

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

На правах рукописи

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**

Работа выполнена в Отделе физики атомного ядра НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук, профессор, Мартыненко Юрий Владимирович,  
РНЦ «Курчатовский институт»

доктор физ.-мат. наук, профессор Недорезов Владимир Георгиевич,  
ИЯИ РАН

доктор физ.-мат. наук, профессор Курнаев Валерий Александрович,  
НИЯУ «МИФИ»

Ведущая организация:

Белгородский Государственный университет

Защита состоится “ 4 ” февраля 2011 года в 15 часов на заседании Совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д.501.001.77 по адресу: г. Москва, Ленинские горы дом 1, строение 5 («19 корпус НИИЯФ МГУ»), ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ.

Автореферат разослан “ 21 ” декабря 2010 года.

Ученый секретарь совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д.501.001.77  
Страхова С.И.

## Актуальность работы

Пучки заряженных частиц в настоящее время находят широкое применение в различных областях науки и техники. Они используются в фундаментальных исследованиях (изучение свойств материалов, ядерно-физические исследования 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. Транспортировка с помощью магнитных или электростатических систем громоздка и требует сложных систем питания. Транспорт частиц с помощью диэлектрических каналов лишен этих недостатков. Поэтому проблемы, 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 пробоям изоляторов в установках, заряд изолятора искажает оптические свойства устройств транспортировки пучка и т.п. Взаимодействие пучка ионов и заряда диэлектрика, создаваемого на нем самим 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.

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 в большей части 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 изучение возможности использования капилляров для формирования микропучков и анализа свойств поверхностной проводимости диэлектриков при воздействии на них скользящих пучков ионов.

Исследование механизма обеспечивающего транспортировку ионов в капилляре без контакта со стенками, роли кулоновских сил, связанных с

краевым эффектом, т.е. с конечностью длины капилляра, и роли градиентных сил, возникающих благодаря дискретной структуре заряда стенки канала.

Исследование траекторий движения ионов в капилляре в стационарном режиме

Исследование управления пучком при повороте плоского капилляра без нарушения ориентации его плоскости вокруг оси, перпендикулярной плоскости капилляра.

Исследование явления периодического «запирания» и «открывания» плоского капилляра (осцилляции тока прошедших ионов).

Создание конструкции конического стеклянного капилляра с тонким выходным окном, которая позволила бы проводить эксперименты по прицельной бомбардировке участка ядра живой клетки ускоренными  $\alpha$ -частицами.

**В диссертации получены следующие новые результаты :**

1. 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.

2. 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.

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

4. 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.

5. 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.

6. 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.

7. 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.

### **Практическая значимость**

Ранее работы по влиянию диэлектриков на движение ионов при скользящих углах падения пучка не проводились. Эта проблема возникла в

2002 году 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, в данной работе показано, что возможно радикальное изменение проводящих 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 проводимость поверхности в процессе облучения 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.

Автору принадлежит постановка экспериментов, создание и модернизация экспериментальной установки, руководство экспериментом, создание теоретических моделей для объяснения наблюдаемых эффектов и теоретическая интерпретация полученных результатов.

### **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, 39 и 40-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.

9. На 3-ей международной конференции по взаимодействию ионов с изоляторами (3WI<sup>3</sup>), Нарита, Япония, сентябрь 2010 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.

### **Содержание работы**

Работа состоит из введения, пяти глав и заключения.

**Во введении** дан краткий обзор имеющихся работ по эффекту guiding, т.е. по исследованию транспортировки ионов в диэлектрических



капиллярах без контакта со стенками, и сформулированы вопросы, которые существовали к моменту начала работы над диссертацией.

**Первая глава** посвящена анализу механизма изоляции потока ионов от стенок капилляра в области транспортировки. Спустя некоторое время после включения пучка при прохождении заряженных частиц через диэлектрический канал, стенка канала заряжается благодаря внедрению в нее ионов и эмиссии электронов с ее поверхности при столкновениях ионов со стенкой. 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, некоторая часть пучка (около 20%, иногда и больше) постоянно садится на стенку капилляра. Естественно, заряд не может копиться на поверхности диэлектрика бесконечно и 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.

Проведенное машинное моделирование показало, что распределение заряда на стенках цилиндрического капилляра не имеет каких-либо особенностей ни как функция азимутального угла, ни как функция продольной координаты, т.е. невозможно объяснить изоляцию пучка от стенок и его фокусировку ни возникновением квадрупольной фокусировки, ни образованием линз Энзеля.

Моделирование движения ионов в цилиндрическом капилляре занимает много машинного времени, поэтому для более эффективного теоретического анализа мы перешли к задаче с плоским капилляром. Плоский капилляр – это конструкция из двух пластин изолятора, разделенных узким зазором. В дальнейшем и эксперименты проводились с плоскими капиллярами.

Прослеживание траекторий ионов в плоском капилляре с однородно заряженными стенками показало, что эффективный потенциал, в котором ионы движутся, является осцилляторным потенциалом. На первый взгляд это неожиданно, т.к. очевидно, что в бесконечном капилляре поле внутри отсутствует. Но реальный капилляр конечен, и краевым эффектом пренебречь нельзя. Действительно простые вычисления показали, что напряженность поля в конечном плоском капилляре имеет вид:

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

где  $\sigma$  - поверхностная плотность заряда,  $L$  - длина капилляра,  $d$  - расстояние между пластинами,  $x$  и  $z$  - поперечная и продольная координаты.

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  $1/L$ .

