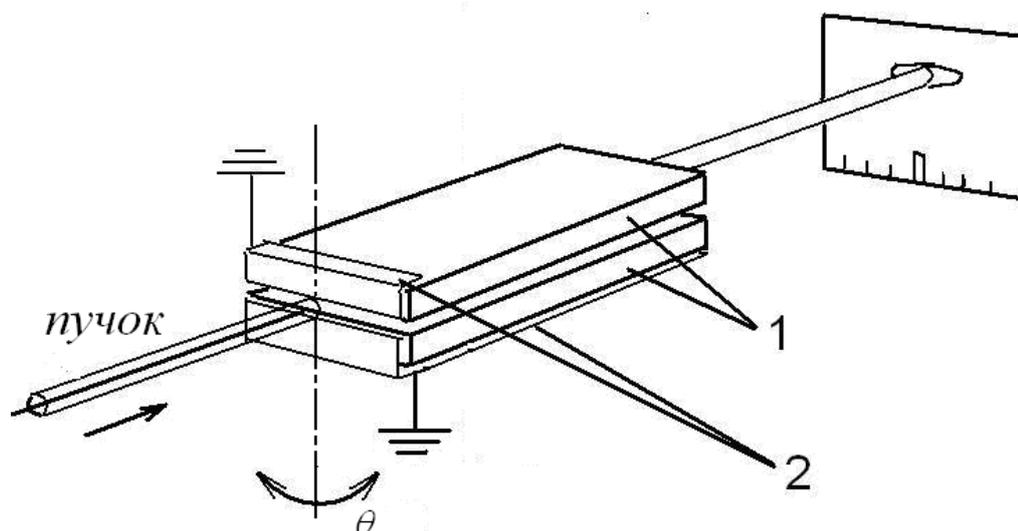


Рис.44 Схема эксперимента (1 – стеклянные пластины, 2 - алюминиевая фольга)

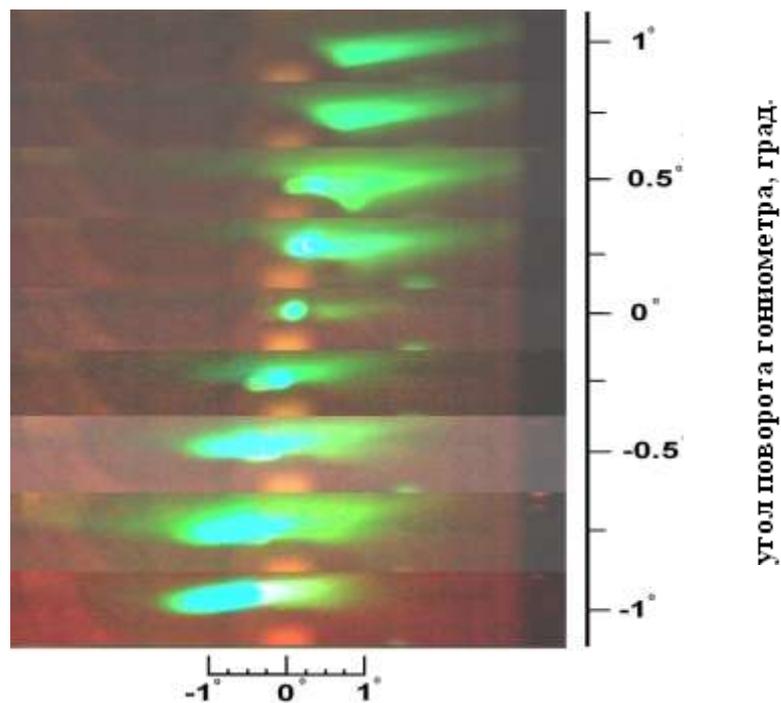


Рис.45 Смещение следа пучка на флюоресцирующем экране при повороте пластин

## п.2 Эксперимент с пучком $Ar^{8+}$ .

В 2006 году в совместном с группой японских ученых эксперименте в японском научно-исследовательском центре RIKEN эффект двойного управления пучком был воспроизведен на капилляре длиной 76 и 56 мм.

Эксперимент проводился на пучке многозарядных ионов  $Ar^{8+}$  с энергией 100 кэВ. Схема установки изображена на рисунке 46.

В ходе эксперимента пучок ионов  $Ar^{8+}$  проходил через коллиматор с отверстием диаметром 2 мм и попадал в капилляр (на входе капилляра установлена медная маска). Ионы, прошедшие через канал, попадали на флюоресцирующий экран либо отклонялись с помощью отклоняющего плоского конденсатора (дефлектора) на металлическую пластину, позволяющую измерять ток прошедшего пучка. С помощью гониометра

можно менять угол наклона плоскости капилляра  $\varphi$  и вращать капилляр в горизонтальной плоскости без нарушения ориентации плоскости ( $\square$  угол  $\theta$ ). След прошедшего через капилляр пучка на флюоресцирующем экране фиксировался с помощью цифровой фотокамеры.

Работа проводилась при вакууме в камере  $\sim 1 \times 10^{-7}$  Торр, максимальное напряжение на дефлекторе, при котором ионы отклоняются на металлическую пластину, - 1860 В на верхней обкладке и +1860 В на нижней.

Следует заметить, что отклоняющий конденсатор являлся важным элементом не только для того, чтобы измерять ток проходящего пучка, но и для уверенной фиксации сдвига следа пучка на экране (см. ниже). Кроме того, конденсатор позволяет избегать слишком долгого воздействия без необходимости ионов пучка на покрытие экрана, приводящее к его деградации.

Первоначально метод наблюдения эффекта заключался в следующем. Сначала при включенном конденсаторе измерялся ток пучка. Затем напряжение на дефлекторе отключалось, и след пучка оказывался в центре экрана. С помощью фотокамеры делался снимок пятна и после этого пучок сразу же отклонялся конденсатором на проводящую часть экрана. Затем производился поворот капилляра вокруг вертикальной оси, и пучок вновь выводился на экран для повторного снимка.

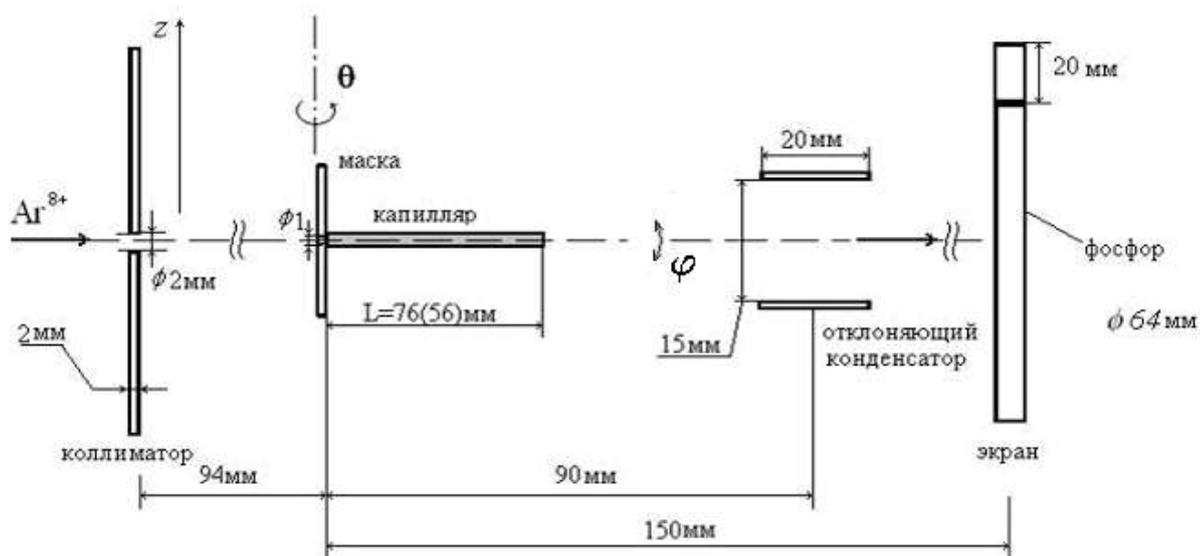


Рис.46 Схема установки

Полученные таким способом фотографии совмещались друг с другом для определения сдвига между начальным и конечным следами пучка при повороте плоского капилляра. Так наблюдался эффект двойного управления пучком многозарядных ионов  $\text{Ag}^{8+}$ .

Однако этим способом не удавалось надежно многократно зафиксировать эффект, поскольку в последующих экспериментах часто след прошедшего пучка после поворота уширялся и менял структуру. Для надежного подтверждения существования эффекта двойного управления пучком с помощью плоского диэлектрического капилляра в 2007 году была проведена новая серия экспериментов, в которых использовалась новая методика наблюдения эффекта. Эта серия экспериментов также проводилась в японском центре RIKEN.

Для исследования эффекта двойного управления пучком многозарядных ионов (double guiding) была использована конфигурация капилляра, изображенная на рис. 47(слева). Нижняя пластина была покрыта алюминиевой фольгой (далее будет показано, что это важный момент). Для создания зазора между пластинами также использовалась

алюминиевая фольга толщиной около 100 мкм. Все электроды из фольги заземлялись. Входной и выходной торцы капилляра покрывались проводящей пастой и соединялись с фольгой нижней пластины. Такой капилляр закреплялся в держателе (рис.47 справа) и помещался в вакуумную камеру с гониометрическим устройством. Схема установки та же, что и в предыдущем эксперименте (рис.46). В этих экспериментах использовались капилляры длиной 76 мм и 56 мм, расстояние между стеклянными пластинками составляло около 100 мкм.

Чтобы надежно проследить следование пучка за поворотом капилляра в горизонтальной плоскости, был разработан следующий прием. Снималось напряжение на одной пластине дефлектора, угол отклонения уменьшался, и след прошедшего пучка оказывался в верхней области флюоресцирующего экрана. Затем делался снимок, причем экспозиция фотоаппарата устанавливалась максимальной (в нашем случае 15 секунд) и

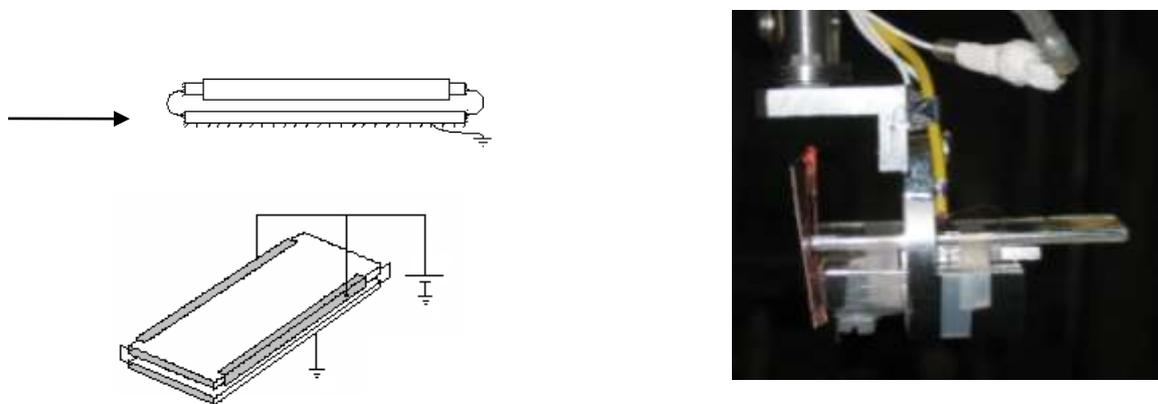


Рис. 47 Слева – схема плоского капилляра, использованная в экспериментах, справа – фотография капилляра в держателе

во время съемки отключалось питание второй пластины дефлектора. Фильтрующий конденсатор питания дефлектора начинал постепенно разряжаться, напряжение на пластине дефлектора падало, и след пучка на

экране начинал двигаться вниз. В течение времени движения следа пучка на экране производился быстрый поворот пластины на небольшой угол  $\theta$ .

В результате мы получили возможность не только видеть на экране начальное и конечное положения следа прошедших через капилляр ионов, но и полностью проследить траекторию движения этого следа на экране при повороте пластин капилляра. Т. е. получили развертку во времени поворота пучка вслед за капилляром.

На рис.48 представлена фотография движения следа пучка ионов  $\text{Ar}^{8+}$  с энергией 80 кэВ для капилляра длиной 76 мм. На этой фотографии в процессе съемки капилляр был повернут на угол  $-1^\circ$  относительно вертикальной оси пучка (угол  $\theta = -1^\circ$ ). По тому, как ведет себя пятно от пучка на снимке, можно утверждать, что прошедшие ионы следовали за поворотом капилляра. Причем, используя полученное изображение, можно найти угол поворота пучка и сравнить его с углом поворота капилляра. Но как видно не весь пучок следовал за поворотом капилляра.

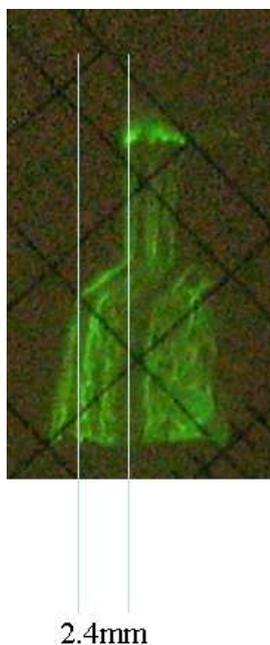


Рис.48 Движение следа пучка на экране при повороте капилляра на угол  $\theta \sim \square\square^\circ$

След от пучка раздваивался. Одна часть поворачивала вместе с капилляром, а вторая не поворачивала. Наличие группы ионов, которая не поворачивает, маскирует группу поворачивающих ионов, если фиксировать только начальное и конечное положение следа ионов на экране. Поэтому, когда наблюдение проводилось по старой методике (без развертки процесса поворота во времени), не всегда удавалось зафиксировать поворот пучка.

На рис. 49 представлены полученные новым методом фотографии с поворотами пластин на углы  $\theta$  в пределах 1.5 градуса в обоих направлениях при различных углах наклона пластин  $\varphi$ .

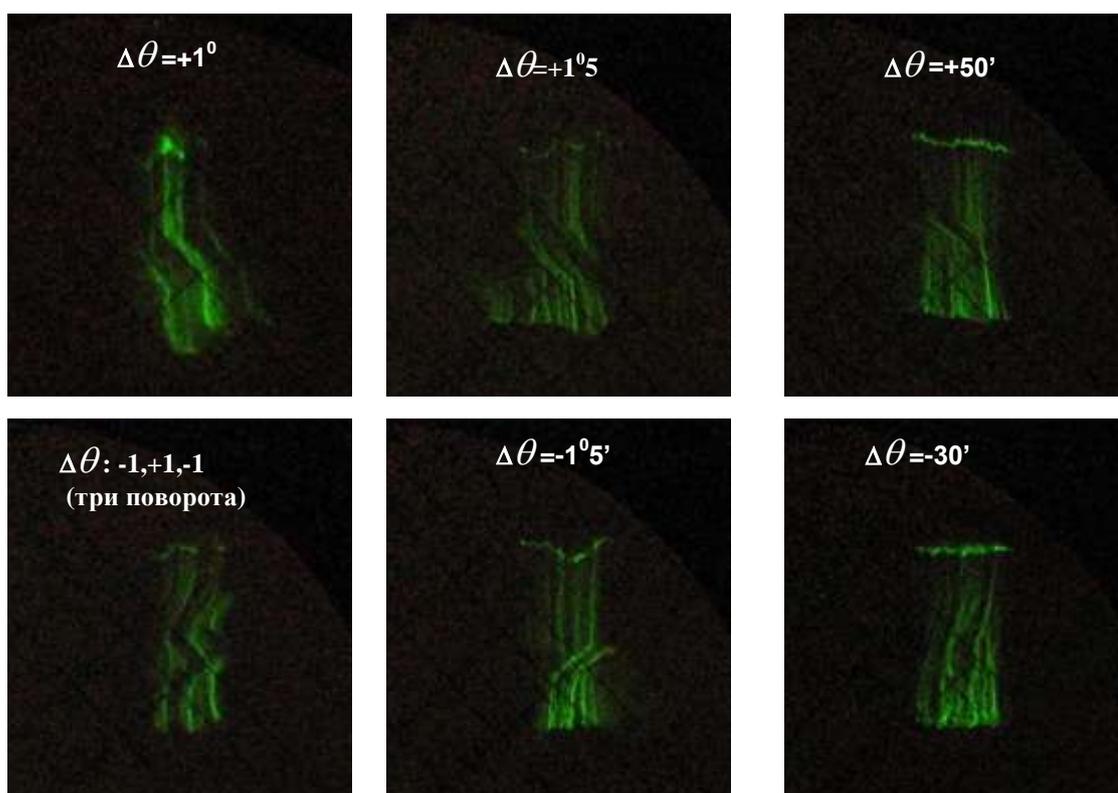


Рис.49 Примеры фотографий, полученных в ходе исследования эффекта двойного управления пучком многозарядных ионов с использованием развертки по времени

Если пучок «отслеживает» поворот капилляра, то при повороте пластин в положительном направлении пучок на фотографии должен был сдвигаться вправо. При отрицательных сдвигах – влево. Как видно на фотографиях, сдвиг пучка по направлению полностью соответствует повороту капилляра.

