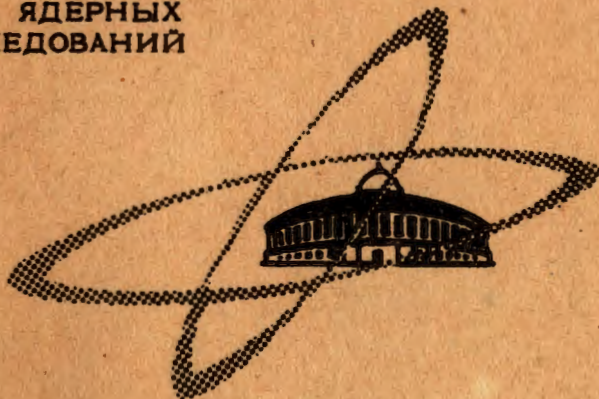


п-389

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

9 - 5012



Ю.А. Плис, Л.М. Сороко

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

НОВОЕ  
В РАЗВИТИИ МЕТОДОВ ПОЛУЧЕНИЯ  
И УСКОРЕНИЯ  
ПЕРВИЧНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ

(Обзор опубликованных материалов)

1970

9 - 5012

Ю.А. Плис, Л.М. Сороко

**НОВОЕ  
В РАЗВИТИИ МЕТОДОВ ПОЛУЧЕНИЯ  
И УСКОРЕНИЯ  
ПЕРВИЧНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ**

(Обзор опубликованных материалов)

Направлено в УФН

8378/2 48

НАЦИОНАЛЬНАЯ ИСТОРИКО-ПАМЯТНИКОВАЯ  
РОССИЙСКИХ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ  
БИБЛИОТЕКА

## О г л а в л е н и е

|   | Стр. |
|---|------|
| В в е д е н и е   | 3    |
| <u>I. Ионизация пространственно разделенных спиновых компонент атома водорода</u> |      |
| §1.1. Ионизация атомного пучка  | 5    |
| §1.2. Ионизация в слабом магнитном поле   | 6    |
| §1.3. Ионизатор в сильном магнитном поле  | 9    |
| <u>II. Атом водорода в метастабильном состоянии</u>                               |      |
| §2.1. Метод Лэмба   | 12   |
| §2.2. Получение отрицательных ионов   | 14   |
| §2.3. Получение положительных ионов   | 16   |
| <u>III. Новые схемы получения поляризованных ионов</u>                            |      |
| §3.1. Перезарядка ионов в намагниченной монокристаллической фольге                | 18   |
| §3.2. Получение поляризованных ионов лития  | 20   |
| §3.3. Получение поляризованных однозарядных ионов гелия-3                         | 20   |
| <u>IV. Ускорение поляризованных ионов</u>   |      |
| §4.1. Механизм деполяризации в ускорителях высоких энергий                        | 21   |
| §4.2. Деполяризация при ускорении и методы ее устранения                          | 27   |
| §4.3. Интенсивность пучка поляризованных ионов                                    | 32   |
| V. З а к л ю ч е н и е  | 33   |
| Л и т е р а т у р а   | 34   |

## В в е д е н и е

Эксперименты с поляризованными частицами составляют неотъемлемую часть общей программы исследования взаимодействия нуклонов с нуклонами и ядрами. Усилия многих физических лабораторий направлены на разработку эффективных методов получения пучков поляризованных частиц с высокой степенью поляризации и большой интенсивностью.

Впервые идея о возможности получения пучка первично-поляризованных частиц с помощью источника поляризованных ионов (ИПИ) на ускорителе была высказана в 1956 году <sup>/1/</sup>. За прошедшие с того времени 13 лет многие исследовательские группы провели интересные поиски и достигли существенных успехов. В 1960 году источник поляризованных ионов стал реальностью <sup>/2/</sup>. В обзорах и монографиях <sup>/2+8/</sup> описаны основные этапы развития техники ИПИ.