При этом вступает в действие другой механизм изоляции движущегося иона от стенки канала. Заряд на стенке капилляра распределен не непрерывно, а состоит из отдельных элементарных зарядов. Поэтому на ион, движущийся в поле таких зарядов, действует сила, имеющая переменную составляющую, амплитуда которой убывает при удалении от поверхности изолятора. В переменном поле, амплитуда которого зависит от координаты, на заряженную частицу действует так называемая градиентная сила, которую еще в 1958 году описали ученые из

Горького А.В. Гапонов и М.А. Миллер. Для случая, если сила и ее потенциал осциллируют периодически и убывают при удалении от плоскости экспоненциально:

$$U = a(x) \sin \frac{2\pi z}{\lambda}, \text{ где } a(x) = a_0 e^{-x/\delta},$$

то для градиентной силы можем записать простые аналитические выражения:

$$F_{grad}^{(1)} = \frac{\lambda^2}{16\pi^2 E \delta^3} a_0^2 e^{-\frac{2x}{\delta}}, \text{ и } F_{grad}^{(2)} = \frac{1}{4E\delta} a_0^2 e^{-\frac{2x}{\delta}}.$$

Первая сила появляется, благодаря малым осцилляциям траектории в осциллирующем поле. Ион находится ближе к поверхности в полупериоде, когда отталкивается, чем в полупериоде, когда притягивается, поэтому среднее значение отлично от нуля. Вторая сила обязана своим существованием тому, что ион в полупериоде, когда отталкивается, имеет меньшую скорость, т.е. находится дольше, чем в полупериоде, когда притягивается.

Таким образом, в пространстве между двумя плоскостями, с зарядом на них, плотность которого осциллирует, возникает потенциальная яма, которая не зависит от длины канала и может обеспечивать бесконтактное прохождение ионов через капилляр при произвольной его длине.

В последнем параграфе первой главы рассмотрена задача зависимости от времени процесса зарядки и разрядки стенок капилляра. Поскольку капилляр заряжается, в нем возникает электрическое поле. Ток утечки определяется двумя процессами: диффузией и дрейфом зарядов. Диффузия определяется температурой и не зависит от плотности поверхностного заряда, тогда как дрейф зарядов определяется полем, т.е. поверхностной плотностью заряда. В диссертации показано, что при той плотности заряда, которая обеспечивает *guiding* и измерена экспериментально, определяющим процессом стекания заряда является дрейф. На основании

этого вывода получено решение уравнения баланса заряда, которое хорошо описывает полученные экспериментально зависимости и процесса зарядки капилляра, и процесса его разрядки. Из уравнения также следует, что стационарное распределение заряда стенок капилляра не зависит от продольной координаты вдоль оси капилляра.

**В главе 2** изучен механизм управления пучком ионов вблизи входа в капилляр, в так называемой области рассеяния. Для исследования зависимости проходящего через плоский капилляр тока ионов нами были проведены эксперименты в НИИЯФ МГУ и в научном центре RIKEN (Япония). В RIKEN мы работали с пучком ионов  $Ag^{+8}$ , в Москве – с протонами. Схема эксперимента была одинакова и в Москве, и в RIKENe. Она показана на рисунке 1.

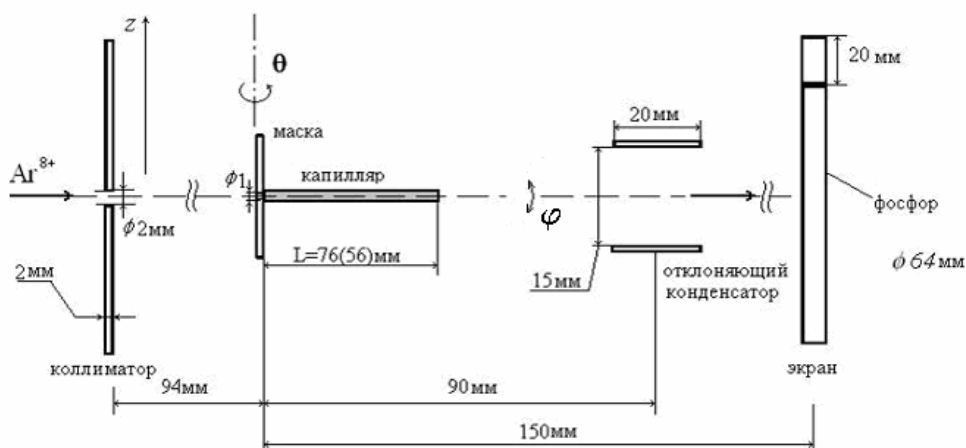


Рис. 1. Схема эксперимента для исследования угловой зависимости проходящего через плоский капилляр тока ионов.

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  $\theta$ ). След прошедшего через капилляр пучка на флюоресцирующем экране фиксировался с помощью цифровой фотокамеры.

Угловые зависимости тока (от угла  $\varphi$ ) были измерены для трех энергий ионов  $\text{Ar}^{+8}$ : 32 кэВ, 68 кэВ и 104 кэВ при токе падающего пучка 4 нА. При работе с таким малым током оказалось, что угловая зависимость (рис. 2) имеет параболическую форму (квадратичная парабола). Затем были проведены измерения тех же угловых зависимостей для энергии ионов 104 кэВ при разных величинах тока. Эти зависимости показаны на рис. 3.

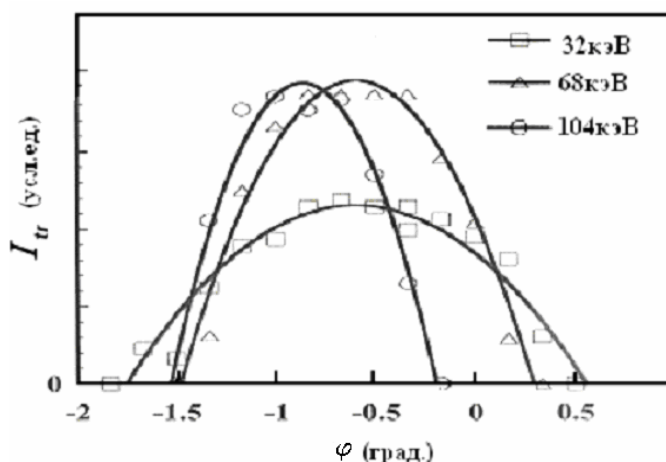


Рис. 2. Зависимость проходящего через плоский капилляр тока ионов  $\text{Ar}^{+8}$  различных энергий от угла наклона плоскости капилляра по отношению к оси пучка при малом токе (4 нА).

Оказалось, что после пропускания большого тока (500 нА) через капилляр форма угловой зависимости изменилась, она стала подобной трапеции.