Измеряя величину сдвига следа пучка, можно оценить, насколько точно пучок следует за плоским капилляром. Такая зависимость представлена для капилляра длиной 76 мм на рисунке 50.

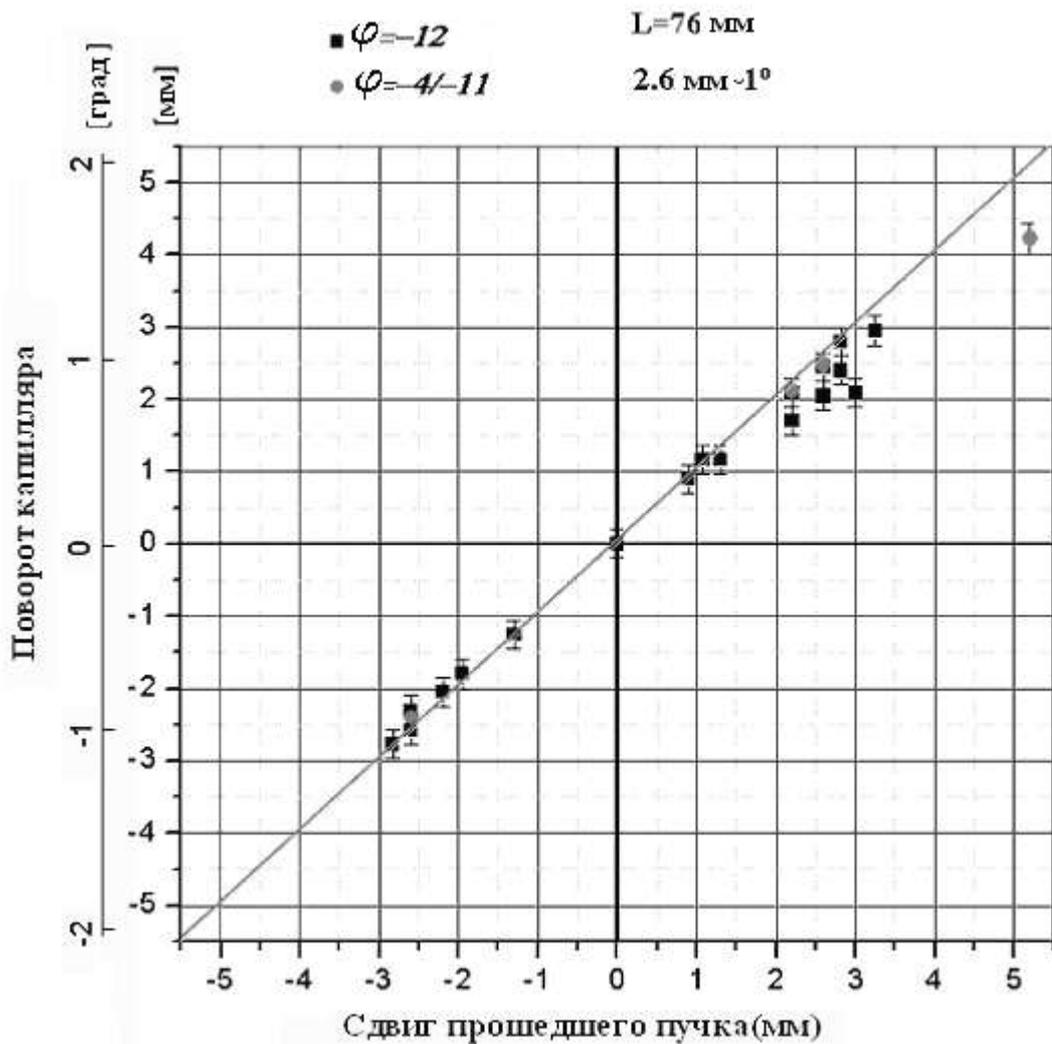


Рис.50 Зависимость сдвига пятна на экране от угла поворота плоского капилляра длиной 76 мм (сплошная прямая соответствует следованию пучка повороту капилляра один к одному)

Из рисунка видно, что в пределах одного градуса пучок следует за поворотом капилляра в отношении практически один к одному. Как уже было сказано выше, это означает, что заряд образует на стенках капилляра структуру, силовое поле которой удерживает ионы и управляет пучком при вращениях капилляра в горизонтальной плоскости.

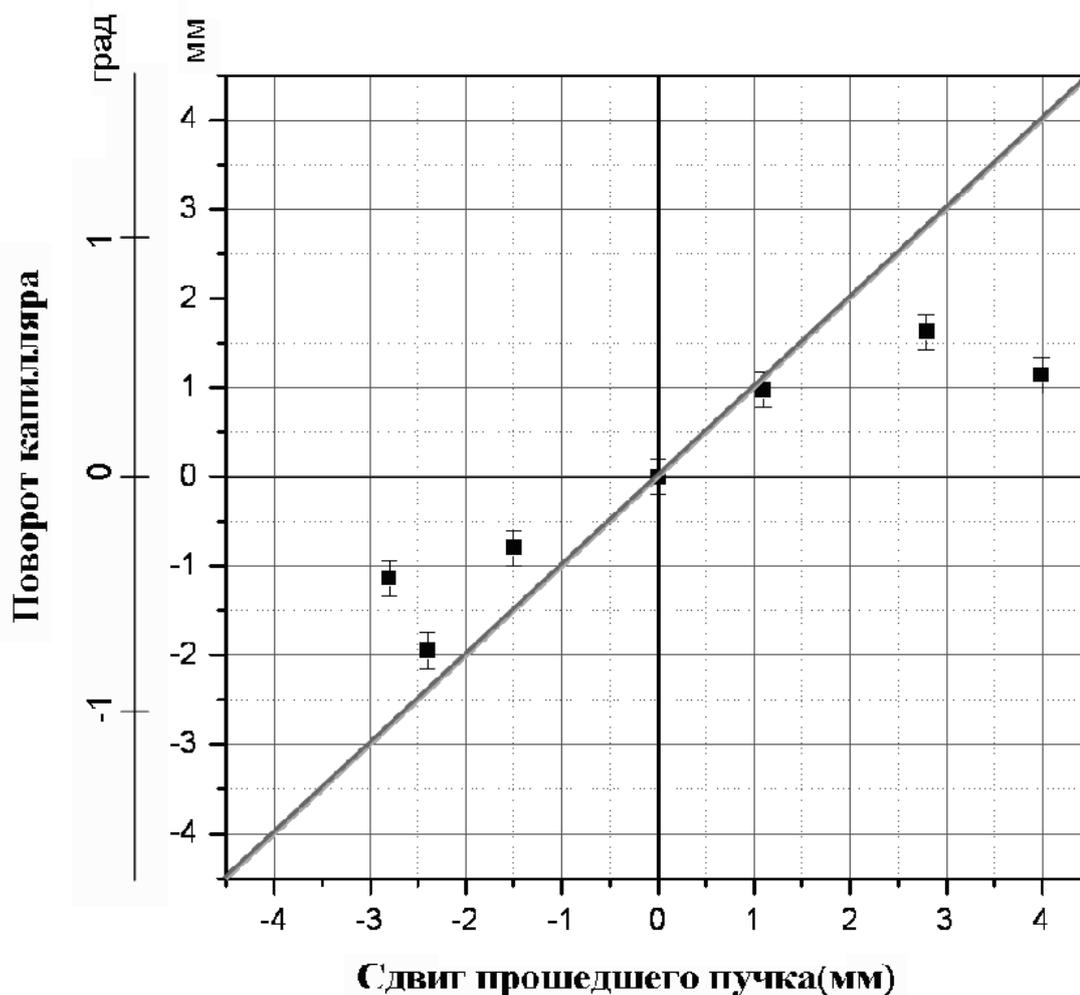


Рис. 51 Зависимость сдвига пятна на экране от угла поворота плоского капилляра длиной 56 мм (сплошная прямая соответствует следованию пучка повороту капилляра один к одному)

На рисунке 51 представлена зависимость сдвига пятна на экране от угла поворота плоского капилляра длиной 56мм. Как видно из рисунка, в данном случае пучок также управляется, но соотношение поворота следа к

углу поворота гониометра соответствует закону один к одному только в более узких пределах поворота. При больших углах поворота сдвиг следа пучка ионов на экране становится меньше, чем угол поворота капилляра. Это говорит о том, что потенциал той структуры заряда, которая ответственна за эффект двойного управления пучком зависит от условий эксперимента. И скорее всего влияет не длина капилляра, а состояние поверхности, которое контролировать практически невозможно. Таким образом, на данном этапе на основании всех проведенных экспериментов можно с достоверностью говорить о существовании эффекта двойного управления пучками протонов и многозарядных ионов с помощью плоских диэлектрических капилляров.

### ***3.2 Модель эффекта двойного управления пучком с макро распределением поверхностного заряда на стенке плоского капилляра.***

Какое же зарядовое распределение образуется на стенке капилляра? Эксперименты, в которых был обнаружен эффект двойного управления пучком (double-guiding), начали проводиться с целью проверки идеи о том, что на поверхности диэлектрика при прохождении через капилляр заряженных частиц образуется двумерный кулоновский кристалл. К сожалению, сравнение кулоновской энергии взаимодействия с энергией теплового движения зарядов показывает, что нельзя говорить об образовании двумерного кулоновского монокристалла [32]. Возможно лишь образование “поликристалла”, который обеспечивает возникновение сил Миллера, т.е. обычное управление пучком (guiding) при наклоне капилляра. И даже если этот “поликристалл” имеет выстроенную структуру с каким-то разбросом кристаллитов по углам ориентации, он не сможет обеспечить двойное управление пучком, т.к. величина

потенциальных барьеров связанных с наличием цепочек зарядов на стенке капилляра недостаточна (см. рис.29).

Поэтому следует полагать, что двойное управление пучком осуществляется благодаря образованию некоего макрораспределения заряда на поверхности изолятора [31, 37]. Поверхностная проводимость изолятора увеличивается в области непосредственно под пучком из-за возбуждения электронов, тогда как в соседних частях поверхности, не подвергающихся ударам ионов, проводимость существенно ниже. Поэтому в направлении, поперечном к направлению движения ионов, должно образовываться распределение заряда, имеющее высокие брустверы вдоль границ трека пучка. Профиль такого распределения определяется зависимостью проводимости от координаты нормальной к направлению движения пучка. Эта зависимость неизвестна, ее надо моделировать, а затем находить профиль распределения поверхностного заряда. Проще сразу моделировать распределение заряда. Моделируя профиль распределения заряда, попытаемся описать наблюдаемое в эксперименте двойное управление. Профиль будем строить, как линейную комбинацию нескольких слагаемых с варьируемыми коэффициентами (см. рис. 52), чтобы можно было получить результат близкий к экспериментальному.

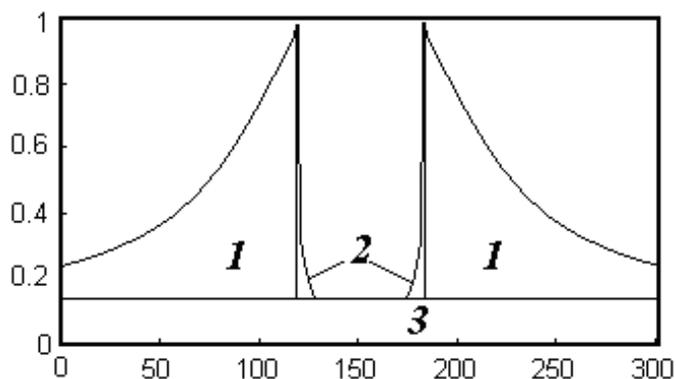


Рис.52 Распределение поверхностного заряда вдоль координаты,

перпендикулярной направлению пучка.

Для брусверов (1) бралась экспоненциальная зависимость, у которой можно было варьировать два параметра: длину убывания и высоту. Пьедестал (3) также можно менять по величине. Он соответствует поверхностной плотности заряда  $\sigma_0$  и обеспечивает отклонение пучка на угол наклона капилляра для бесконтактного прохождения ионов через капилляр в области транспортировки. Слагаемое (2) имело вид квадратичной параболы. оно введено, чтобы убрать резкий излом в функции распределения заряда, сделать его более реалистичным и избежать искусственно создаваемых особенностей. В исходной модели распределение заряда на верхней и нижней пластине капилляра предполагается одинаковым.

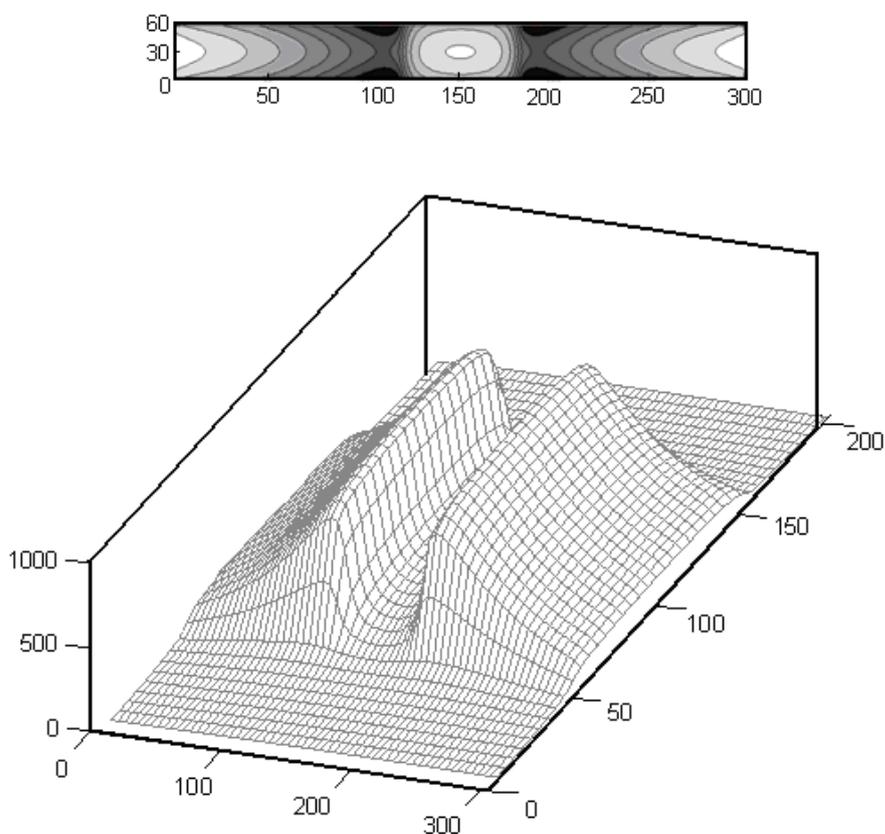


Рис.53 Потенциал поля в капилляре.

Для такой конфигурации заряда вычисляется потенциал поля внутри капилляра. На рис.53 показано потенциальное поле, посчитанное таким образом. На верхнем рисунке представлено поперечное сечение в средней части капилляра, более темные области соответствуют более высокому значению потенциала. На нижнем рисунке показан потенциал в срединной плоскости капилляра. Вдоль оси пучка образуется потенциальная яма для поперечного движения, что хорошо видно из конфигурации потенциала, показанной на рис.53. Эта потенциальная яма и должна обеспечить двойное управление пучком с помощью плоского капилляра. Следующий шаг – прослеживание траекторий ионов, движущихся в этом поле. Начальные координаты входа ионов в капилляр разыгрываются случайным образом внутри области  $0 < x < d$  и  $\frac{D}{2} - \frac{a}{2} < y < \frac{D}{2} + \frac{a}{2}$  (где  $a$  – поперечный размер пучка,  $D/2$  – координата центра пучка по поперечной координате в плоскости капилляра на его входе). Расстояние от выхода из капилляра до экрана  $R=10$  см (см. рис.54). После прослеживания траектории фиксируются координаты попадания иона в экран. В результате проведения серии испытаний на экране

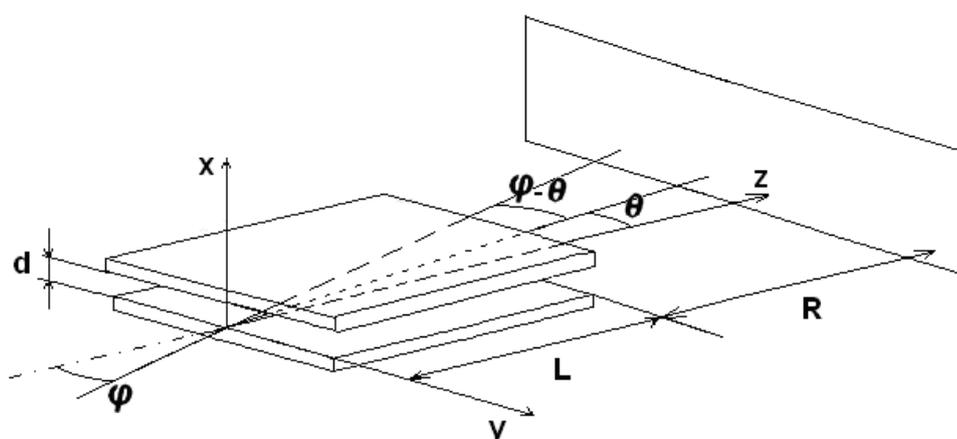


Рис.54 Схема движения ионов при двойном управлении пучком.