После 1960 года, когда в Миннесоте впервые были получены поляризованные протоны <sup>/2/</sup>, параметры ИПИ непрерывно улучшались. Эффективность ИПИ, работающего совместно с ускорителем, характеризуется приведенной интенсивностью

$$W_{\text{эф.}} = I \cdot P^2, \tag{1}$$

где  $I$  - интенсивность первично-поляризованного ускоренного пучка,  $P$  - степень поляризации частиц. Значение приведенной интенсивности  $W_{\text{эф}}$  ИПИ возрастало примерно экспоненциально: через каждые три года она увеличивалась в 10 раз (рис. 1). Этот рост обусловлен в основном повышением эффективности ионизации и степени поляризации ионов в ИПИ.

Стадия инжекции в линейном ускорителе сопряжена с малыми потерями, если только ИПИ разместить под высоким потенциалом инжектора (750 кВ). Значение приведенной интенсивности поляризованного пучка циклотрона вначале было весьма низким. После создания эффективной системы внешней инжекции интенсивность пучка резко возросла. На графике рис. 1 это показано в виде излома.

Первые ИПИ на тандем-генераторе были построены по схеме перезарядки на фольге или газовой мишени положительных ионов в отрицательные. Здесь возникли большие потери интенсивности пучка. Недавно появился новый метод получения поляризованных атомов с использованием атомов водорода в метастабильном состоянии  $H^0(2S)$ . Этот метод позволяет получить сразу отрицательные ионы.

Размещение ИПИ на электростатическом генераторе (ЭСГ) вызывает большие трудности. До сих пор удачно прошла лишь одна попытка. ИПИ смонтирован на ЭСГ на 3,5 МэВ в Вашингтоне <sup>/2/</sup>. Именно на этом ЭСГ имеется большая площадка для размещения ИПИ внутри колпака высокого давления. Недавно появилось сообщение о том <sup>/9/</sup>, что разработана новая конструкция источника поляризованных ионов, которая потребляет небольшую мощность и поэтому очень удобна для размещения на ЭСГ.

Максимальная энергия, до которой удалось ускорить первично-поляризованные ионы, составляет пока 50 МэВ <sup>/3/</sup>. Существуют проекты по ускорению поляризованных частиц до более высоких энергий, в частнос-

ти, на установках типа мезонной фабрики в Лос-Аламосе <sup>/10/</sup>, на 88-дюймовом циклотроне <sup>/11,12/</sup> в Беркли, на ускорителе "Принстон-Пенсильвания" <sup>/13/</sup>, на синхротроне "Сатурн" <sup>/64/</sup> в Сакле (Франция).

Настоящая работа дополняет обзор <sup>/8/</sup> и содержит сведения о последних успехах в разработке и создании источников поляризованных ионов, а также о новых схемах получения и ускорения первично-поляризованных частиц. Техника использования поляризованных и неполяризованных мишеней для получения вторично-поляризованных частиц здесь не рассматривается.

## 1. Ионизация пространственно разделенных спиновых компонент атома водорода

### § 1.1. Ионизация атомного пучка

В ИПИ, работающем по методу разделения компонент сверхтонкого расщепления основного состояния атома водорода в неоднородном магнитном поле, атомы сепарированного пучка ионизируются электронным ударом.

Эффективность ионизации равна отношению потока положительных ионов

$I^+$  к потоку атомов  $I^0$  на входе ионизатора:

$$\eta = \frac{I^+}{I^0} = \frac{j \sigma(U) \cdot \ell}{e \cdot v}, \quad (1.1)$$

где  $j$  - плотность электронного тока  $[\frac{a}{cm^2}]$ ,  $\sigma(U)$  - эффективное сечение ионизации атома водорода электроном с энергией  $U$  [эв],  $v$  - средняя скорость атомов,  $\ell$  - средняя длина отрезка, вмещающегося в общую часть электронного и атомного пучка ("длина взаимодействия").