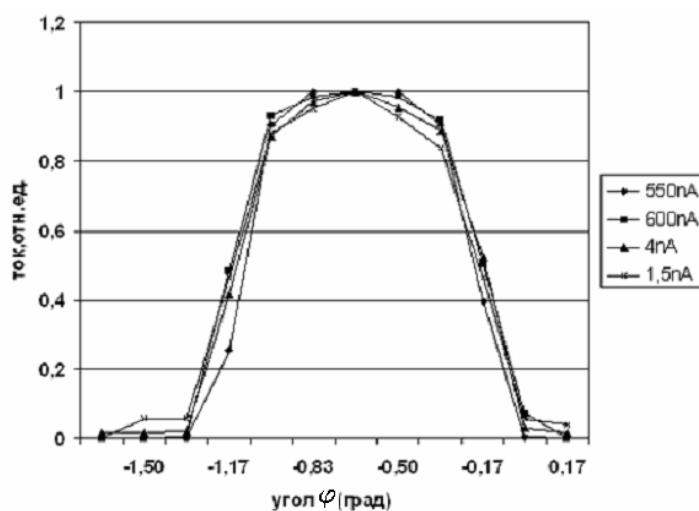


Рис. 3. Угловая зависимость проходящего через плоский капилляр тока ионов  $\text{Ar}^{8+}$  с энергией 104 кэВ от угла наклона капилляра при разных токах после модификации поверхности большим током (500 нА).

Это означает, что после пропускания большого тока происходит некое изменение свойств поверхности изолятора, которое определяет угловую зависимость, и это новое состояние поверхности в дальнейшем сохраняется.

Теоретическую интерпретацию экспериментально полученного поведения угловой зависимости можно дать, если предположить, что поверхностная проводимость изолятора при воздействии на него пучка ионов зависит от плотности заряда, образовавшегося на поверхности стенок капилляра. Причем эта зависимость достаточно резкая. Мы предполагаем ступенчатую зависимость: если плотность заряда превышает некоторую критическую величину ( $\sigma_0$ ), то проводимость резко возрастает в несколько раз. Механизм управления пучком с помощью плоского капилляра легко понять из рисунка 4. При падении пучка ионов под углом  $\varphi$  к оси капилляра 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 излишек заряда мгновенно сбрасывается. Величина 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.

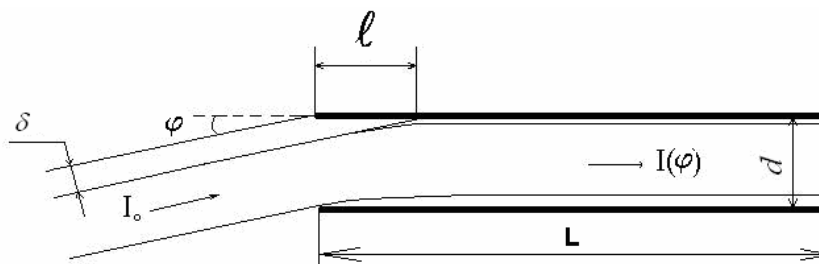


Рис. 4. Схема движения ионов при отклонении пучка от оси капилляра.

После этого пучок проходит, не касаясь стенки канала, и зарядка прекращается. Все ионы кроме тех, которые подзаряжают участок  $l$ , отклоняются на один и тот же угол независимо от точки входа в капилляр (поле однородное).

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

$$\frac{I_{tr}}{I_o} = 1 - \varphi^2 \frac{E}{ze^2 2\pi\sigma_o d}.$$

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 ( $L$ ). Отсюда естественным образом возникают два характерных угла  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ .

$$\varphi_1 = \sqrt{\frac{2\pi ze^2 d}{E}} \cdot \sqrt{\sigma_o}, \quad \varphi_2 = \frac{\pi ze^2 L}{E} \sigma_o.$$

Второй критический угол соответствует ситуации, при которой вся длина верхней пластины капилляра уже заряжена. Т.е. только до  $\varphi < \varphi_2$  угловая зависимость является параболической, а при дальнейшем увеличении угла происходит чисто геометрическое закрывание прозрачности капилляра. Таким образом, если  $\varphi_1 < \varphi_2$ , то вся кривая угловой зависимости имеет вид параболы. В противном случае параболическая зависимость только до  $\varphi = \varphi_2$ , а далее – геометрическое закрытие.

Таким образом показано, что в области рассеяния пучок не испытывает несколько отражений от стенок, а отклоняется только один раз.

**Глава 3** посвящена исследованию нового обнаруженного эффекта – двойного управления пучком ионов. В ходе исследования механизма транспортировки ионов через плоский канал возникла идея об образовании на поверхности диэлектрика двумерного кулоновского кристалла. При

этом можно ожидать, что возникнет силовое поле, способное не только осуществлять управление пучком при отклонении плоскости капилляра от оси пучка (guiding), но может также управлять пучком ионов при повороте плоского диэлектрического капилляра вокруг вертикальной оси без изменения пространственного положения плоскости капилляра. 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). Экспериментально этот эффект впервые был обнаружен нами в НИИЯФ МГУ. Эксперимент проводился на ускорителе КГ-500. На рисунке 5 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. Капилляр

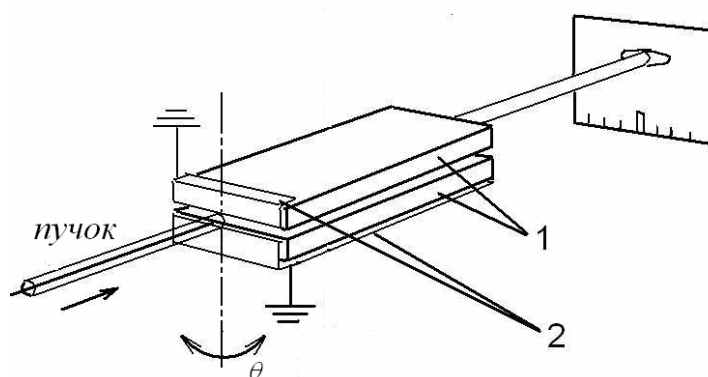


Рис. 5. Схема эксперимента (1 – стеклянные пластины, 2 - алюминиевая фольга).