получаем след пучка для каждого значения  $\varphi$  в виде совокупности точек. Угол  $\varphi$  между осью пучка и осью  $z$  меняется от  $-3^\circ$  до  $3^\circ$  с шагом  $0.2^\circ$ . При каждом угле проводится  $10^4$  испытаний. Расчеты проводились для сорока кэвных протонов и для сорока кэвных ионов  $\text{Ar}^{8+}$ , с которыми проводились эксперименты в Японии [31, 35]. Для аргона наилучшее совпадение с экспериментом получилось при выборе величины концентрации зарядов для слагаемого (3)  $2.1 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^2$  и расстояния между брустверами  $b=0.25$  см. При этом геометрические параметры были взяты как в реальном эксперименте:  $L=6$  см и диаметр пучка  $a=0.15$  см. На рис.5 показан результат моделирования. По оси ординат отложен угол отклонения пучка от начального направления ( $\varphi$ ), и по оси абсцисс - угловая координата положения следа иона на экране ( $\theta$ ). При каждом угле  $\varphi$  совокупность следов ионов на экране образует вытянутое пятно, которое естественно двумерно. Точка попадания каждого иона дает две угловые координаты, вертикальную и горизонтальную. На рис.56 показана зависимость положения пятна распределения ионов на экране от угла падения пучка, который откладывается по вертикальной координате. Из рисунка видно, что в некотором диапазоне углов падения ( $\varphi$ ) положение пятна по горизонтальному углу ( $\theta$ ) практически не меняется, хотя его структура и форма зависят от угла падения  $\varphi$ .

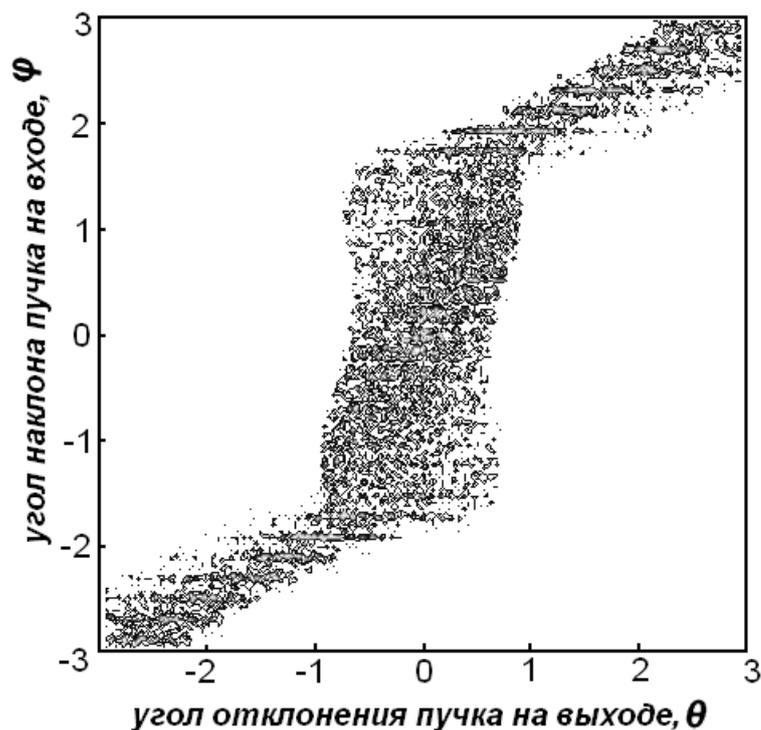


Рис.55 Результаты моделирования для восьмизарядных ионов аргона

Для сравнения полученной зависимости с экспериментальной заметим, что в эксперименте вращается капилляр, а падающий пучок ионов, естественно, не меняет свою ориентацию. В машинном эксперименте меняется угол падения пучка, а капилляр остается неподвижным. Поэтому в эксперименте измеряется положение центра пятна пучка на экране по углу  $\theta$  как функция угла поворота плоского капилляра  $\theta$ - $\varphi$  (см. рис.55). Как видно из рис.56, экспериментальная [31] и рассчитанная модельная зависимости хорошо совпадают.

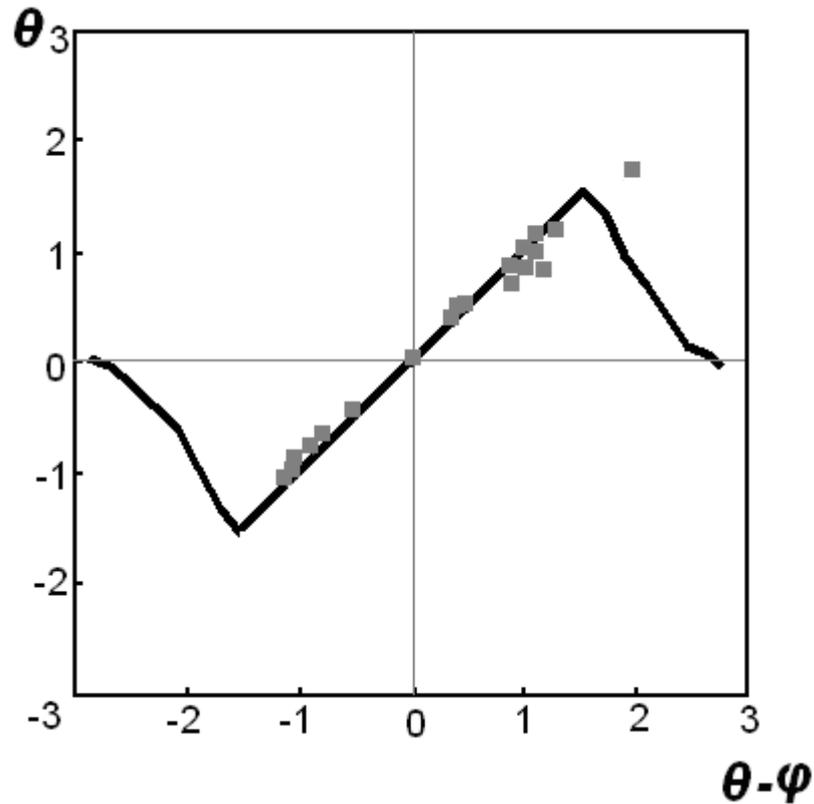


Рис.56 Экспериментальная и модельная зависимости угла поворота следа пучка на экране от угла поворота капилляра.

В эксперименте также как и при моделировании наблюдается структура следа пучка на экране, которая меняется с изменением угла поворота капилляра. При углах  $\varphi > 1,5^\circ$ , при которых поперечная энергия частиц достаточно велика для преодоления бортов потенциальной ямы, пучок проходит через капилляр, не изменяя направление движения. Этот угол соответствует  $E_{\perp} = 12 \text{ эВ}$ , что совпадает с высотой борта потенциала, использованного в моделировании, и свидетельствует о правильности описанного выше представления о двойном управлении пучком. Сравнение модельного расчета (Рис.56) произведено с экспериментом, в котором использовался более короткий капилляр (Рис.51), потому что в этом эксперименте исследовано прохождение ионов и при углах превышающих предельный угол для двойного управления.

Моделирование показало, что эффект двойного управления пучком обусловлен образованием на поверхности диэлектрических пластин, образующих капилляр, распределения заряда с высокими брусстерами вдоль трека ионов. Такой заряд создает кулоновскую ловушку по поперечным координатам, в которой удерживаются ионы при повороте плоского капилляра без изменения ориентации его плоскости, если угол поворота не слишком велик.

### ***3.3 Моделирование эффекта двойного управления пучком с учетом наличия заземленного экрана у нижней стеклянной пластины.***

В предыдущем параграфе мы показали, что двойное управление пучком может быть объяснено образованием специфического одинакового распределения заряда на обеих пластинах. Если заряд поместить только на одной пластине, то потенциальная яма для поперечного движения не возникает, и двойное управление в не отклоненном капилляре в такой системе невозможно. В реальном эксперименте для наблюдения двойного управления необходимо наклонять плоский капилляр на небольшой угол. Ионы будут падать только на нижнюю пластину и, следовательно, зарядить верхнюю так же, как нижнюю не могут. Теперь, чтобы сделать модель более близкую к экспериментальной ситуации, необходимо вспомнить и учесть, что нижняя пластина имеет заземленный экран.



Рис.57. Положение плоского капилляра в эксперименте.

При наличии экрана поле, создаваемое зарядом, образовавшимся на нижней пластине, есть сумма двух полей. Первое, создаваемое непосредственно этим зарядом и второе, создаваемое отраженным зарядом. Отраженный заряд имеет ту же конфигурацию, что и заряд поверхности, но имеет отрицательный знак и находится на 2 мм (толщина стеклянной пластины 1 мм) ниже заряженной поверхности, т.е. на 2 мм дальше от зазора капилляра.

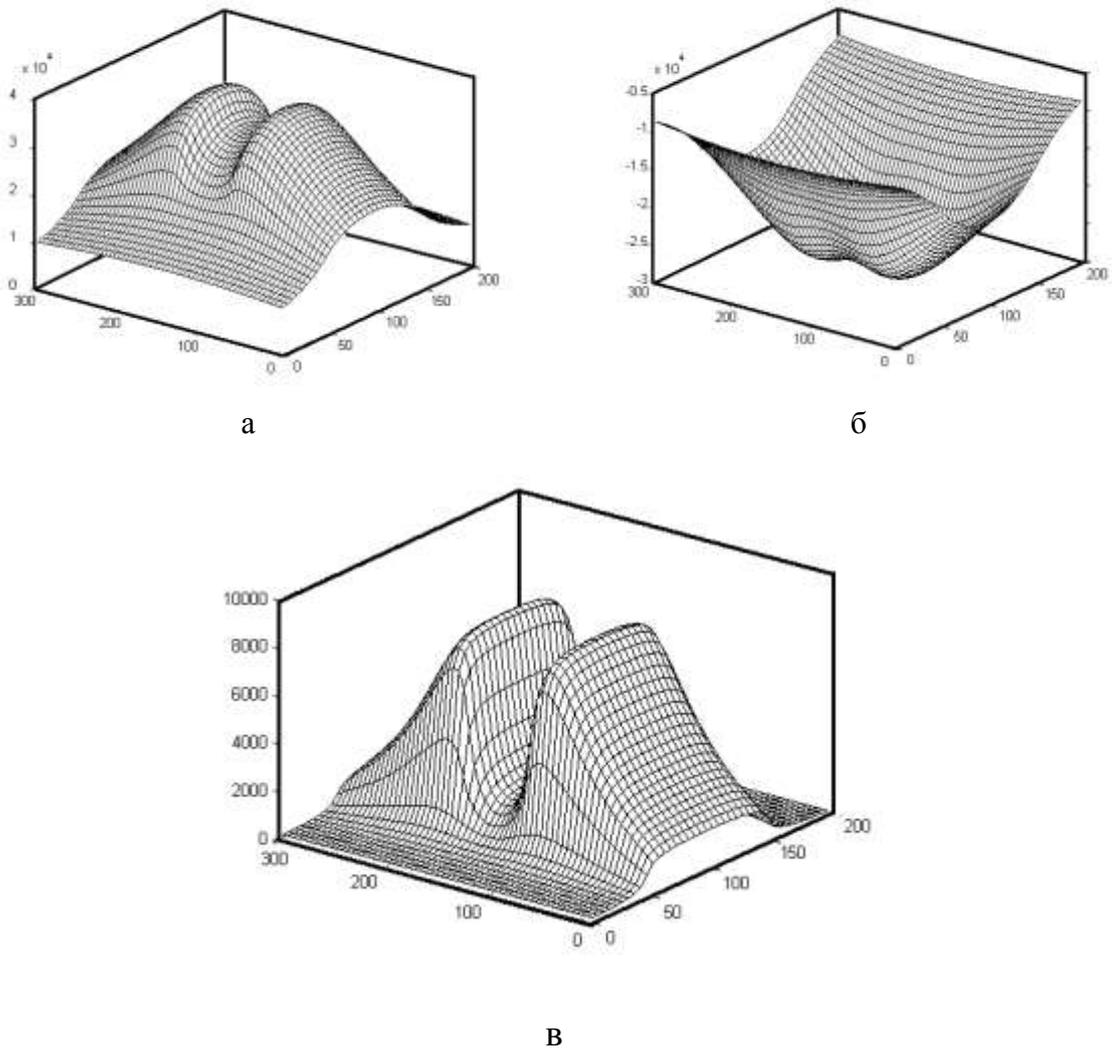


Рис. 58. Потенциалы, создаваемые зарядом поверхности (а), отраженным зарядом (б) и суммарный потенциал (в).

На рис.58 показан потенциал поля на срединной плоскости в зазоре капилляра, создаваемый непосредственно зарядом поверхности

(распределение то же, что и выше на рис. 52) (рис. 58 а), потенциал, создаваемый отраженным зарядом (рис. 58б) и сумма этих потенциалов (рис. 58 в). Суммарный потенциал (рис. 58 в) очень похож на потенциал, полученный при симметричном заряде на обеих пластинах (рис. 53), но в направлении перпендикулярном пластине потенциал монотонно убывает при удалении от нее и не создает потенциальную яму для поперечного движения, закрытую со всех сторон. Она открыта в сторону верхней пластины, т.к. на ней нет заряда, отталкивающего ионы. Теперь надо учесть, что в эксперименте капилляр наклонен, и ион, проходящий через капилляр, имеет изогнутую траекторию, т.е. движется, испытывая ускорение в сторону верхней пластины. Следовательно, в сопутствующей системе отсчета возникает центробежная сила инерции, которая и создает потенциальный барьер, закрывающий потенциальную яму сверху. На рис. 59 показана топография эффективного потенциала в сопутствующей системе координат.

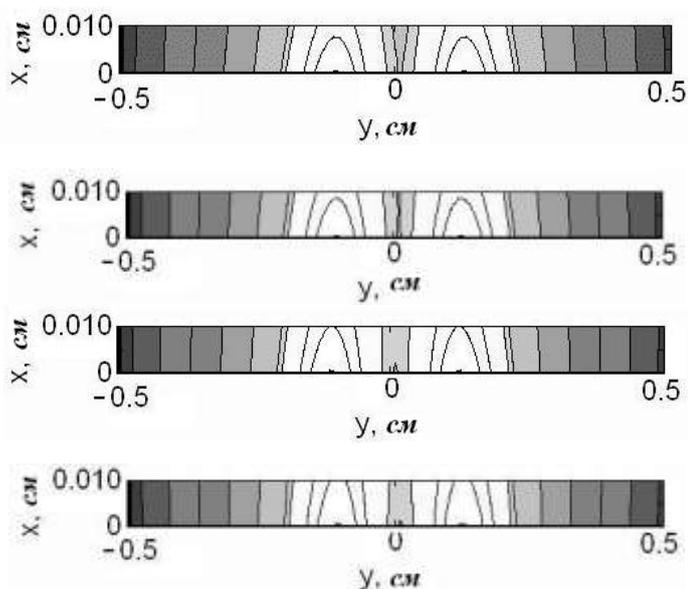


Рис. 59. Эффективный потенциал в капилляре, усредненный по продольной координате с учетом центробежного потенциала для углов наклона капилляра 0,0; 0,001; 0,002; 0,003 мрад (сверху вниз).

Далее прослеживаются траектории по схеме подобной в разделе 3.2. Схема та же рис. 54. Отличие состоит лишь в том, что ионы входят в зазор капилляра не параллельно его плоскости, а под углом  $\varphi = 0,4^\circ$  к ней (Рис.60).

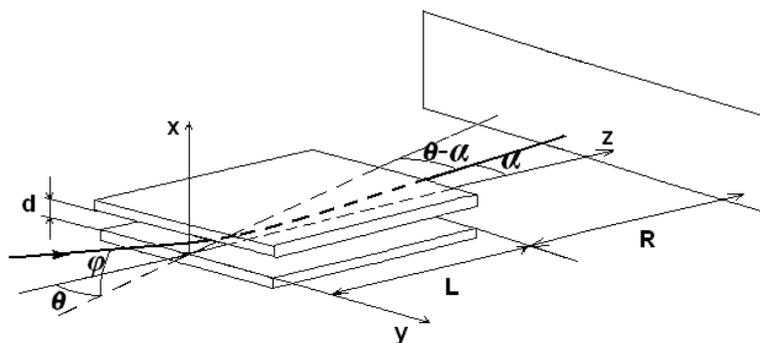


Рис.60. Схема для прослеживания траекторий при наклоненном капилляре.