Эффективное сечение ионизации атомов водорода или дейтерия электронами достигает максимального значения  $\sigma_{max} = 7 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  при энергии

электронов  $U = 60 \text{ эв}^{14/}$ . В области энергии электронов  $50 + 100 \text{ эв}$  усредненное сечение ионизации составляет около 90% максимального значения  $\sigma_{\text{max}}$ , а при энергиях  $U > 100 \text{ эв}$  эффективное сечение аппроксимируется соотношением <sup>/2/</sup>

$$\sigma(U) = \frac{1,37 \cdot 10^{-15}}{U} \ln \left( \frac{U}{0,325} \right). \quad (1.2)$$

С повышением энергии электронов максимальная плотность электронного тока, ограниченная пространственным зарядом, растет как  $U^{3/2}$ . Поэтому эффективность ионизации с учетом (1.2) описывается соотношением

$$\eta \approx U^{1/2} \ln U. \quad (1.3)$$

Другой важной характеристикой ионизатора, проявляющейся при сочленении ИПИ с ускорителем, является эмиттанс пучка, сформированного ионно-оптической системой ионизатора. Эмиттанс пучка должен быть меньше аксептанса ускорителя.

## § 1.2. Ионизация в слабом магнитном поле

Магнитное поле напряженностью в несколько эрстед задает направление вектора поляризации пучка. Возможны различные сочетания направлений атомного пучка, электронного пучка и вектора магнитного поля. Если пучки направлены параллельно друг другу, то средняя длина взаимодействия возрастает и повышается эффективность ионизации. Однако при этом происходит расширение пучка электронов из-за электростатического расталкивания зарядов, и плотность тока быстро спадает вдоль

пучка. В отсутствие магнитного поля предотвратить расширение пучка можно только с помощью ионов, которые нейтрализуют электронный заряд. При давлении в атомном пучке около  $10^{-6}$  тор наблюдается частичная нейтрализация.

По такой схеме работает ионизатор, сконструированный в Харькове /15/ (рис. 2). Авторам удалось создать электронный пучок небольшой энергии при высокой плотности тока. Для этой цели была использована трехэлектродная электронная пушка /16/, в которой электроны сначала вытягивались из катода напряжением 3000 в, а затем тормозились до энергии 600 в. Была достигнута плотность тока  $j = 0,5 \frac{\text{а}}{\text{см}^2}$ . В ионизаторе использован кольцевой оксидный катод наружным диаметром 9,6 мм и внутренним 5,5 мм. Для получения конически сходящегося пучка эмиттирующая поверхность катода располагалась под углом  $65^\circ$  к оси системы. Длина ионизации равнялась 6 см. Потенциал коллектора электронов составлял 500 в, и поэтому ионы вытягивались через отверстие в коллекторе со всей длины ионизации. Поток атомов  $I_0 = 6 \cdot 10^{15}$  сек $^{-1}$ . Плотность  $\rho \cong 10^{11}$  см $^{-3}$ . Ионный ток на выходе был равен 1,5 мА, эффективность ионизации  $\eta \cong 1,6 \cdot 10^{-3}$ .

Если пучки направлены перпендикулярно друг другу, то увеличение плотности электронного тока сопровождается понижением потенциала в объеме ионизации. Если потенциал на оси пучка при плоской геометрии достигает величины  $1/4$  ускоряющего напряжения, то после этого он резко падает до нуля и образуется виртуальный катод. Объем области ионизации уменьшается, и ее эффективность падает в несколько раз. Это явление накладывает ограничение на величину электронного тока в объеме ионизации.

В ионизаторе ФИАНа /17/ атомы водорода проходят вдоль оси сетчатого цилиндра (анода) и ионизируются электронами, которые инжекти-



руются из коаксиального катода (рис. 3). Электроны совершают колебательные движения, прежде чем попадут на анод. Поэтому для достижения предельного тока, ограниченного объемным зарядом, требуется сравнительно небольшой ток во внешней цепи. Для накала катода используется тепло от электронной бомбардировки. Это позволяет снизить потребляемую мощность до 120 вт при анодном токе  $I_a = 0,4$  а. Длина ионизатора равна 24 мм, диаметр катода - 10 мм, диаметр анода - 6,4 мм. Эффективность ионизации составляет:  $\eta \approx 2 \cdot 10^{-3}$ . ИПИ предназначен для размещения на ЭСГ-5 Мэв <sup>/9/</sup>. Из-за ограничения на подводимую мощность питания интенсивность пучка атомов равняется  $I^0 = 2 \cdot 10^{14}$  сек<sup>-1</sup>, а ток поляризованных ионов  $I^+ = 0,06$  мка.