ориентировался вдоль пучка, затем 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 углов поворота в каждую сторону (в пределах одного градуса). На экране наблюдалось смещение пучка вслед за поворачивающимся капилляром (см. рис. 6). Пучок следовал за капилляром в пределах 1 градуса. При повороте капилляра на больший угол пучок возвращается к исходному направлению.

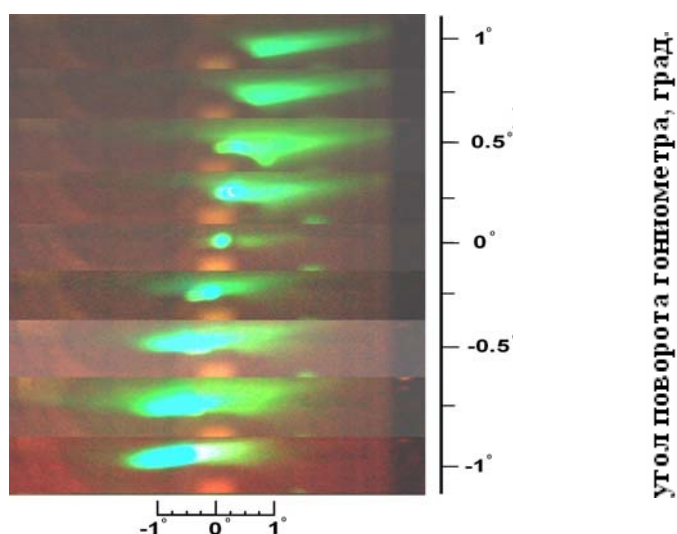


Рис. 6. Смещение следа пучка на флюоресцирующем экране при повороте пластин.

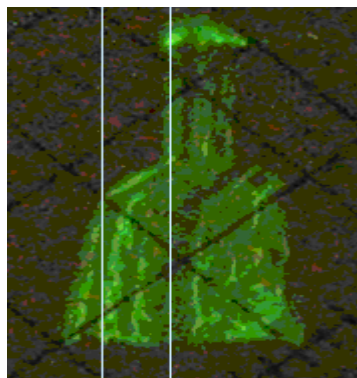
Это наблюдение означает, что пучок, заряжая поверхность стенки, создает на ней некоторую структуру, которая в течение некоторого времени сохраняется после поворота капилляра, поворачивается вместе с капилляром и заставляет пучок тоже поворачивать вслед за поворотом гониометра. Очевидно, образуется некая зарядовая структура, имеющая либо микро, либо макро характер, которая через некоторое время исчезает, благодаря разрядке диэлектрика.

Затем в совместном с группой японских ученых эксперименте в японском научно-исследовательском центре RIKEN эффект двойного управления пучком был воспроизведен. Эксперимент проводился на пучке

многозарядных ионов  $\text{Ar}^{8+}$  с энергией 100 кэВ. Схема установки изображена на рисунке 1.

Следует заметить, что отклоняющий конденсатор являлся важным элементом не только для того, чтобы измерять ток проходящего пучка, но и для того, чтобы надежно проследить следование пучка за поворотом капилляра в горизонтальной плоскости. Был разработан следующий прием. Отключалось питание дефлектора, и напряжение на пластине дефлектора плавно падало. 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 (см. рис. 7).



2.4mm

Рис. 7. Движение следа пучка на экране при повороте капилляра на угол  $\theta = -1^\circ$ .

Зависимость сдвига пятна пучка на экране от угла поворота капилляра представлена на рисунке 8. Из рисунка видно, что в пределах одного градуса пучок следует за поворотом капилляра в отношении практически один к одному. Какое же зарядовое распределение образуется на стенке капилляра? К сожалению, сравнение кулоновской энергии взаимодействия с энергией теплового движения зарядов показывает, что нельзя говорить

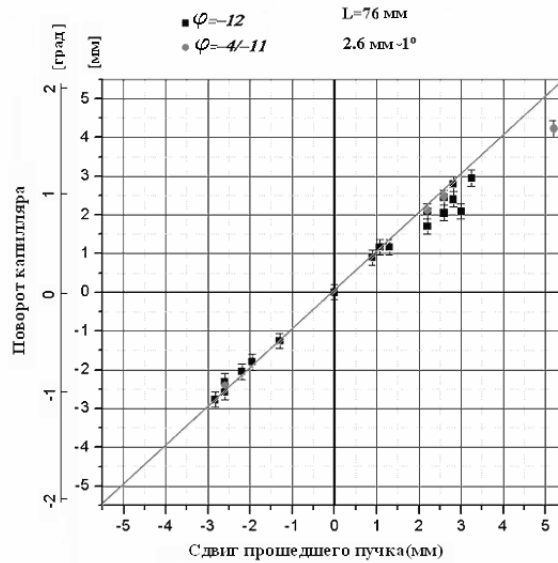


Рис. 8. Зависимость сдвига пятна на экране от угла поворота плоского капилляра

об образовании двумерного кулоновского монокристалла. Поэтому следует полагать, что двойное управление пучком осуществляется благодаря образованию некоего макрораспределения заряда на поверхности изолятора. Поверхностная проводимость изолятора увеличивается в области непосредственно под пучком из-за возбуждения электронов, а в соседних частях поверхности, не подвергающихся ударам ионов, проводимость существенно ниже. Поэтому в направлении, поперечном к направлению движения ионов, образуется распределение заряда, имеющее высокие брустверы вдоль границ трека пучка. Образование такого распределения было промоделировано, и использовано для прослеживания траекторий. Распределение заряда, показано на рис. 9.

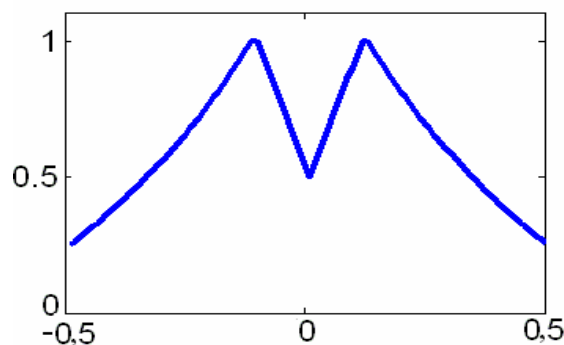


Рис. 9. Распределение поверхностного заряда вдоль поперечной координаты.