Новая рассчитанная зависимость положения пятна ионов на экране от поворота капилляра, аналогичная рис. 55, показана на рис. 61.

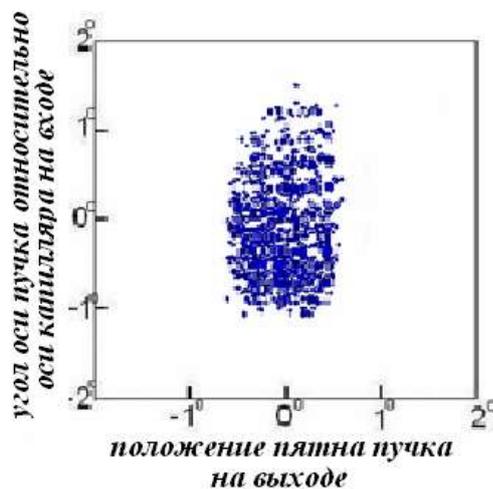


Рис. 61. Движение пятна ионов на экране при повороте капилляра.

Полученный результат (рис. 61) показывает, что удержание пучка в потенциале, созданном зарядом стенки и его отражением, происходит также эффективно, как в потенциале, образуемом при симметричном

зарядении обеих стенок капилляра. Это легко понять. Поскольку при симметричном зарядении стенок отталкивающее действие нижнего заряда компенсируется действием верхнего заряда, который расположен на таком же малом расстоянии от траектории иона, как и нижний (расстояние порядка размера зазора в капилляре 0,1 мм). Поэтому сильно подавляются подъемы потенциала вблизи брустверов заряда. При зарядении одной нижней пластины ее отталкивающее действие компенсируется полем отраженного заряда, который находится на расстоянии от траектории ионов много больше, чем заряд стенки, т.к. двойная толщина стеклянной пластины много больше величины зазора капилляра. Поэтому резкий подъем потенциала вблизи брустверов заряда стенки подавляется полем отраженного заряда не так сильно.

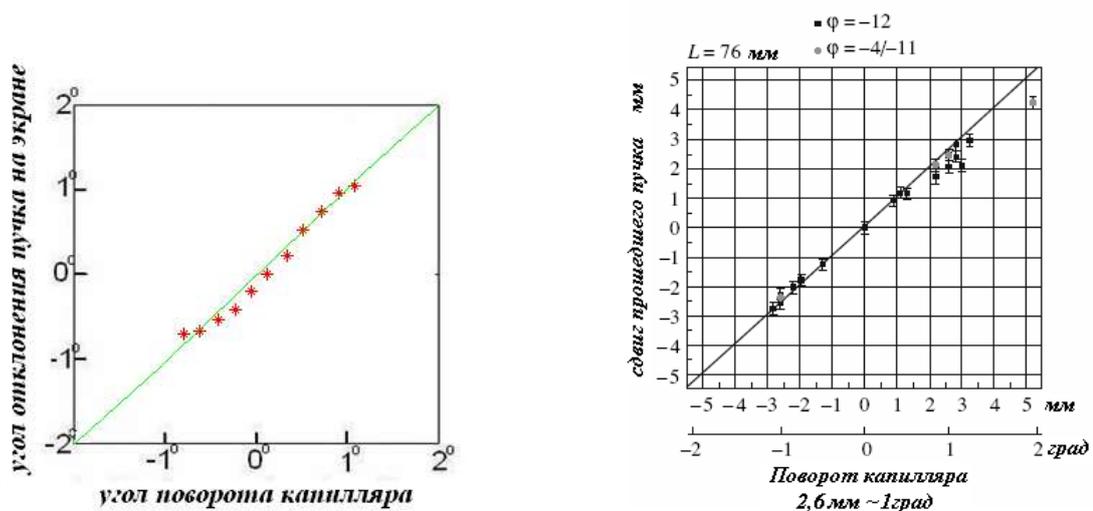


Рис.62. Сравнение с экспериментом.

При удачном подборе параметров модель хорошо описывает эксперимент (рис.62). Таким образом, мы видим, что в эксперименте по двойному управлению пучком с помощью плоского капилляра существенную роль играет конструктивная особенность, заключающаяся в наличии заземленного экрана на нижней стеклянной пластине.

### **3.3 Моделирование зарядового распределения на нижней пластине.**

Выше мы провели моделирование эффекта двойного управления пучком ионов с помощью плоского капилляра с модельным распределением заряда на поверхности стенки капилляра. Моделирование показало, что эффект двойного управления можно понять и объяснить, если предположить, что на поверхности стенок капилляра образуется заряд, распределение которого имеет особенный вид с высокими бортами вдоль границ следа пучка на нижней пластине капилляра (см. Рис.52). При этом остался вопрос, насколько такое модельное распределение заряда соответствует реально образующемуся распределению при прохождении ионов через капилляр. Попытаемся с помощью численного моделирования это выяснить [39]. При прохождении ионов через наклоненный капилляр некоторый участок нижней пластины заряжается, и этот заряд поддерживается сталкивающимися со стенкой ионами. Т.е. на некоторый участок изолятора при установлении стационарного режима поступает постоянный ток. Заряд стекает на землю. Но так как проводимость различных участков поверхности различна, устанавливающееся стационарное распределение заряда должно иметь соответствующие особенности.

Эту ситуацию можно смоделировать. Пусть на полосу поверхности нижней пластины шириной 2 мм поступают заряды (рис.63). При моделировании место падения заряда разыгрывается по случайному закону. Заряды копятся и взаимодействуют друг с другом, отталкиваются. Под действием коллективных сил всех зарядов каждый заряд смещается вдоль действующей силы на некоторое расстояние:

$$\Delta x = \mu \cdot F \cdot \Delta t \quad (40)$$

где  $\mu$  - подвижность заряда,  $F$  - суммарная сила,  $\Delta t$  - шаг по времени при моделировании. Суммарная сила, действующая на каждый заряд,

вычисляется как сумма сил действующих от всех зарядов и от их отражения в заземленном экране нижней пластины.

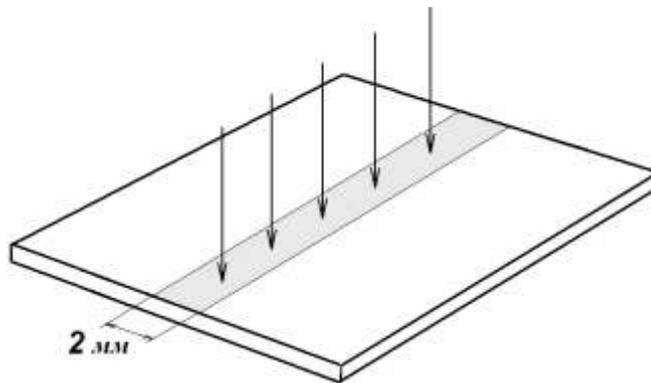


Рис.63. Иллюстрация к модели образования стационарного распределения заряда ( $J \sim 1 \text{ pA/cm}^2$ ).

Подвижность зарядов различна в разных точках поверхности. На полосе высаживания заряда, т.е. на полосе поверхности подвергаемой ударам ионами, подвижность ( $\mu_1$ ) выше чем вне этой полосы ( $\mu_2$ ). Между этими областями есть переходная область, в которой величина подвижности плавно меняется от  $\mu_1$  к  $\mu_2$  (рис. 64). Плавный переход соответствует реальной ситуации и позволяет избежать артефактов.

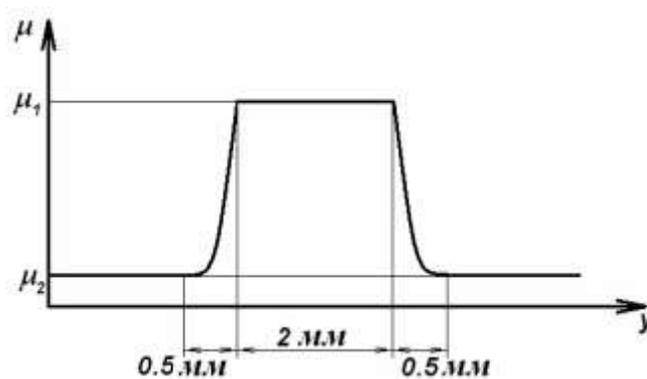


Рис.64. Зависимость подвижности от поперечной координаты на поверхности стенки ( $\mu_1 = 0.1 \text{ CGSE}$ ;  $\mu_2 = 0.002 \text{ CGSE} \rightarrow \sigma \sim 10^{-14} (\Omega\text{m})^{-1}$ )

Разыгрывание перераспределения заряда на каждом шаге производится на дискретной координатной сетке. Под действием кулоновских сил заряд данной ячейки смещается на  $\Delta x$  (40) и часть заряда переходит в соседние ячейки, находящиеся со стороны, в которую действует сила. А с противоположной стороны в данную ячейку притекает заряд. Так получаем изменение заряда в ячейке на каждом шаге. Кроме того заряд ячеек, находящихся в облучаемой области на каждом шаге увеличивается на 1. На рис. 65 показано изменение распределения заряда со временем, получаемого по описанной схеме. На рис. 66 показана зависимость величины заряда в ячейке, отмеченной стрелкой на рис.65, вблизи края пластины. Видно, что распределение стремится к стационарному распределению. Полученное таким образом стационарное распределение показано на следующем рис.67. Как видно, распределение, которое мы использовали ранее, очень похоже на распределение, полученное с помощью моделирования. Действительно вблизи скачкообразного уменьшения подвижности образуются высокие бруствера в распределении заряда. Это понятно, т.к. ток должен быть непрерывным, а подвижность и скорость дрейфа уменьшились. По мере приближения к краям пластины поверхностная плотность заряда уменьшается, что также легко понять из непрерывности тока. Скорость дрейфа возрастает и плотность заряда падает.

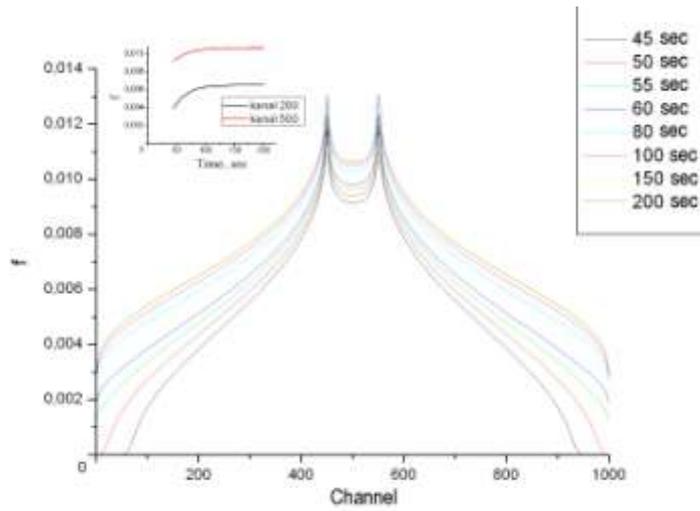


Рис.65. Распределение заряда для разных моментов времени.

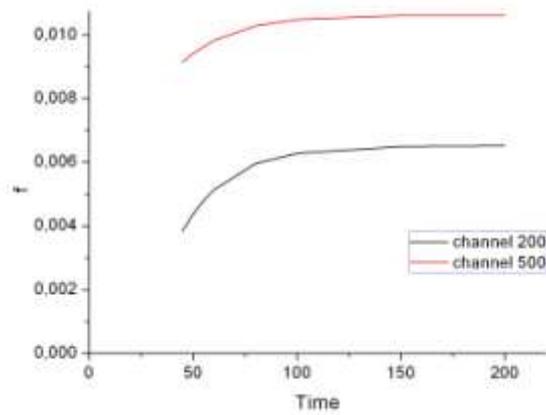


Рис.66. Зависимость заряда выделенной ячейки от времени.

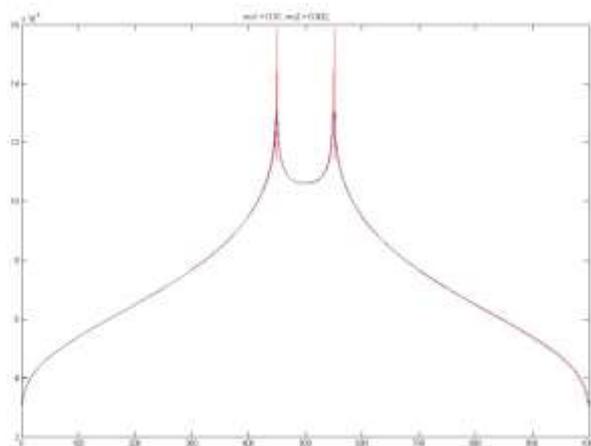


Рис.67. Стационарное распределение заряда.

При моделировании распределения заряда были сделаны три допущения. Во-первых, мы положили, что полоса взаимодействия ионов с поверхностью имеет постоянную ширину на всем протяжении капилляра. Конечно, в реальности полоса расширяется, но это расширение невелико, существенно меньше начальной ширины. Во-вторых, мы считали, что на всем протяжении капилляра высаживаемый на полосу заряд одинаков. На самом деле, по мере прохождения ионов в глубину капилляра ионы отклоняются от пластины, и угол скольжения становится меньше. Это значит, что плотность ионов падающих на поверхность стенки капилляра уменьшается. Но поскольку подвижность ионов и проводимость в заряжаемой полосе велики происходит быстрое выравнивание заряда вдоль этой полосы, и эффект уменьшения плотности ионов, падающих на поверхность, не существенен. И, в-третьих, в модели величина подвижности зарядов не зависит от продольной координаты. Вне области касания ионов с поверхностью это предположение естественно, т.к. нет причин для такого изменения. А в области полосы падения ионов, по-видимому, подвижность должна быть меньше, где меньше плотность падающих ионов. Но возбуждение электронов, приводящее к увеличению подвижности заряда, происходит не только благодаря ударам ионов, но и благодаря протеканию тока. Т.е. нет прямой связи подвижности только с ударами ионов. Важно то, что на облучаемой полосе проводимость много больше, чем вне зоны облучения. Поэтому можно считать, что третье допущение не может сильно повлиять на вид распределения зарядов.

## **Глава 4. Регулярные осцилляции тока ионов, прошедших через капилляр.**

В 2006 году, в экспериментах с многозарядными ионами нами было обнаружено новое явление: ток ионов, проходящих через плоский капилляр, испытывал регулярные осцилляции [40]. Ток периодически прерывался. Такое изменение тока, по-видимому, объясняется тем, что заряд, обеспечивающий бесконтактное прохождение ионов, периодически сбрасывается, и капилляр «запирается». Т.е. поверхностная проводимость изолятора периодически меняется. 2

### **4.1 Экспериментальное наблюдение осцилляций**

Эксперименты проводились в научном центре RIKEN (Япония). Ионы  $Ar^{8+}$  с энергией 105 кэВ проходили через плоский капилляр, состоящий из двух натриевых стекол толщиной 0,9 мм (диэлектрическая постоянная  $\epsilon=7$ ). Длина капилляра 26 мм, ширина 20 мм и зазор 0,1 мм. Нижняя пластина и входные торцы стекол были покрыты заземленной алюминиевой фольгой. Капилляр был сориентирован так, что пучок падал на нижнюю пластину под углом 7 мрад (геометрическая прозрачность капилляра 4 мрад). При этом некоторый участок длины ее поверхности заряжался. Часть пучка соударялась с нижней пластиной и поддерживала возникший на поверхности заряд, и другая часть пучка проходила через капилляр, не сталкиваясь с его стенками. В течение приблизительно получаса ток прошедших ионов испытывал лишь хаотические изменения. По-видимому, происходила очистка поверхности от примесных атомов,

что влияло на поверхностную проводимость и, следовательно, на ток утечки и на величину поверхностного заряда.

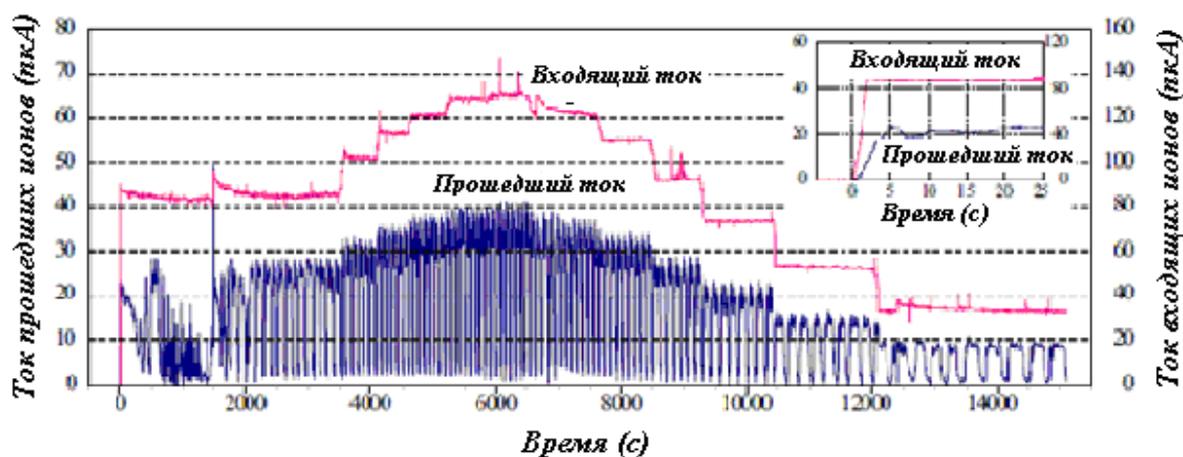


Рис.68. Осцилляции тока ионов  $Ag^{8+}$ ,  
показаны осцилляции при разных величинах инжектируемого тока.