Эффект понижения потенциала пучка под действием заряда электронов используется при вытягивании ионов из объема ионизации. В Эрлангене <sup>/18/</sup> сконструирован ионизатор (рис. 4) с двумя катодами и двумя сетками. Минимальный потенциал в таком ионизаторе располагается в средней плоскости. Значение потенциала изменяется вдоль оси ионизатора вместе с увеличением расстояния между сетками. Это приводит к появлению градиента потенциала, который выталкивает ионы к выходу ионизатора. Режим работы выбирается таким, чтобы на выходе ионизатора не смог появиться виртуальный катод. Размеры ионизатора:  $D_1 = 7$  мм,  $D_2 = 9$  мм, ширина катодов 7 мм, длина ионизатора 90 мм,  $d = (1,5 \pm 3)$  мм. Максимально допустимый ток в цепи сеток составляет в данной конструкции 700 ма, напряжение 200 в. Оценка эффективности ионизации дает  $\eta \approx 2 \cdot 10^{-3}$ .

Различные конструкции ионизаторов с магнитным полем слабой напряженности обладают примерно одинаковой эффективностью, около  $2 \cdot 10^{-3}$ , потребляют небольшую мощность, и их можно использовать в источниках поляризованных ионов электростатических генераторов. Основной недостаток заключается в том, что они дают низкую степень поляризации, не более  $P \leq 0,5$ , и ограничивают выбор состояний поляризации дейтронов.

Оценки /19/ показывают, что с повышением напряженности магнитного поля до 1000 э эффективность ионизации в конструкциях типа харьковского ионизатора должна возрастать в несколько раз, а приведенная интенсивность пучка - на порядок величины.

### § 1.3. Ионизатор в сильном магнитном поле

Использование ионизатора с сильным магнитным полем связано с изменением принципа работы ИПИ. А именно: для получения поляризации ядер атомов пучка вводится узел, в котором происходят адиабатические переходы между компонентами сверхтонкого расщепления основного состояния атома. Это удлиняет путь атомов от сепарирующего магнита до ионизатора. При угловой расходимости атомного пучка около  $10^{-2}$  радиан размер поперечного сечения атомного пучка в месте ионизации возрастает до (1+2) см и плотность его становится меньше, чем в схеме со слабым магнитным полем.

Плотность электронного тока внутри ионизатора в сильном магнитном поле можно увеличивать до тех пор, пока не возникнет виртуальный катод. Однако размер поперечного сечения электронного пучка вдоль магнитного поля сохраняется неизменным, и это позволяет получить более высокую эффективность ионизации путем увеличения эффективной длины ионизации. Максимальный ток через цилиндр, равный

$$I_{\max} = 29,4 \cdot 10^{-6} V^{3/2} \frac{r}{t}, \quad (1.4)$$

достигается тогда, когда электронный пучок имеет кольцевое сечение. Здесь  $V$  - потенциал цилиндра,  $r$  - радиус цилиндра,  $t$  - ширина пучка по радиусу.

Максимальный ток при круговом сечении пучка составляет

$$I_{\max} = 32,4 \cdot 10^{-6} V^{3/2} \quad (1.5)$$

Однако ширину электронного пучка нельзя уменьшать беспречно. Возникает радиальная модуляция  $\Delta r$ , и в пределе

$$\Delta r_{\min} \approx \frac{mE}{eB^2}, \quad E \approx \frac{V}{t} \quad (1.6)$$

При  $V = 400$  в и  $B = 1000$  э

$$\Delta r \approx \frac{0,2}{t} \text{ мм} \quad (1.7)$$

Таким образом, ширину  $t$  нельзя сделать меньше 1 мм. Достижению предельных электронных токов препятствуют тепловые деформации и неоднородное магнитное поле.

Ионизатор, разработанный в Окленде  $\Delta r$ , работает по этому принципу (рис. 5). При  $r = 0,5$  см значение  $r/t$  равно (2,5+5). Область ионизации имеет длину 15 см. Электроны испытывают многократные прохождения. Поэтому при токе в цепи катода 20+40 ма пространственный ток составляет 200 ма. Если взять  $\frac{r}{t} = 4$ , то согласно (1.4)  $I_{\max} = 940$  ма. Сравнение результатов эксперимента с теорией указывает на еще не использованные возможности.