Капилляр наклонен, поэтому показанный выше заряд образуется на нижней пластине. Благодаря наличию заземленного экрана (см. рис.10) под нижней пластиной возникает отрицательный, отраженный заряд с таким же (рис.9) распределением.



Рис.10. Схема наклоненного капилляра.

Таким образом, электрическое поле в зазоре капилляра создается двумя распределенными зарядами. Для такой конфигурации зарядов вычисляется потенциал поля внутри капилляра. На рис. 11 показан потенциал поля, для такого распределения заряда. Это потенциал в срединной плоскости капилляра.

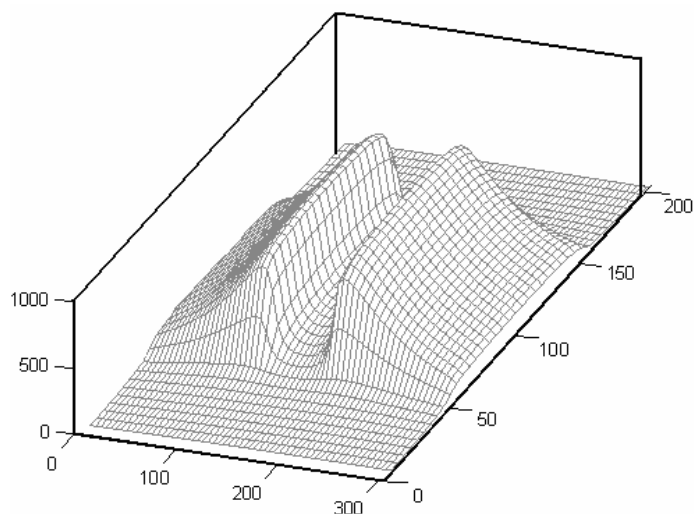


Рис. 11. Потенциал поля в капилляре.

Вдоль оси пучка образуется потенциальная яма для поперечного движения. Следующий шаг – прослеживание траектории ионов, движущихся в этом поле. На рис.12 показана схема движения ионов в таком наклоненном капилляре.

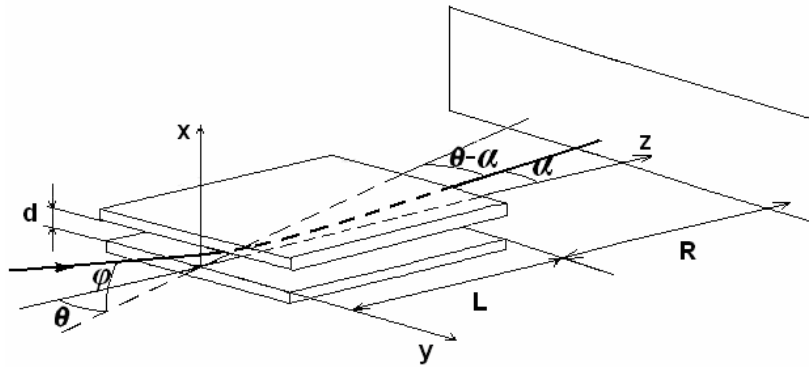


Рис. 12. Схема движения ионов при двойном управлении пучком.

После прослеживания траектории фиксируются координаты попадания иона в экран (см. рис. 12). В результате проведения серии испытаний на экране получаем след пучка для каждого значения угла входа  $\theta$  в виде совокупности точек. Угол  $\theta$  между осью пучка и осью  $z$  меняется от  $-2^\circ$  до  $2^\circ$  с шагом  $0.2^\circ$ . При каждом угле проводилось  $10^4$  испытаний. Расчеты сделаны для ионов  $\text{Ar}^{8+}$  с энергией 100 кэВ, с которыми были сделаны эксперименты в Японии.

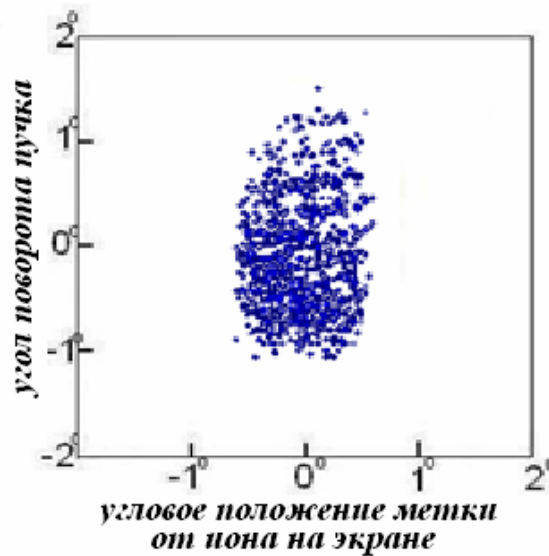


Рис. 13. Результаты моделирования для восьмизарядных ионов аргона.

Геометрические параметры были взяты как в реальном эксперименте:  $L = 6$  см и диаметр пучка  $a = 0.15$  см. На рис. 13 показан результат

моделирования. По оси ординат отложен угол отклонения пучка от начального направления ( $\theta$ ), и по оси абсцисс - угловая координата положения следа иона на экране ( $\alpha$ ). При каждом угле  $\theta$  совокупность следов ионов на экране образует вытянутое пятно. Из рисунка видно, что в некотором диапазоне углов падения ( $\theta$ ) положение пятна по горизонтальному углу ( $\alpha$ ) практически не меняется, т.е. соответствует ориентации капилляра, а не направлению пучка. Структура пятна и форма зависят от угла падения  $\theta$ . В эксперименте измеряется положение центра пятна пучка на экране по углу  $\theta-\alpha$  (относительно направления пучка) как функция угла поворота плоского капилляра  $\theta$ . Как видно из рис. 14, экспериментальная и рассчитанная модельная зависимости хорошо совпадают.