По прошествии некоторого времени устанавливался осциллирующий режим тока проходящих ионов (Рис.68). Подобные осцилляции тока прошедших ионов наблюдались и в цилиндрическом капилляре [13] (Рис.69). Этот эксперимент был выполнен в Минске с прохождением протонов с энергией 240 кэВ через стеклянный капилляр диаметром 0,1 мм и длиной 30 мм. И в эксперименте с цилиндрическим капилляром, и в экспериментах с плоским капилляром при изменении величины входящего тока частота осцилляций меняется, и она пропорциональна току. Частота осцилляций меняется, но при этом форма импульсов остается подобной, меняется лишь масштаб оси времени (Рис.70, 71). Более того, заряд, протекающий за один период, не зависит от величины тока. Т.е. на сколько сжимается импульс во времени, на столько же увеличивается ток в импульсе. Т.о. если построить осцилляции не как функцию времени, а как функцию заряда, входящего в капилляр, то эта функция не зависит от величины тока.

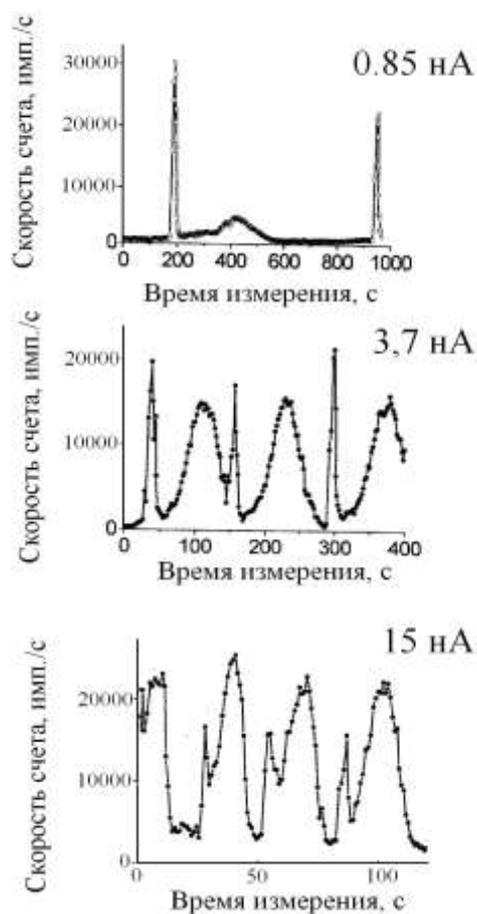


Рис.69. Осцилляции тока, прошедшего через цилиндрический капилляр [69]

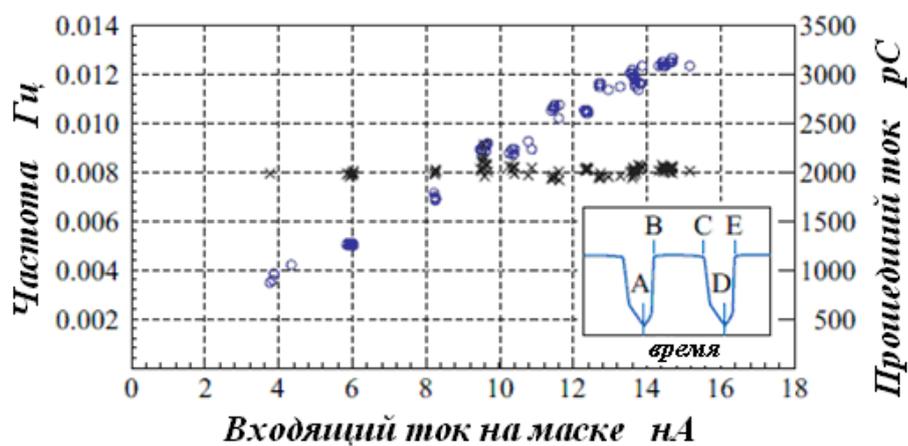


Рис.70. Зависимость частоты осцилляций и заряда в одном импульсе от инжектируемого в капилляр тока. Приведена зависимость для случая осцилляций с плоской вершиной.

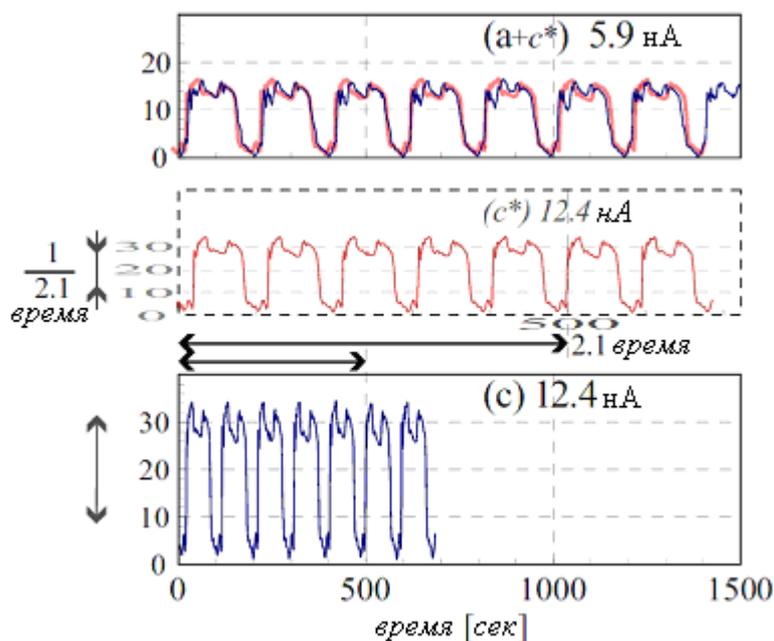


Рис. 71 Иллюстрация подобия формы осцилляций при токе пучка 5,9 нА и 12,4 нА.

#### 4.2 Качественная модель осцилляций тока ионов, переход диэлектрик-проводник.

Периодическое изменение тока, проходящего через капилляр, по-видимому, обусловлено периодическим изменением поверхностной проводимости изолятора. Проводимость резко возрастает, поверхностный заряд, обеспечивающий *guiding*, периодически сбрасывается, и капилляр «запирается». Для возникновения колебаний тока необходимо, чтобы зависимость проводимости от времени (или точнее от величины входящего в капилляр заряда) имела гистерезисную петлю. Т.е. если при какой-то величине заряда произошел переход поверхности в состояние с высокой проводимостью, то обратный переход в состояние с низкой проводимостью должен происходить не при той же величине заряда, а при меньшей (необходимо «запаздывание»). Т.е. механизм изменения проводимости не может быть прямой функцией накопленного на стенке заряда, поскольку не

может быть однозначной связь между зарядом на поверхности и ее проводящими свойствами. В этом случае осцилляции не возникнут, т.к. сразу после скачка проводимости, как только заряд упадет на бесконечно малую величину, проводимость вернется к прежнему низкому значению, и заряд стенок не изменится, т.е. канал не будет запирается. Это означает, что кроме заряжения стенок капилляра ионы производят некие дефекты (эффекты), которые при накоплении критической концентрации обеспечивают скачкообразное увеличение проводимости и при протекании разрядного тока исчезают не мгновенно, а за какое-то время, за которое стенки успевают разрядиться. Эти дефекты не должны менять заряд стенки капилляра (иначе были бы невозможны импульсы с плоской вершиной, когда заряд достиг насыщения, а дефекты продолжают копиться, см. Рис.68, 71), т.е. эти дефекты должны быть нейтральными, не нести заряда.

Пусть они имеют уровень состояния электрона вблизи границы валентной зоны. И пусть область локализации этого уровня  $r_0$  ( $\psi \sim \exp\{-r/r_0\}$ ). Тогда, если достигается концентрация таких дефектов ( $n^*$ ), удовлетворяющая соотношению  $n^*r_0^2 \sim 1$ , хвосты волновых функций этих состояний перекрываются, и, благодаря взаимодействию состояний, вместо уровней локализованных состояний возникает зона нелокализованных состояний электронов. Эта зона свободна и, если она не отделена широкой щелью от валентной зоны изолятора, то обеспечивает возникновение металлической проводимости, т.е. ее резкий скачок. Заряд, высаженный на поверхности, быстро стекает. При протекании тока возникают условия для уменьшения концентрации дефектов, например, температура поверхности увеличивается. При новой, повышенной температуре, дефекты рекомбинируют быстрее, чем до нагрева. Поэтому, несмотря на продолжающуюся генерацию этих дефектов ионами, их концентрация падает, становится меньше критической  $n^*$ , волновые функции перестают перекрываться, и электронная зона исчезает, т.е. проводимость

возвращается к своей прежней величине. Будем называть эти дефекты дефектами проводимости (ДП). Рис.72 иллюстрирует описанные выше процессы. На рис.72а изображена зависимость концентрации ДП от времени. На рис.72b – изменение температуры поверхности во времени. Рис.72с иллюстрирует зависимость проходящего тока от времени.

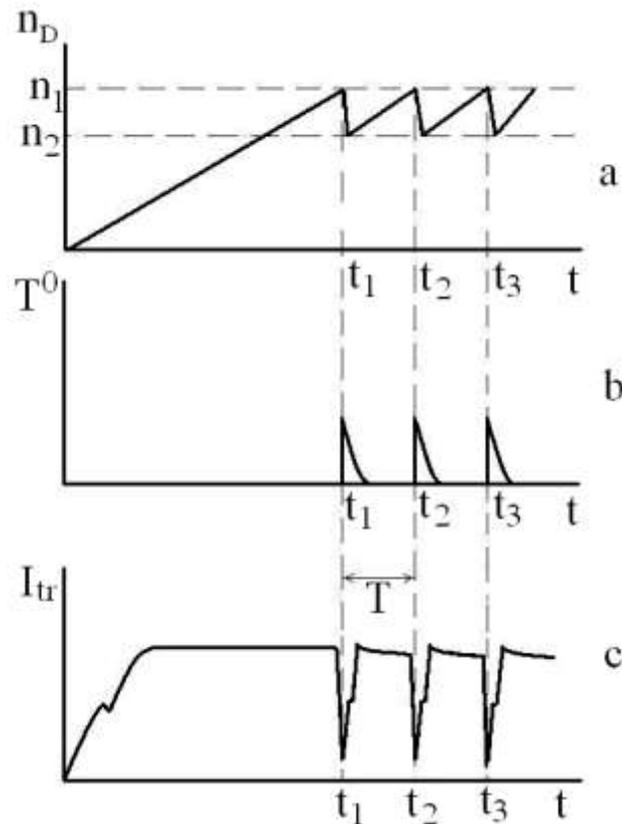


Рис.72. Иллюстрация к модели генерации осцилляций тока.

Время необходимое для рекомбинации дефектов обеспечивает запаздывание возвращения проводимости к изначальному уровню (гистерезис).

Как видно из рисунков 68 и 69, наблюдаются различные формы осцилляций. В рамках предложенной модели, в которой действует не только заряд поверхности, но и второй агент ДП, легко понять любую из наблюдавшихся форм осцилляций (Рис. 73). Форма определяется тем, что

произойдет раньше: насыщение поверхностного заряда, высаженного на стенках капилляра (С), или накопление критической концентрации ДП и появление зоны нелокализованных электронных состояний (В). Если новая проводящая зона появляется раньше (В), чем происходит насыщение высаженного на стенках заряда (С), осцилляции будут иметь треугольную форму (Рис. 73а). Если же насыщение заряда на стенке (С) происходит

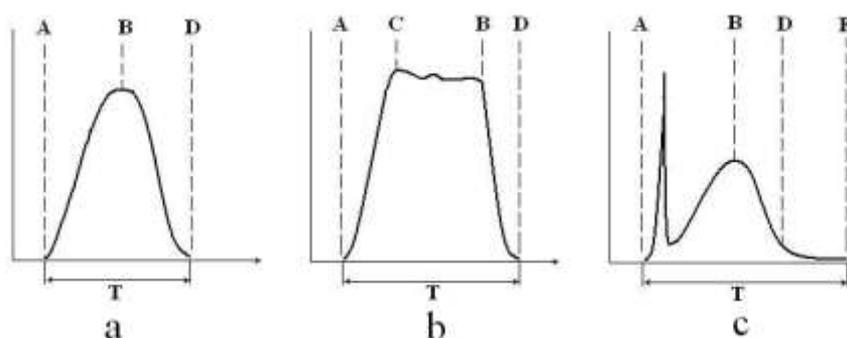


Рис.73 Схематическая форма пиков осцилляций:

а ,b – форма осцилляций наблюдаемая в RIKEN [40];

с – форма осцилляций наблюдаемая в Минске [41] .

раньше появления проводящей зоны и начала разрядки (В), то осцилляции будут иметь плоскую вершину (Рис. 73б). Временной интервал А-С это время насыщения заряда стенок. Интервал А-В – время накопления критической концентрации ДП. Интервал В-Д – время стекания заряда до «запирания» капилляра. И интервал В-Е – время рекомбинации ДП до исчезновения высокой проводимости (поэтому на участке Д-Е не происходит накопление заряда, проводимость еще высока, хотя заряда уже нет).

### 4.3 Количественная модель осцилляций.

В соответствии с изложенным представлением можно написать простую количественную модель генерации осцилляций тока ионов, проходящих через капилляр. Состояние системы определяется двумя величинами: зарядом поверхности ( $Q(t)$ ) и плотностью дефектов проводимости ( $n(t)$ ), поведение которых описывается связанными уравнениями.

Уравнение баланса для заряда на стенке капилляра имеет вид:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = I_i - I_t - I_{leak} \quad (40)$$

где  $I_i$  – входящий ток,  $I_t$  – ток на выходе из капилляра, пропорционален заряду [4]:

$$I_t = \begin{cases} 0, & Q(t) < Q_0 \\ k_1(Q(t) - Q_0), & Q(t) \geq Q_0 \end{cases} \quad (41)$$

$I_{leak}$  – ток утечки:

$$I_{leak} = I_{drift} + I_{cond} \quad (42)$$

где  $I_{drift}$  – ток утечки, обусловленный дрейфом поверхностного заряда, т.е. проводимостью изолятора;  $I_{cond}$  – ток разрядки, обусловленный проводимостью, которая появляется, когда плотность ДП достигает критической величины и образуется новая электронная зона. Для дрейфового тока мы можем написать [34]:

$$I_{drift} = k_2 Q^2(t) \quad (43)$$

Для тока проводимости учитываем изменение состояния поверхности:

$$I_{cond}(t) = \begin{cases} 0 & n(t) \leq n_1, & \frac{dn}{dt} > 0 \\ k_3 Q(t) & n_2 < n(t) < n_1, & \frac{dn}{dt} < 0 \end{cases} \quad (44)$$

где  $k_3$  – характеризует проводимость поверхности при образовании электронной зоны дефектными уровнями.

Уравнение, управляющее плотностью дефектов проводимости, может быть записано в виде:

$$\frac{dn}{dt} = k_4(I_0 - I_t) - k_5 n(t) \quad (45)$$

$$k_5 = \begin{cases} k_5^{(1)} & n(t) \leq n_1, & \frac{dn}{dt} > 0 \\ k_5^{(2)} & n_2 < n(t) < n_1, & \frac{dn}{dt} < 0 \end{cases} \quad (46)$$

где  $k_4$  – вероятность рождения ДП ионами,  $k_5^{(1)}$  и  $k_5^{(2)}$  – вероятности рекомбинации ДП до образования новой зоны и при ее наличии соответственно,  $n_1$  и  $n_2$  – плотности ДП, при которых образуется и разрушается новая электронная зона соответственно. Зона образуется при достижении концентрацией ДП величины  $n_1$  и существует, пока концентрация не упадет ниже  $n_2$ .