Измеренная эффективность ионизации  $\eta \approx 3,3 \cdot 10^{-3}$ . Пучок атомов на выходе магнито-сепаратора имеет интенсивность  $\approx 10^{16} \text{ сек}^{-1}$ , а плотность атомов на расстоянии 35 см от ионизатора равна  $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Ток ионов, ускоренных до энергии 5 кэв, составляет 1,5 мка. Около 60% ионов попадает в фазовую площадь размером 5,6 см.рад. (эв) $^{1/2}$ . Авторы  $\Delta r$  отмечают, что, если достичь плотности атомного пучка в

$3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , такой же, какую удалось получить в Сакле /21/, то данная конструкция ионизатора сможет дать ионный ток в 15 мка. Ионизатор с электронным пучком кругового сечения, построенный в настоящее время в Сакле /22/, дает ионный ток  $\approx 5$  мка.

В первой конструкции ионизатора в Окленде /23/ также использовался пучок кругового сечения. Был получен ионный ток 0,5 мка. Ионизаторы сходных конструкций были изготовлены в Миннесоте /24/ и Цюрихе /25/.

В Резерфордовской лаборатории /26/ и в Лаборатории ядерных проблем в Дубне /28/ исследовались конструкции ионизаторов с разрядом Пеннинга. Длинный анод, до 20 см, находился под потенциалом 4+5 кв. Внутри его инжектировались электроны, которые, образуя высоковакуумный разряд, совершали возвратно-поступательное движение вдоль оси и вращательное движение по азимуту. Для поддержания устойчивого разряда внутри анода вводилась нить накала. Накаленная поверхность инжектировала электроны в разряд при токе 300+600 мка. Электроны понижали потенциал на оси в середине анода до 1+1,5 кв. Возникающий при этом градиент поля вдоль оси выталкивал ионы в обе стороны. Половина из них шла в нужном направлении.

Ионизатор Резерфордовской лаборатории (рис. 6) имеет анод длиной 20 см и диаметром 2,5 см. Потенциал анода равен 5 кв. Ток на выходе ионизатора  $\approx 0,4$  мка. Средняя энергия ионов составляет  $\approx 0,85$  кэв, разброс  $\pm 0,2$  кэв. Интенсивность пучка атомов равна:  $I^0 = 7 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ . Эффективность ионизации  $\eta \approx 3,4 \cdot 10^{-4}$ . Эмиттанс ионного пучка составляет  $\approx 4 \text{ см. рад. (эв)}^{1/2}$ . В акцептанс инжектора линейного ускорителя на 500 кэв попадает около половины ионного пучка. Поляризованные протоны, ускоренные до 50 Мэв, имеют степень поляризации  $P = 0,56$ . Ослабление поляризации вызвано в основном (0,36) эффектом остаточного газа в ионизаторе.

Описанные выше ионизаторы с сильным магнитным полем еще не обладают оптимальными параметрами. Имеются возможности дальнейшего увеличения эффективности. Нерешенной проблемой является откачка газа из области ионизации внутри анода. Ионизация остаточного газа приводит к уменьшению степени поляризации. Молекулярный водород, который может попасть в ионизатор из области, где расположен магнитный сепаратор, также уменьшает степень поляризации, так как молекулы водорода, достигнув нити накала, диссоциируют на атомы.

## II. Атом водорода в метастабильном состоянии

### § 2.1. Метод Лэмба

Лэмб <sup>/27/</sup> предложил использовать метастабильное состояние атома водорода на одной из стадий получения поляризованных ионов водорода. Доннелли <sup>/29/</sup> доказал, что источник отрицательных ионов с поляризованными протонами или дейтронами технически реализуем.

Задача состоит в том, чтобы из неполяризованных протонов  $H^+$  получить отрицательные ионы  $H^-$  с поляризованным ядром. Она распадается на следующие этапы.