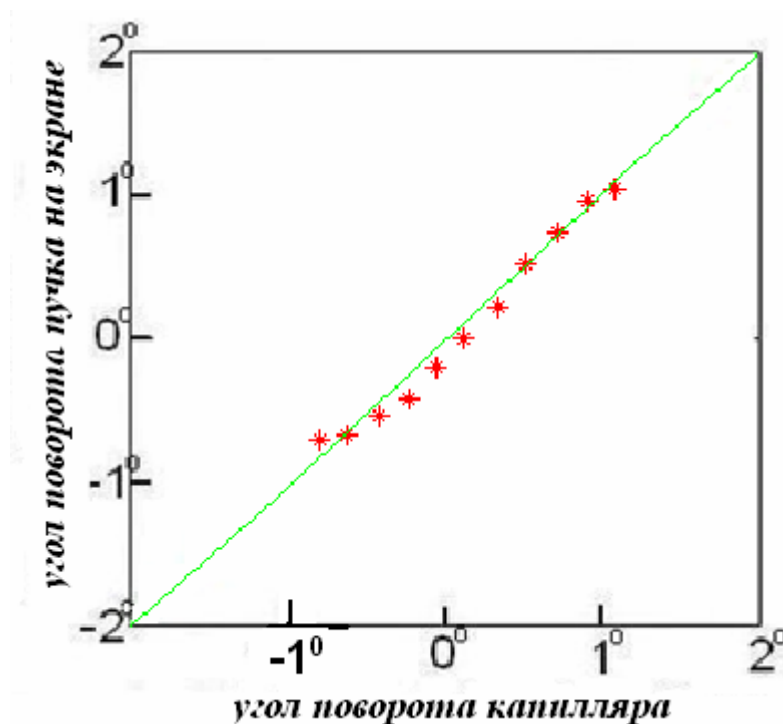


Рис. 14. Экспериментальная и модельная зависимости угла поворота следа пучка на экране от угла поворота капилляра.

Моделирование показало, что эффект двойного управления пучком обусловлен образованием распределения заряда с высокими брусстерами

вдоль трека ионов на поверхности диэлектрических пластин, образующих капилляр. 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.

**Четвертая глава** посвящена исследованию нового явления, обнаруженного нами в экспериментах с многозарядными ионами. Оказалось, что при некоторых условиях ток ионов, проходящих через плоский капилляр, испытывает регулярные осцилляции. Такое изменение тока, по-видимому, объясняется тем, что заряд стенок канала, обеспечивающий бесконтактное прохождение ионов, периодически сбрасывается, и капилляр «запирается». Т.е. поверхностная проводимость изолятора периодически меняется. Эксперименты проводились в научном центре RIKEN (Япония). Ионы  $Ag^{8+}$  с энергией 105 кэВ проходили через плоский капилляр. 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.

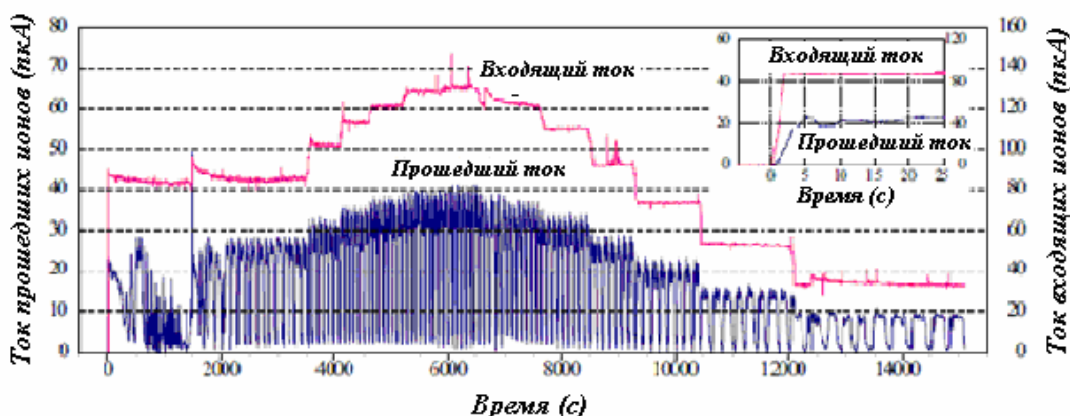


Рис. 15. Осцилляции тока ионов  $Ag^{8+}$ , показаны осцилляции при разных величинах инжектируемого тока.

Часть пучка соударялась с нижней пластиной и поддерживала возникший на поверхности заряд, и другая часть пучка проходила через капилляр, не сталкиваясь с его стенками. По прошествии некоторого времени устанавливался осциллирующий режим тока проходящих ионов (Рис. 15). При изменении величины тока ионов частота осцилляций меняется, но при этом форма импульсов остается подобной, меняется лишь масштаб оси

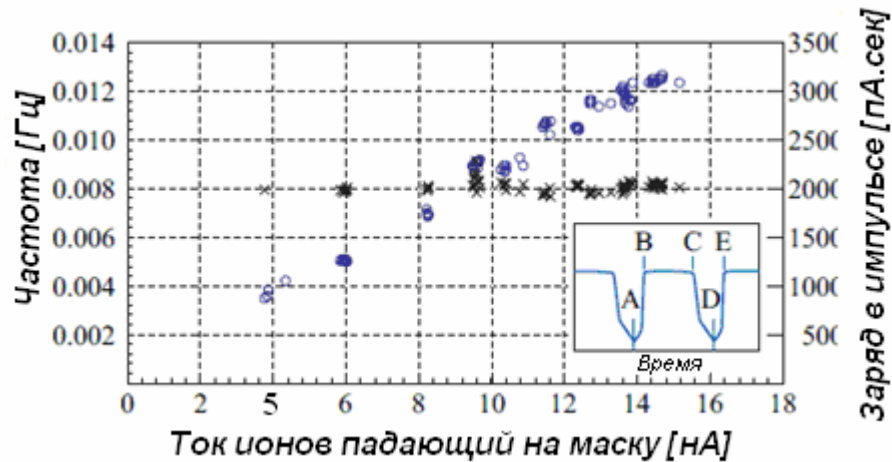


Рис. 16. Зависимость частоты осцилляций и заряда в одном импульсе от инжектируемого в капилляр тока

времени. Более того, заряд, протекающий за один период, не зависит от величины тока. Т.е. на сколько увеличивается ток в импульсе, на столько же сжимается импульс во времени. 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.16).