Решение системы уравнений (40) – (46) легко провести численно пошаговым методом, стартуя с величин  $Q(0)=0$  и  $n(0)=0$ , соответствующих началу прохождения ионов через капилляр. Форма осцилляций определяется выбором коэффициентов (вероятностей), входящих в уравнения. На рисунках 74 и 75 показаны два расчетных варианта формы осцилляций. Осцилляции с плоской вершиной получены при выборе параметров уравнений:  $k_1=0,1c^{-1}$ ;  $k_2=10^{-12}c^{-1}e^{-1}$ ;  $k_3=0,4c^{-1}$ ;  $k_4=2e^{-1}$ ;  $k_5^{(1)}=10^{-8}c^{-1}$ ;  $k_5^{(2)}=0,008c^{-1}$ ;  $Q_0 = 0,5*10^{10} e$ ;  $n_1=4,02*10^{11}cm^{-2}$ ;  $n_2=3,65*10^{11}cm^{-2}$  при нескольких величинах входящего тока  $I_i$  (Рис.74). И треугольная форма получена при выборе параметров:  $I_i=0,1 nA$ ;  $k_1=0,01c^{-1}$ ;  $k_2=10^{-12}c^{-1}e^{-1}$ ;  $k_3=0,4c^{-1}$ ;  $k_4=2e^{-1}$ ;  $k_5^{(1)}=10^{-8}c^{-1}$ ;  $k_5^{(2)}=0,008c^{-1}$ ;  $Q_0 = 0,5*10^{10} e$ ;  $n_1=4,02*10^{11}cm^{-2}$ ;  $n_2=3,65*10^{11}cm^{-2}$  (Рис.75).

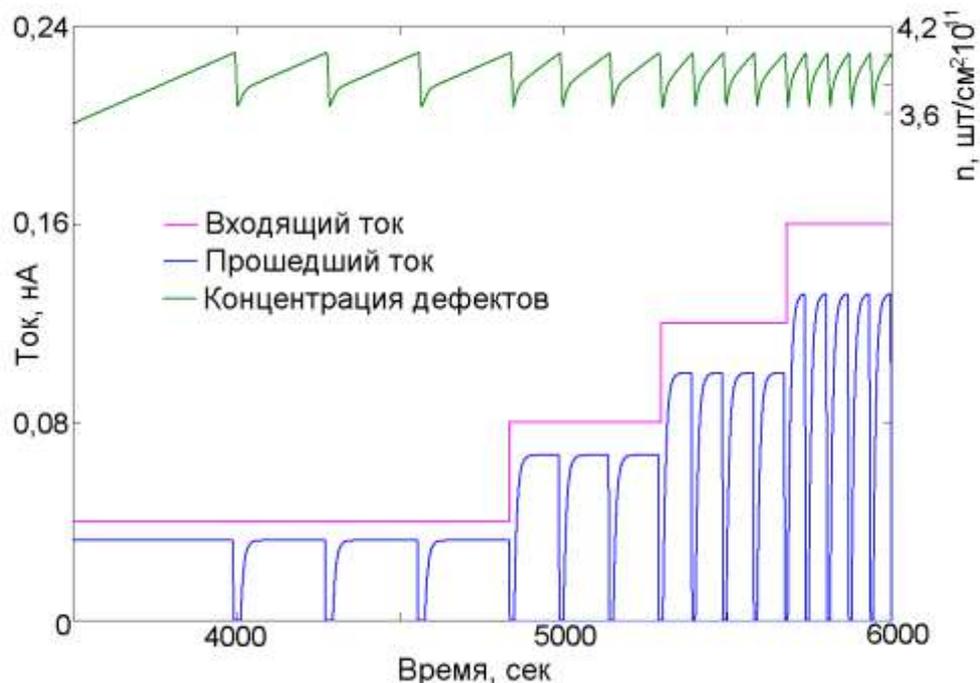


Рис.74. Расчетные осцилляции с плоской вершиной (синяя кривая) и осцилляции концентрации ДП при нескольких значениях величины входящего тока (красная кривая).

Зеленая кривая зависимость концентрации ДП от времени.

Из результата расчета видно, что вначале (4000 сек) идет накопление ДП, и нет осцилляций. В эксперименте также регулярные осцилляции начинались по прошествии времени (порядка часа). Иногда в этот промежуток времени пучок тоже прекращался, но эти «запираания» не были регулярными и могут объясняться разрядкой капилляра за счет случайных пробоев, которые по мере очистки поверхности ионами прекращаются. На рисунках показана зависимость заряда стенок капилляра от времени. Прошедший ток согласно [4] пропорционален заряду и осциллирует так же.

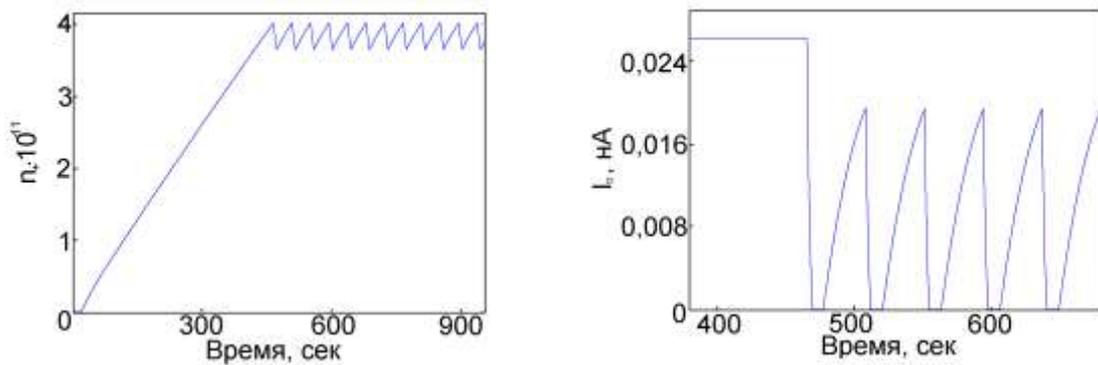


Рис.75. То же, что и на Рис.74, для треугольных осцилляций.

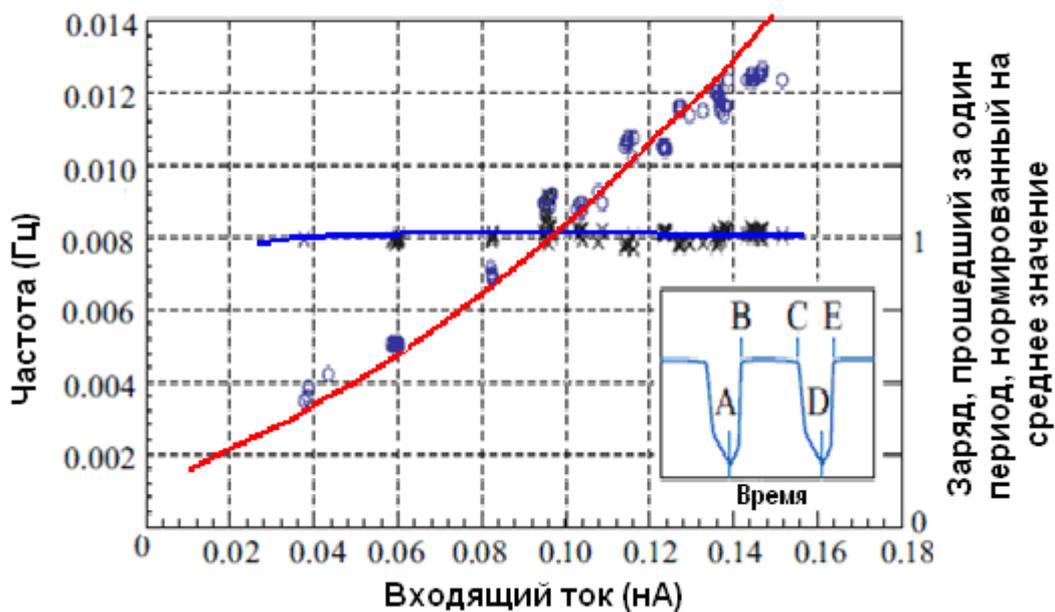


Рис.76 Зависимость частоты осцилляций (красная кривая) и заряда проходящего за один период (синяя кривая) от инжектируемого в капилляр тока.

Осцилляции были рассчитаны для различных величин тока. На рисунке 76 непрерывная красная кривая показывает рассчитанную по модели зависимость частоты осцилляций от величины входящего тока ионов. Синяя, горизонтальная кривая – рассчитанная площадь одной осцилляции при разных токах. Кривые построены для такого же как на Рис. 74 набора параметров. Т.е. для условий, при которых наблюдаются

осцилляции с плоской вершиной, так же, как было в эксперименте, в котором были получены экспериментальные точки. Модельные кривые и для частоты, и для площади осцилляции хорошо ложатся на экспериментальные точки (конечно, при соответствующем выборе параметров модели).

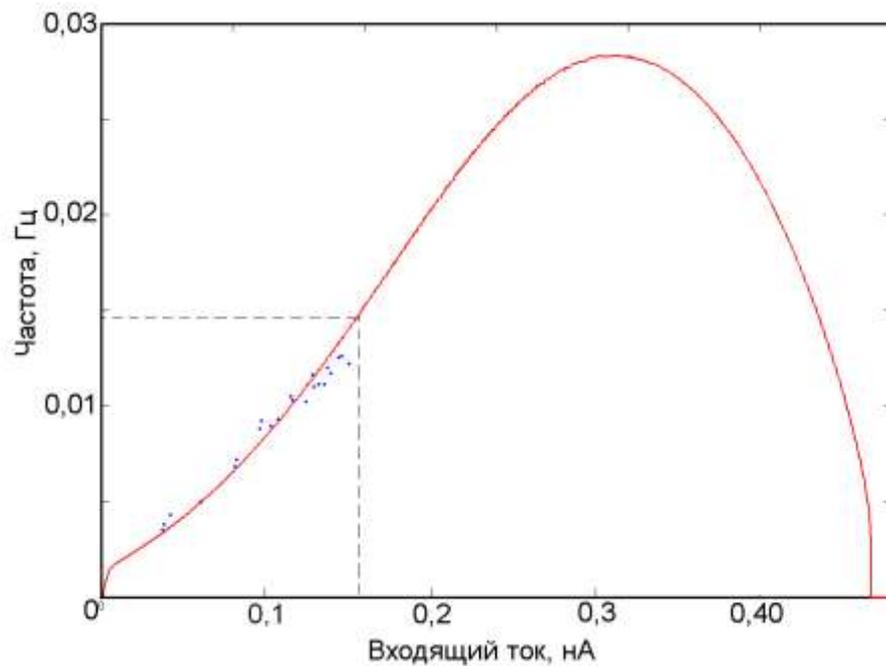


Рис. 77. Теоретическая зависимость частоты осцилляций в широком интервале величин тока. Пунктиром выделен участок, показанный на рис.76.

Из модели следует, что при достаточно слабом и при слишком большом входящем токе  $I_i$  осцилляций не будет. При слабом токе за счет естественной рекомбинации ДП их плотность не сможет достигнуть критической величины  $n_1$  и зона нелокализованных состояний электронов не возникнет. А при слишком большом токе такая зона образуется, но концентрация ДП не сможет стать ниже критической величины  $n_2$  и зона не исчезнет. Это предсказание модели может быть проверено экспериментально.

#### 4.4 e-h пары на поверхности диэлектрика – причина перехода диэлектрик-проводник.

Среди известных структурных дефектов нет кандидата на описанную выше роль ДП. Роль дефектов необходимых для скачкообразного увеличения проводимости могут выполнять обычные электрон - дырочные пары в поверхностном слое диэлектрика. Нижняя пластина заряжается положительно. Очевидно заряд создается преимущественно за счет выбивания электронов и образования дырок, т.к. ион на поверхности капилляра с большой вероятностью нейтрализуется и уходит с нее в виде нейтрального атома. Поперечная энергия ионов составляет порядка эВ, и они не могут внедриться в массив стенки. Плотность заряда на поверхности стенки капилляра ограничена. Ранее это объяснялось резкой нелинейной зависимостью тока утечки от плотности заряда [31]. Но есть и еще один механизм, ограничивающий величину заряда капилляра. Энергия электронов, выбитых с поверхности диэлектрика, составляет около 1 эВ, поэтому как только положительный потенциал поверхности достигает 1 В, эмиссия электронов «запирается». Т.е. в дальнейшем выбитые электроны не улетают, а садятся обратно на поверхность. Образуются пары электрон-дырка. Т.к. проводимость диэлектрика низка, и электрон может вернуться на поверхность диэлектрика не слишком близко от места выбивания, эти пары живут достаточно долгое время ( $\tau$ ). Таким образом, концентрация дырок растет и может стать достаточно большой. Подчеркнем, что при этом средний заряд поверхности диэлектрика никак не связан с количеством электрон - дырочных пар. Заряд определяется тем, насколько количество дырок превышает количество захваченных в поверхностные ловушки электронов. Электрон выбивается с уровня близкого к границе валентной зоны. Поэтому локализованный вакантный уровень будет лежать тоже вблизи границы валентной зоны диэлектрика.

Оценим область локализации этого состояния.

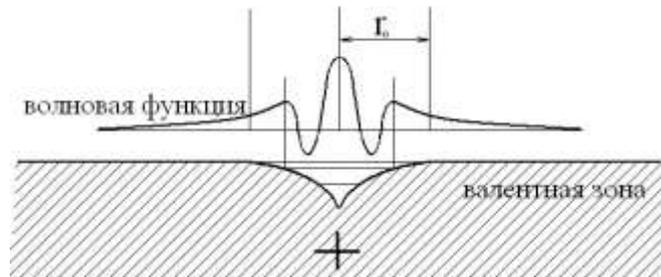


Рис. 78. Иллюстрация волновой функции состояния в потенциальной яме дырки.

Дырка – положительный заряд – изгибает валентную зону около себя, что иллюстрирует рис. 78:

$$U(r) = - (e/\epsilon r),$$

где  $\epsilon \sim 7$  – диэлектрическая постоянная. Строго говоря, заряд дырки не точечный (дно потенциальной ямы не кулоновское). Тем не менее, за неимением лучшего для оценок локализации волновых функций состояний в этой яме будем использовать водородоподобные состояния. Водородоподобные уровни  $E = - E_a(2n^2 \epsilon^2)^{-1}$  (где  $E_a = 27,07 \text{ eV}$ ,  $n$  – квантовое число) имеют радиус локализации состояний  $\langle r \rangle = 1,5 a^* \epsilon n^2$  (где  $a = 0,53 \text{ \AA}$ ). Следовательно, расстояние, на котором эти состояния начинают взаимодействовать  $r_0 \approx 3a \cdot \epsilon \cdot n^2$ . Для оценок мы не можем брать глубокие состояния с малым главным квантовым числом  $n$  (как было сказано, дно ямы не кулоновское). Возьмем для примера  $n=4$ , тогда  $r_0 \sim 100 \text{ \AA}$ , и энергия такого состояния  $E \sim - 0,02 \text{ эВ}$ . Таким образом, если расстояние между потенциальными ямами не больше, чем  $200 \text{ \AA}$ , то эти состояния взаимодействуют, и возникает зона нелокализованных состояний электронов (Рис.79). Для рассматриваемых состояний критическая концентрация – вполне реальная величина  $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (тут следует еще раз напомнить, что средняя плотность поверхностного заряда

много меньше, чем  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). Возможно, что критическая концентрация  $e-h$  пар меньше, чем приведенная оценка.

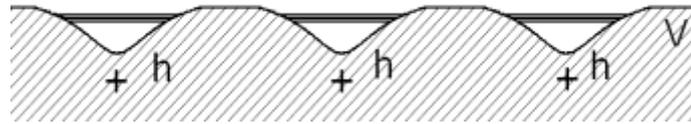


Рис.79. Иллюстрация образования электронной зоны.

Дело в том, что для разрядки поверхности не обязательно получать сплошную по поверхности изолятора проводящую зону, достаточно образовать пространственную конфигурацию зоны фрактального типа.

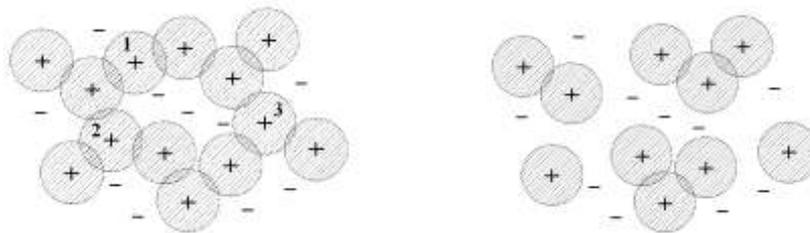


Рис.80. Образование и разрушение проводящей зоны.

Средняя необходимая концентрация потенциальных ям в этом случае существенно меньше (Рис.80). На рисунке кружочками изображены области локализации волновых функций ДП. На левом рисунке области перекрываются, и зона нелокализованных состояний образуется. На правом показано, что достаточно убрать лишь малую долю дырок и зона перестает существовать ( $n_1 - n_2 \ll n_2$ ).

Как только образовалась зона нелокализованных состояний, причем незанятых состояний, расположенная внутри валентной зоны на глубине (по энергии) порядка  $0,02 \text{ эВ}$ , проводимость поверхности становится

металлической [41] и заряд стекает. Заряд поверхности становится меньше необходимого для бесконтактного прохождения ионов через капилляр, т.е. капилляр «запирается». При протекании тока разрядки поверхность нагревается, рекомбинация  $e-h$  пар ускоряется, и, несмотря на продолжающееся воздействие ионов на поверхность, концентрация пар уменьшается и становится меньше необходимой для образования зоны. Кроме того, электроны, заполнившие новую зону, свободно перемещающиеся и осуществляющие протекание тока, также могут рекомбинировать с дырками. Зона нелокализованных электронных состояний исчезает. После этого процесс повторяется. Вновь начинается накопление заряда и  $e-h$  пар. Достигается критическая концентрация пар, возрастает проводимость, сбрасывается заряд, «запирается» капилляр, рекомбинируют пары и т.д.

Предложенная модель обеспечивает осцилляции, т.к. имеет место запаздывание исчезновения высокой проводимости относительно времени стекания заряда (т.е. есть гистерезис). Причина запаздывания понятна. Зону образуют электронные состояния около положительных зарядов, и избыточный положительный заряд быстро стекает. Отрицательные заряды пространственно находятся вне образовавшейся зоны проводимости (см. Рис.80), и для рекомбинации пары необходимо время для преодоления барьера. Таким образом,  $e-h$  пары являются вполне реальным кандидатом на роль ДП. Отметим, что оценка критической концентрации  $e-h$  пар хорошо согласуется с параметрами  $n_1$  и  $n_2$ , которые подбирались для объяснения эксперимента. В случае, если дефектами проводимости являются  $e-h$  пары, то параметр  $k_4$  это коэффициент вторичной эмиссии электронов, и подобранное под эксперимент модельное значение  $k_4=2e^{-1}$  хорошо согласуется с измеренными величинами коэффициента эмиссии [42].

Показано, что необычное осциллирующее поведение тока ионов, проходящих через капилляр, объясняется накоплением дефектов, обладающих специфическим свойством образовывать электронную зону при достижении их концентрации некоторой критической величины. Показано, что роль таких дефектов могут выполнять e-h пары. Можно утверждать, что исследование прохождения ионов через капилляр позволило экспериментально обнаружить новое явление: явление фазового перехода поверхности изолятора в проводящее состояние для простого вещества при воздействии на него пучка ионов. Ранее такой фазовый переход наблюдался только для сложных полимерных материалов [33].

#### **4.5 Другие типы дефектов – возможные кандидаты на роль ДП.**

В предыдущем параграфе мы рассмотрели электрон-дырочные пары в качестве кандидатов на роль «дефектов проводимости». Но это не единственный возможный вариант реализации модели осцилляций. Двуокись кремния (стекло) является аморфным веществом, в котором существует много ловушек и для отрицательных зарядов, и для положительных. Более того, в нашем эксперименте плоский капилляр был изготовлен из натриевого стекла (70%  $\text{SiO}_2$ , 11%  $\text{Na}_2\text{O}$ ), т.е. содержал много ионов Na, которые могут нести положительный заряд. Концентрация ионов Na вблизи поверхности гораздо выше, чем в объеме, и, следовательно, может приводить к появлению высокой концентрации поверхностных электронных состояний. Ион натрия в двуокиси кремния – это дефект способный заряжаться при воздействии ионизирующего излучения [43]. Причем плотность заряда может достигать  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Остается вопрос о положении уровня возникающих поверхностных состояний и об их локализации. От этого зависит возможность образования зоны нелокализованных состояний и возможность попадания электронов в

эту зону, т.е. появление высокой проводимости. В реальной ситуации, по-видимому, несколько типов дефектов образуют «мини зоны» нелокализованных электронных состояний, которые отличаются величиной проводимости и величиной необходимой концентрации для образования зоны. На рис.68 видно, что осцилляции с плоской вершиной имеют не вполне плоскую вершину. На ней наблюдаются более мелкие осцилляции. Возможно, они свидетельствуют о периодическом (с меньшим периодом) образовании еще одной электронной зоны нелокальных состояний, которая находится не слишком близко к валентной зоне и поэтому приводит лишь к небольшому скачку проводимости. И до своего разрушения (т.е. до исчезновения высокой проводимости) лишь немного подсаживает заряд поверхности. Таким образом, экспериментально наблюдаемое поведение тока, проходящего через капилляр (рис.68), представляет собой наложение осцилляций с двумя периодами. С большим периодом происходит почти полная разрядка стенок капилляра и его «запирание». И с большой частотой происходит быстрое стекание небольшой части заряда и соответственно небольшое уменьшение тока проходящих ионов.

## Глава 5. Конические капилляры.

Как уже говорилось во введении, большой интерес с прикладной точки зрения представляет транспортировка пучков быстрых заряженных частиц через конические капилляры. Это устройство служит не только для транспортировки ионов, но и является оптической системой, которая не требует электропитания. Конические капилляры позволяют увеличить плотность потока ионов, производить точечную модификацию поверхности твердого тела, осуществлять точечное выделение энергии при трехмерном выборе точки бомбардировки в произвольном месте в живой биологической клетке и реализовывать «хирургию клетки». Первые эксперименты с коническим капилляром были проведены группой японских ученых [18]. Ионы  $\text{He}^+$  с энергией 2 МэВ проходили через стеклянный капилляр длиной 50 мм с входным диаметром 0,8 мм и выходным диаметром 0,8 мкм. Интенсивность потока на входе трубки была  $7 \cdot 10^6$  ион/см<sup>2</sup>с. Проходит через капилляр 1,8% ионов. Таким образом, плотность потока на выходе из капилляра возросла более чем на 4 порядка. Следует обратить внимание на то, что микропучок медленных многозарядных ионов практически невозможно получить с помощью коллиматора, поскольку пучки таких ионов сравнительно слабые и имеют не достаточно хороший эмиттанс. Капилляр позволяет получать микропучок благодаря увеличению плотности потока ионов на выходе, т.е. благодаря фокусировке.

## 5.1 Фокусировка пучка ионов коническим капилляром.

В НИИЯФ МГУ было проведено исследование по прохождению пучка протонов с энергией 100 КэВ через капилляр, имеющий форму конуса (длина 50 мм, диаметр входного отверстия 1,5 мм, диаметр выходного отверстия 0,5 мм). На выходе из конуса наблюдалось увеличение плотности пучка до 5 раз по сравнению с первоначальной плотностью [19]. Т.е. конический капилляр является фокусирующим оптическим элементом для ускоренных ионов.

Более тщательные эксперименты с коническими капиллярами были проведены в научном центре RIKEN, в Японии. Мы использовали капилляр 50 мм длиной, с входным отверстием около 1 мм и с выходным отверстием величиной несколько десятых микрона (см. рис.81).

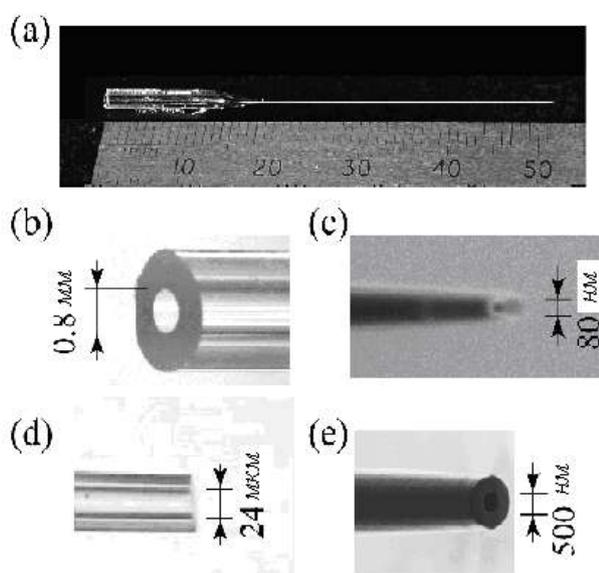


Рис. 81. (а) фотография конического капилляра, (b) входное отверстие, (c) выходное отверстие, (d) и (e) выходные отверстия, срезанные при внутренних диаметрах 24 мкм и 0,5 мкм.

Транспорт многозарядных ионов через конические капилляры при низких энергиях обусловлен, как и для цилиндрических и плоских капилляров, самоорганизующимся характером зарядки внутренней стенки капилляра.

Капилляр изготавливался путем разогрева и вытягивания прямого стеклянного капилляра с начальной длиной 90 мм и с 2 мм, и 0,8 мм внешним и внутренним диаметрами соответственно. Наиболее подходящим материалом, с точки зрения температуры размягчения ( $821^{\circ}\text{C}$ ) и скорости остывания после разогрева, оказалось боросиликатное стекло. Этот материал позволил получить минимальное выходное отверстие порядка 100 нм (для получения нанопучка ионов). Как видно на рис.81(с), был получен диаметр 80 нм. Если необходимо иметь больший выходной диаметр, конический капилляр нужно обрезать на требуемом внутреннем диаметре (Рис. 81 (d) и (e)). Угол конуса капилляра определяет характеристики пропускания пучка. Температура нагревателя и вытягивающая сила являются главными параметрами, ответственными за угол конуса. При тщательной подстройке этих параметров получается хорошая воспроизводимость величины угла.

Как было сказано выше, практически невозможно традиционными методами получить микропучок (и тем более нанопучок) ускоренных многозарядных ионов, т.к. магнитные или электростатические оптические системы требуют, чтобы исходный пучок имел очень хороший эмиттанс. Если использовать диафрагмирование для получения микропучка, то он сильно загрязняется, благодаря соприкосновению с внутренними краями щелей и перезарядке.

Фокусировка многозарядных ионов с помощью конического капилляра лишена указанных недостатков. Входящие в капилляр ионы, сталкиваясь с внутренней стенкой, заряжают ее. Заряд увеличивается и в дальнейшем препятствует столкновениям ионов со стенкой, и они движутся

параллельно стенке. Таким образом, часть ионов поддерживает заряд стенок, компенсируя стекающий заряд, а другая часть (даже, если и малая) проходит через капилляр без соприкосновения со стенкой, т.е. не изменяя свою энергию и заряд. Если выходное отверстие капилляра микронного (или нанометрового) размера, то и пучок ионов имеет тот же размер.

Таким образом, конический капилляр позволяет:

- Получить пучок ионов с неизменным зарядом;
- Увеличить плотность потока ионов;
- Получить микро (нано) размерный пучок вблизи выхода из капилляра.

Первый эксперимент с коническим капилляром был проведен с ионами  $\text{Ar}^{8+}$ , с энергией 8кэВ. Использовался капилляр с выходным отверстием 24 мкм (Рис. 81 d). Эффективность пропускания капилляра составила порядка 1%. Фактор увеличения плотности потока ионов, определяемый, как отношение  $N_0/S_0$  к  $N_i/S_i$ , был равен 10 (где  $N_0$  и  $N_i$  число прошедших и вошедших в капилляр ионов, соответственно, и  $S_0$  и  $S_i$  геометрическая площадь входного и выходного отверстий, соответственно). Плотность пучка повысилась, т.е. эффект фокусировки есть. Угловая расходимость прошедшего пучка оценивалась по размеру изображения пучка на позиционно чувствительном детекторе (ПЧД), расположенном на расстоянии 10 см за капилляром. Она составила  $\sim \pm 5$  мрад.

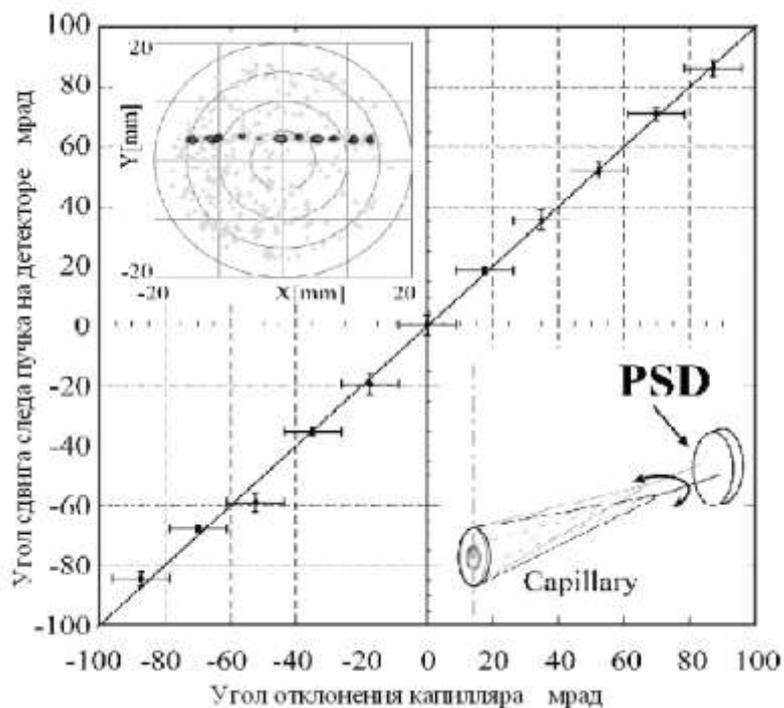


Рис. 82. Зависимость положения пятна пучка на ПЧД от угла отклонения капилляра.

На рис.82 показан эффект управления пучком с помощью конического капилляра. На вставке показано положение прошедшего пучка на ПЧД при отклонении конического капилляра относительно оси входящего пучка ( $\sim 0,01$  пА) в пределах от  $-5^\circ$  до  $+5^\circ$  с шагом  $1^\circ$ . Соотношение между направлением прошедшего пучка и углом отклонения капилляра – один к одному (Рис.82), т.е. в пределах 100 мрад имеет место хорошее управление пучком. Важно отметить, что угол отклонения на порядок превышает полуширину открытого угла капилляра ( $\sim 8$  мрад). Расходимость входящего пучка также составляла всего несколько мрад.

Было проверено и зарядовое распределение прошедших ионов при капилляре, сориентированном вдоль входящего пучка. Для этого между выходом капилляра и ПЧД была помещена электростатическая отклоняющая система. Наблюдался только один пик на детекторе, соответствующий ионам с неизменным зарядом. Т.е. можно утверждать,

что при прохождении ионов через конический капилляр в пределах чувствительности детектора других зарядовых состояний не образуется.

Исследование прохождения МэВных ионов через конический капилляр впервые было проведено Нарусавой с сотрудниками [18]. Они исследовали прохождение 2 МэВных ионов  $\text{He}^+$  через стеклянный капилляр длиной 50 мм с входным отверстием 0,8 мм и выходным 0,8 мкм. При оси капилляра параллельной оси пучка большая часть прошедших ионов сохранила свою энергию 2 МэВ. При отклоненном на  $2^\circ$  капилляре очень мало ионов прошло через капилляр, и их энергии были распределены в интервале от 0 до величины немного меньшей, чем 2 МэВ. Из этого факта был сделан вывод, что при больших энергиях механизм прохождения ионов отличается от механизма прохождения при низких энергиях. Авторы полагают, что прохождение происходит благодаря скользящему рассеянию. Но при таком механизме и при нулевом угле ориентации капилляра энергия прошедших ионов должна отличаться от начальной. Авторы не учли, что при МэВных энергиях предельный угол управляемого бесконтактного прохождения ионов через капилляр (guiding) много меньше  $2^\circ$ . Оценка, проведенная по формулам, полученным в главе 2, дает величину порядка  $0,1^\circ$  для предельного угла. Угол  $2^\circ$  много больше предельного угла, и при таком отклонении капилляра естественно нет бесконтактного прохождения. Лишь в очень малом диапазоне углов отклонения капилляра имеет место управление пучком так же, как для медленных многозарядных ионов – путем самоорганизующейся зарядки стенок. Важно иметь в виду, что и угол конуса должен быть меньше критического. Таким образом нельзя сказать, что при больших энергиях механизм прохождения другой, чем при малых. Механизм определяется совокупностью параметров и энергией и геометрией.

Мы измерили увеличение плотности потока МэВных ионов в диапазоне диаметров выходных отверстий конического капилляра от 1,5 до 9,6 мкм. [35] Ток прошедших ионов измерялся цилиндром Фарадея, закрывавшим выход капилляра. Ток входящих ионов мы оценивали, заменяя капилляр цилиндром Фарадея с отверстием такого же диаметра. Оказалось, что увеличение плотности потока происходит по закону  $D_{out}^{-1,3}$  и при минимальном отверстии достигает 1000. Способность фокусировать МэВные пучки ионов - очень важное свойство конического капилляра по сравнению с обычным способом получения острых пучков путем обрезания диафрагмой.

Конический стеклянный капилляр позволяет получить ток до 400 пкА при выходном диаметре  $D_{out}=20$  мкм. Таким образом, с таким высоким разрешением конический капилляр позволяет проводить анализы методом Резерфордского обратного рассеяния (RBS), методом ионно-индуцированного рентгеновского излучения (PIXE) [44], методом ядерных реакций (NRA) [45] и т.д.

## **5.2 Конический капилляр с тонким выходным окном.**

Ионы МэВных энергий используются для анализа различных материалов. Но в традиционной постановке опытов невозможно облучать мишень, находящуюся в жидкости. Чтобы преодолеть эту трудность мы предложили и реализовали новую схему, в которой используется конический капилляр с тонким выходным окном [14, 46, 47]. Такая схема позволяет производить точечное выделение энергии в трех измерениях. Контролируя процесс через микроскоп можно с микронной точностью облучать малый объект в жидкости. Варьируя энергию ионов и толщину

выходного окна капилляра, можно менять энергию и пробег выходящих ионов в жидкости.