Для возникновения колебаний тока необходимо, чтобы зависимость проводимости от времени (или точнее от величины входящего в капилляр заряда) имела гистерезисную петлю. Т.е. механизм изменения проводимости не может быть однозначной функцией накопленного на стенке заряда. В этом случае осцилляции не возникли бы, 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. Будем называть эти дефекты дефектами проводимости (ДП). Пусть ДП имеет вакантный 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 вместо уровней локализованных состояний возникает зона нелокализованных состояний электронов. Эта зона свободна, она обеспечивает возникновение металлической проводимости, т.е. проводимость испытывает резкий скачок. Заряд, высаженный на поверхности, быстро стекает. При протекании тока возникают условия для уменьшения концентрации дефектов, в частности, 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. Время, необходимое для рекомбинации дефектов, обеспечивает запаздывание возвращения проводимости к изначальному уровню (гистерезис).

По такой схеме можно сформулировать 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:

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

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

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

$I_{leak}$  – ток утечки:

$$I_{leak} = I_{drift} + I_{cond},$$

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 равенство:

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

Для тока проводимости с учетом изменения состояния поверхности запишем:

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

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

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

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

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

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 этих уравнений легко провести численно пошаговым методом, стартуя с величин  $Q(0)=0$  и  $n(0)=0$ , соответствующих началу прохождения ионов через капилляр. На рисунке 17 показан результат расчета осцилляций 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  $I_i$ . 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). Осцилляции были рассчитаны для различных величин тока. На рисунке 18 непрерывная красная кривая показывает рассчитанную по модели зависимость частоты осцилляций от величины входящего тока ионов.

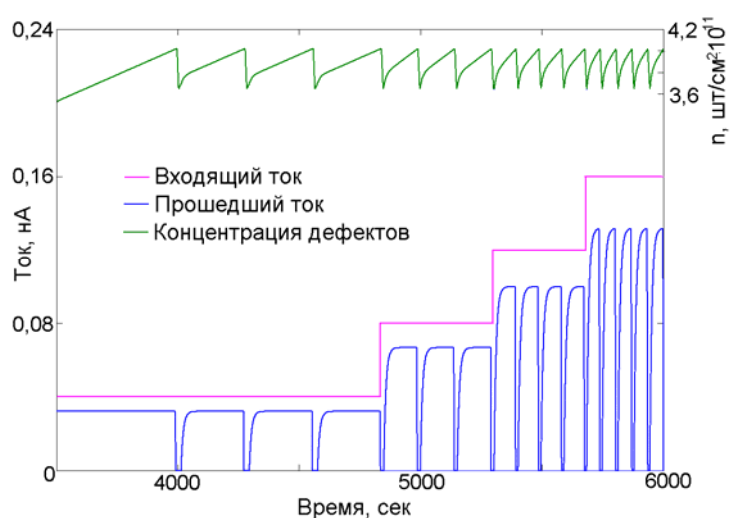


Рис. 17. Расчетные осцилляции тока и осцилляции концентрации ДП при нескольких значениях величины входящего тока (красная кривая).

Синяя, горизонтальная кривая – рассчитанная площадь одной осцилляции при разных токах. Кривые построены для такого же как на рис. 17 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).

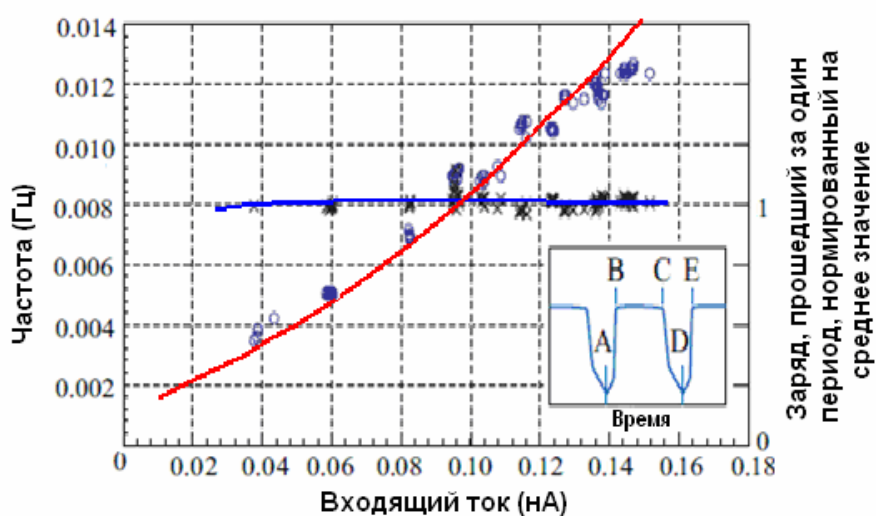


Рис. 18. Зависимость частоты осцилляций (красная кривая) и заряда проходящего за один период (синяя кривая) от инжектируемого в капилляр тока.

Таким образом, в четвертой главе 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.

Проведен также анализ, демонстрирующий, что роль таких дефектов могут выполнять  $e-h$  пары на поверхности изолятора. Можно утверждать, что исследование прохождения ионов через капилляр позволило экспериментально обнаружить новое явление: явление фазового перехода

поверхности изолятора в состояние с металлической проводимостью для простого вещества при воздействии на него пучка ионов.

**Глава 5** посвящена работе с коническими капиллярами. Традиционными методами практически невозможно 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 перезарядке и соприкосновению с внутренними краями щелей.

Фокусировка многозарядных ионов с помощью конического капилляра лишена указанных недостатков. Входящие в капилляр ионы, сталкиваясь с внутренней стенкой, заряжают ее. Заряд в дальнейшем препятствует столкновениям ионов со стенкой, и они движутся, не касаясь стенки. 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 вблизи выхода имеет тот же размер.