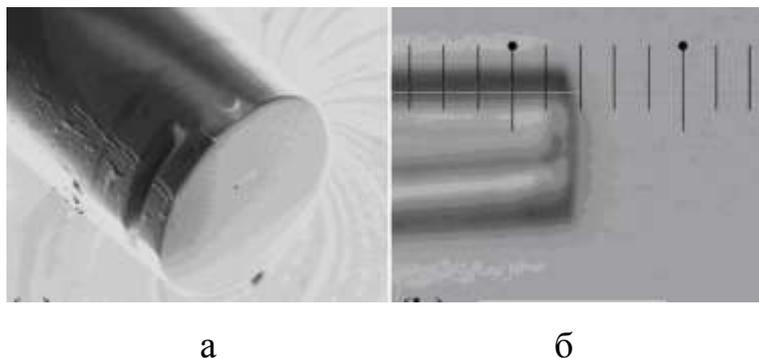


Рис. 83. Фотографии выходного окна капилляра, полученные (а) с помощью сканирующего ионного микроскопа (SIM) (б) с помощью оптического микроскопа (1 дел=2мкм).

На рис. 83 (а) и (б) показаны фотографии выходного окна капилляра, полученные с помощью сканирующего ионного микроскопа (SIM) и с помощью оптического микроскопа. Толщина окна в данном случае составляла 1 мкм. Тонкое окно было получено путем срезания стеклянной капли острым ионным пучком (FIB).

Такой конический капилляр с окном можно вводить в живую клетку и производить облучение элементов клетки микропучком. Обычная клетка живого организма имеет размер порядка 50 мкм и содержит сложные внутриклеточные органеллы и связанные с ними большие молекулы различной формы и размеров. Для изучения роли этих клеточных структур в живой клетке представляет огромный интерес возможность выборочного их выключения.

В традиционной схеме установки хорошо сфокусированный пучок выводится через тонкое окно в воздух и затем «стреляет» в биологическую клетку в воде. В этом случае ионы производят радиационное воздействие вдоль всего своего пути в жидкости.

При использовании стеклянного конического капилляра с выходным окном можно с микронной точностью (для 2-4 МэВных ионов гелия)

локализовать область выделения энергии в том месте, где находится интересующая экспериментатора структура. На рис.84 показана схема установки для получения микропучка ионов  $\text{He}^+$ . Сначала пучок обрезается четырьмя прямоугольными пластинами до размера  $1\text{H}1\text{ мм}^2$ . Затем он входит в конический капилляр с тонким выходным окном. Капилляр установлен в держателе, который с помощью микровинтов может юстироваться и по направлению, и по положению. Направление капилляра выставляется с точностью  $0,5$  мрад. Выходное окно капилляра находится в фокусе микроскопа, который установлен на трехкоординатном столике.

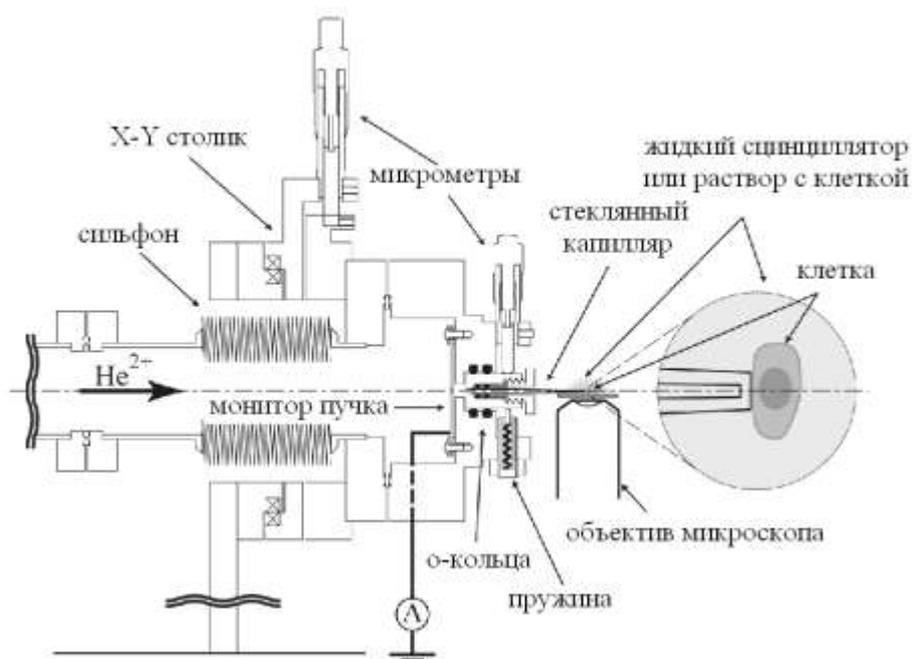


Рис. 84. Схема системы приготовления микропучка для облучения живой клетки.

Для демонстрации возможностей микропучка мы использовали клетку Хела, которая часто используется в экспериментах. Ядро клетки было помечено белком гистона и зеленым флуоресцентным белком. Микропучок

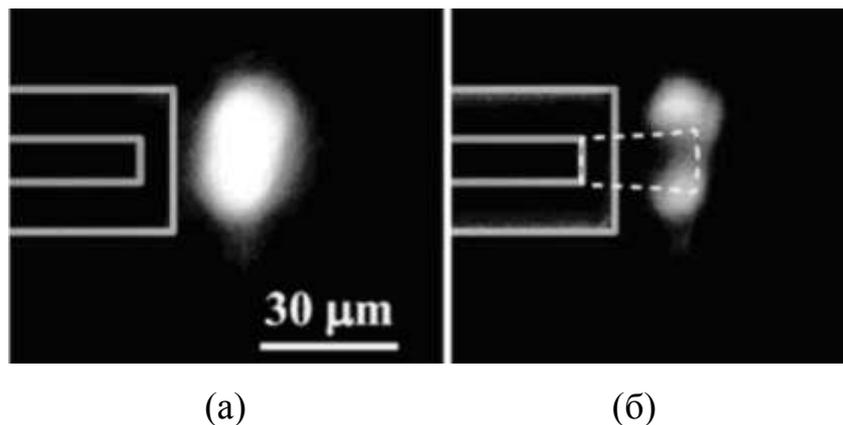


Рис. 85. Флуоресцентное изображение ядра клетки Хела  
(а) до облучения и (б) после облучения.

был приготовлен из 4 МэВных ионов  $\text{He}^{2+}$ . Конический капилляр имел выходное окно толщиной 7,3 мкм и диаметр выходного отверстия  $D_{\text{out}} \sim 9,6$  мкм. На рис. 85 (а) и (б) показано флуоресцентное изображение ядра до и после облучения током  $\sim 100$  пкА в течение  $\sim 7$  с, соответственно. Хорошо видно, что облученный объем разрушен без воздействия на общую морфологию живой клетки. Конический капилляр вводится в клетку точно так же, как для инъекции. Облучаемый объем можно в принципе уменьшить до 100 нм, если использовать ионы He с энергией 20 кэВ и капилляр с окном толщиной 100 нм и выходным диаметром тоже 100 нм.

## **Выводы**

- Впервые показано, что основными силами, обеспечивающими транспортировку ионов в капилляре без контакта со стенками, являются кулоновские силы, связанные с краевым эффектом, т.е. с конечностью длины капилляра. При большой длине капилляра в средней его части существенную роль играют градиентные силы, возникающие благодаря дискретной структуре заряда стенки канала.

- Впервые экспериментально исследована «прозрачность» плоских капилляров при различных углах падения пучка относительно оси капилляра. Оказалось, что кривая зависимости прозрачности плоского капилляра от угла падения пучка является квадратичной параболой.

- На основе теоретической модели, объясняющей параболическую угловую зависимость прозрачности капилляра, показано, что в стационарном режиме пучок ионов отклоняется лишь один раз, не испытывая перерассеяния на противоположной стенке канала.

- Впервые обнаружено интересное свойство диэлектриков, заключающееся в том, что при воздействии скользящего пучка ионов на диэлектрик его поверхностная проводимость очень резко зависит от величины заряда, который накапливается на поверхности диэлектрика.

- Впервые экспериментально обнаружено, что пучок ионов следует за капилляром не только при его наклоне, но также и при его повороте без нарушения ориентации его плоскости вокруг оси, перпендикулярной плоскости капилляра. Причем поворот пучка происходит один к одному с поворотом капилляра (эффект двойного управления пучком ионов). Построена теоретическая модель, объясняющая этот эффект, в её основе

лежит образование специального макрораспределения поверхностного заряда.

- Впервые обнаружено явление периодического «запирания» и «открывания» плоского капилляра (осцилляции тока прошедших ионов). Построена теоретическая модель явления осцилляций тока ионов, проходящих через капилляр. Показано, что причиной периодического изменения «прозрачности» капилляра является периодический переход поверхностного слоя стекла в металлическое состояние, т.е. обнаружено новое явление для простых изоляторов. Предложен возможный механизм такого перехода поверхности изолятора в металлическое состояние при радиационном воздействии.

- Предложена конструкция конического стеклянного капилляра с тонким выходным окном, которая позволяет проводить эксперименты по прицельной бомбардировке участка ядра живой клетки ускоренными  $\alpha$ -частицами. Проведен первый такой эксперимент.

## Список литературы.

1. Крастелев Е.Г., Яблоков Б.Н. // Письма в ЖТФ, 1977. Т.3, №15, с. 775.
2. Агафонов А.В., Айрапетов А.Ш., Коломенский А.А. и др. // Физика плазмы, 1981. Т.7, №2, с. 267.
3. N. Stolterfoht, J.-H. Bremer, V. Hoffmann et al. //Phys.Rev.Lett. 2002. V.88, p. 133201.
4. N. Stolterfoht, V. Hoffmann et al.//Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2003. В 203, p. 246-253.
5. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, Z.D. Pes̆ic et al. //Vacuum 2004. V.73, p. 31
6. R. Hellhammer, P. Sobocinski, Z.D. Pes̆ic, J. Bundesmann et al.// Nucl.Instr. and Meth. in Phys. 2005. В 232, p. 235–243.
7. R. Hellhammer, Z.D.Pes̆ic, P. Sobocinski et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2005. В 233, p. 213–217.
8. Gy. Vı̆kor, R.T. Rajendra Kumar, Z.D. Pes̆ic // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2005. В 233, p. 218–221.
9. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, P. Sobocinski // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2005. В 235, p. 460–467.
10. M.B. Sahana, P. Skog, Gy. Vı̆kor, R.T. Rajendra Kumar, R. Schuch // Phys. Rev. 2006. A 73 (4), p. 040901(R).
11. R.T.R. Kumar, X. Badel, G. Vı̆kor // Nanotechnology 2005. V.16 (9), p. 1697.
12. P. Skog, I.L. Soroka, A. Johansson and R. Schuch //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2007. В 258, p. 145-149.
13. А.С. Камышан, Ф.Ф. Комаров, А.Е. Лагутин // Поверхность №4, с.61-63 (2008).
14. K. Schiessl, W. Palfinger, K. Tokesi, H. Nowotny // Phys. Rev. 2005. A 72, p. 062902
15. K. Schiessl, W. Palfinger, C. Lemell, J. Burgdorfer // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2005.В 232, p. 228–234.
16. Жилияков Л.А., Костановский А.В., Иферов Г.А. и др.// Поверхность, 2002, №11, с. 65.
17. Жилияков Л.А., Костановский А.В., Куликаускас В.С. и др.// Поверхность, 2003, №4, с. 6.
18. T. Nebiki, T. Yamamoto, T.Narusava //J.Vac. Sci. Technol. 2003. A 21(5), p. 1671.
19. К.А. Вохмянина, Л.А. Жилияков, А.В. Константиновский и др.// Поверхность, 2005, №3, с. 55-58.
20. T.Ikeda, Y.Kanai, T.M.Kojima et al//App. Phys. Let. 2006. V.89,163502.

21. Y. Yamazaki // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2007. В 258, p.139-144.
22. K. Schiessl, W.Palfinger, K.Tokesi et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2007. В 258, p.150-154.
23. Y.Kanai, M.Hoshino, T.Kambara et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2007. В 258, p.155-158.
24. R. Hellhammer, J.Bundesmann, D. Fink, N. Stolterfoht // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2007. В 258, p. 159-162.
25. К.А.Вохмянина, Л.А.Жиляков, Г.П.Похил, В.Б.Фридман, А.Ф.Тулинов // Поверхность №4, с.94-100 (2006)
26. Г.П.Похил, В.П.Петухов, К.А.Вохмянина, Л.А.Жиляков, В.Б.Фридман, А.Ф.Тулинов // Изв. РАН, серия Физическая, 2006, том 70, №6, с. 828-833.
27. А.В. Гапонов, М. А. Миллер // ЖЭТФ, 1958. Т.34, с.751.
28. А.В. Гапонов, М. А. Миллер// ЖЭТФ, 1958. Т.34, с.242.
29. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Механика, Т.1, раздел «Движение частиц в быстро осциллирующем поле». Наука, Москва, 1988г.
30. Р.Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс Фейнмановские лекции по физике, 5, электричество и магнетизм, стр.148, изд. «Мир», Москва, 1966.
31. Г.П. Похил, К.А.Вохмянина, Л.А. Жиляков, Т. Ikeda, Y. Kanai, Y. Iwai, Т.М. Kojima, Y. Yamazaki //Известия РАН, серия физическая, т.72, №5, стр. 674-679 (2008).
32. Л.А. Жиляков, А.В. Костановский, Г.П. Похил // Теплофизика высоких температур, т. 46, №5, с. 786-789.
33. M.I.Dykman //E.Y. Andrei(ed.), Two-Dimensional Electron Systems, 1997. P.89-123, Kluwer Academic Publishers.
34. Г.П. Похил, К.А. Вохмянина // Поверхность №3, с.71-73 (2008)
35. Ikeda, Y. Kanai, Т. М. Kojima, Y. Iwai, Y. Kanazawa, М. Hoshino, Т. Kobayashi, G. P. Pokhil, and Y. Yamazaki // J. Phys. Conf. Ser. 88, 012031 (2007).
36. N. Stolterfoht, R. Hellhammer, J. Bundesmann, D. Fink, Y. Kanai, М. Hoshino, Т. Kambara, Т. Ikeda and Y. Yamazaki // Phys. Rev. A 76, 022712 (2007)
37. Г.П. Похил, К.А. Вохмянина, А.И. Мирончик // Поверхность №4, с.82-86 (2009)
38. А.И. Мирончик, Г.П. Похил // Тезисы докладов XL Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 25 мая – 27 мая 2010 г. Изд-во Моск. Университета, с. 39
39. Pokhil G.P. // Report at 3rd Workshop on Interaction of Ions with Insulators (3WI3) September 4 and 5 2010, Narita, Chiba, Japan.

40. Г.П. Похил , А.И. Мирончик, Л.А. Жиляков , Т. Ikeda, Y. Yamazaki // Изв. РАН, т.74, №2, с. 241-247, 2010
41. . П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов «Физика твердого тела», изд. Нижегородского ГУ, Нижний Новгород, 1993.
42. . М. Каминский «Атомные и ионные столкновения на поверхности металлов», изд. «Мир», Москва, 1967.
43. S.R. Ovchinskiy // Phys. Rev. Lett. 21, 1450 (1968)
44. С. Зи (S.M. Szi) Физика полупроводниковых приборов, изд. «Мир», Москва, 1984.
45. Cassimi et al, to be published in Int. J. Nanotechnology.
46. Y. Iwai, T. Ikeda, T.M. Kojima, Y. Yamazaki, K. Maeshima, N. Imamoto, T. Kobayashi, T. Nebiki, T. Narusawa, and G.P. Pokhil, // Appl. Phys. Lett. 92, 023509 (2008)
47. Ikeda T, Kanai Y, Kojima T M, Iwai Y, Kambara T, Yamazaki Y, Hoshino M, Nebiki T and Narusawa T // Appl. Phys. Lett. 89 163502 (2006)

## ПРИЛОЖЕНИЕ - ПАТЕНТЫ

1. Патент на полезную модель № 34056 «Устройство для транспортировки пучков ускоренных заряженных частиц» Авторы: Жилияков Л.А., Костановский А.В., Куликаускас В.С., Петухов В.П., Похил Г.П., Приоритет 22 июля 2003г.
2. Патент на полезную модель № 45199 «Устройство для фокусировки пучков ускоренных заряженных частиц», Авторы: Жилияков Л.А., Костановский А.В., Куликаускас В.С., Петухов В.П., Похил Г.П., Приоритет 7 декабря 2004г.
3. Японский Патент JP 2008-22991 A 2008.2.7 “Капилляр с тонким выходным окном” Авторы: Tokihiro Ikeda, Takao M. Kojima, Yasunori Yamazaki, Pokhil Pavlovich Grigory