В НИИЯФ МГУ было проведено исследование прохождения 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.

Более тщательные эксперименты с коническими капиллярами были проведены в научном центре RIKEN в Японии. Первый эксперимент с коническим капилляром был проведен с ионами  $Ag^{8+}$ , с энергией 8кэВ. Использовался капилляр с выходным отверстием 24 мкм. Эффективность пропускания капилляра составила порядка 1%. Тем не менее, 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). Плотность пучка повысилась. 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.

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 +8. Т.е. можно утверждать, что при параксиальном прохождении ионов через конический капилляр в пределах чувствительности детектора других зарядовых состояний не образуется.

Исследование прохождения ионов с энергией несколько МэВ через конический капилляр впервые было проведено Нарусовой с сотрудниками. Они сделали вывод, что при больших энергиях механизм прохождения ионов отличается от механизма прохождения при низких энергиях. Авторы полагают, что прохождение происходит благодаря скользящему рассеянию. Авторы не учли, что при энергиях несколько МэВ предельный угол управляемого бесконтактного прохождения ионов через капилляр (guiding) много меньше  $2^\circ$ , угла на который наклонили капилляр, и не обнаружили бесконтактного прохождения. Оценка по формулам, полученным в главе 2, показывает, что предельный угол для бесконтактного прохождения порядка  $0,1^\circ$ . 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.

Мы измерили увеличение плотности потока ионов с энергией несколько МэВ в диапазоне диаметров выходных отверстий конического капилляра от 1,5 до 9,6 мкм. 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  $D_{out}^{-1,3}$ . Способность фокусировать пучки ионов - очень важное преимущество 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. Благодаря возможности получать достаточно большую интенсивность тока, конический капилляр с таким высоким пространственным разрешением позволяет проводить анализы методом Резерфордского обратного рассеяния (RBS), методом ионно-индуцированного рентгеновского излучения (PIXE), методом ядерных реакций (NRA) и т.д.

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. Такая схема позволяет производить точечное выделение энергии иона, локализованное во всех трех измерениях. Варьируя энергию ионов и толщину выходного окна капилляра, можно менять энергию и пробег выходящих ионов в жидкости. Если контролировать процесс через микроскоп, можно с микронной точностью облучать малый объект в жидкости, не оказывая радиационного воздействия на окружение этого объекта. На рис. 19 (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  $\sim 1$  мкм. Тонкое окно было получено путем запаивания выходного отверстия капилляра и последующего срезания стеклянной капли острым ионным пучком (FIB).

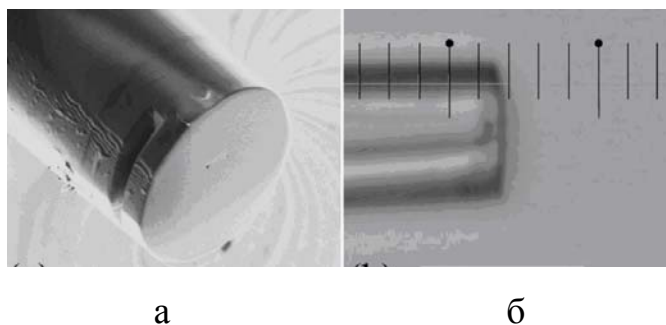


Рис. 19. Фотографии выходного окна капилляра, полученные  
(а) с помощью сканирующего ионного микроскопа (SIM)  
(б) с помощью оптического микроскопа (1дел = 2мкм).

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 микропучком.

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 локализовать область выделения энергии в том месте, где находится интересующая экспериментатора структура.



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

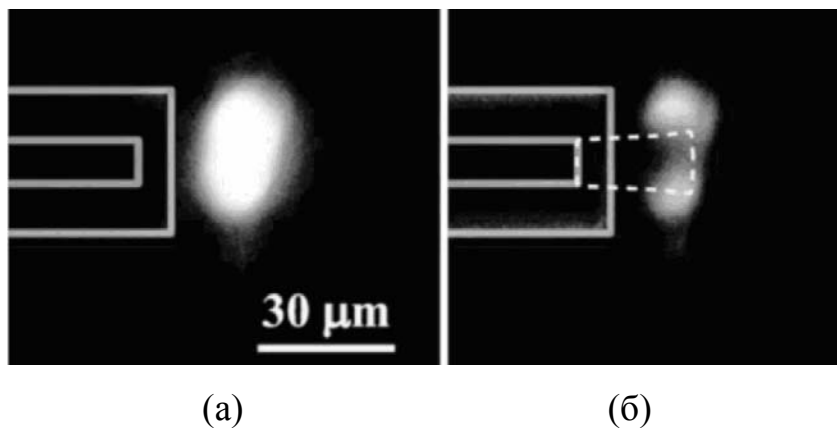


Рис. 19. Флуоресцентное изображение ядра клетки Хела  
(а) до облучения и (б) после облучения.

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. 19 (а) и (б) показано флуоресцентное изображение ядра до и после облучения током  $\sim 100$  пкА в течение  $\sim 7$  с. Хорошо видно, что облученный объем разрушен без воздействия на общую морфологию живой клетки. 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.

Предложенный и реализованный конический капилляр с окном является уникальным инструментом для исследования живой биологической клетки.

**Основные материалы диссертации** опубликованы в работах:

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

2. K.A. 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. K.A. 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, т. 70, №6, с. 828-833.
7. T.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 (9 pages).
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, с. 674-679.
11. Л.А. Жиляков, А.В. Костановский, Г.П. Похил // Теплофизика высоких температур, т. 46, №5, с. 786-789.
12. 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, т. 74, № 2, с. 291-297 (2010).
14. 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.

**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.

ПОХИЛ Григорий Павлович

**БЕСКОНТАКТНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ИОНОВ ЧЕРЕЗ  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КАНАЛЫ**

Тираж 100 экз. Заказ № Т-274

Отпечатано в типографии КДУ

Тел/факс: (495)939-44-91, 939-57-32. [www.kdu.ru](http://www.kdu.ru)