а) Получение атомов водорода в метастабильном состоянии. Пучок протонов с энергией 500 эв или дейтронов с энергией 1000 эв пропускается через газовую цезиевую мишень, в которой происходит квазирезонансный процесс нейтрализации



б) Поляризация атомов водорода в метастабильном состоянии. Нейтральный пучок  $H^0(2S)$  пропускается через продоль-

ное магнитное поле с напряженностью 575 э и поперечное электрическое поле напряженностью около 10 в/см. Благодаря большому различию времен жизни верхних и нижних подуровней метастабильного состояния 2S, на выходе получаются атомы  $H^0(2S)$ , в которых спины электронов имеют 100%-ную поляризацию.

в) Поляризация спина ядра. Магнитное поле уменьшается адиабатически вдоль пучка. Под действием сверхтонкого взаимодействия спина электрона и спина протона поляризация протонов достигает 50%.

Использование метода реверсирования магнитного поля <sup>/30/</sup> дает поляризацию в 100%.

В Лос-Аламосе <sup>/31/</sup> был изготовлен спиновой фильтр, отбирающий только одно спиновое состояние протона или дейтрона.

г) Получение ионов из пучка поляризованных метастабильных атомов. Поскольку нейтральный пучок состоит из атомов в основном состоянии и небольшой примеси атомов в метастабильном состоянии, то процесс ионизации должен обладать высокой избирательностью к атомам в метастабильном состоянии. Этому способствует высокая энергия возбуждения атомов, находящихся в метастабильном состоянии.

Для конверсии нейтральных атомов в отрицательные ионы пучок нейтральных частиц пропускается через аргоновую газовую мишень. Один из каналов идет по схеме



Положительные ионы образуются в следующих реакциях <sup>/32/</sup>:



## § 2.2. Получение отрицательных ионов

В первых конструкциях <sup>/33/</sup> с использованием аргоновой газовой мишени полезный эффект составлял 2%. Аргоновая газова мишень располагалась на расстоянии около 1 м от цезиевой газовой мишени. Из-за малой энергии пучка протонов, около 0,5 кэв, и большой расходимости пучка ток отрицательных ионов равнялся всего  $I^- \approx 4 \cdot 10^{-9}$  а.

Интенсивные разработки источника такого типа предприняты в Лос-Аламосе <sup>/34/</sup>. Использован дуоплазматрон с ускорительно-тормозящей электродной системой. Пучок протонов с интенсивностью около 10 ма фокусируется магнитной линзой и нейтрализуется электронами, выбиваемыми из сетки с напыленным на нее цезием. Эффективность нейтрализации составляет 98%. Цезиевая мишень длиной 10 см имеет выходное отверстие диаметром 1 см. Аргоновая мишень длиной 30 см имеет входное отверстие диаметром 5 см, а выходное - диаметром 6,35 см. Сечение пучка частиц в метастабильном состоянии достаточно большое. Это требует мощных насосов для откачки газа из мишени.

В Лос-Аламосе разработан спиновой фильтр, основанный на идее Лэмба <sup>/35/</sup>. Конструкция этого фильтра описана в <sup>/31/</sup>. Он состоит из разрезного 4-секторного резонатора, в котором возбуждается продольное высокочастотное электрическое поле на частоте  $\nu \approx 1605$  Мгц и к которому прикладывается постоянное поперечное электрическое поле. Напряженность продольного магнитного поля равна (560+650) э. Допускается неоднородность поля не более  $\pm 0,2$  э на длине 25 см (0,05 %).

Аргоновая мишень также помещается в магнитное поле, которое сохраняет поляризацию ядра. Это поле нельзя брать большим <sup>/36/</sup>, так как эмиттанс пучка после перезарядки пропорционален напряженности магнитного поля и квадрату радиуса сечения пучка. Для состояний  $m_I = 1$  пучка  $D^-$  и  $m_I = 1/2$  пучка  $H^-$  достаточно поле  $B = 5$  э. Для состояния  $m_I = 0$  пучка  $D^-$   $B = 20$  э. Наилучшие параметры приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Сорт частиц | Спиновое состояние ядра | Степень поляризации |          | Интенсивность         |
|-------------|-------------------------|---------------------|----------|-----------------------|
|             |                         | $P_z$               | $P_{zz}$ |                       |
| $D^-$       | $m_I = 1$               | 0,78                | 0,73     | $6 \cdot 10^{-7}$ а   |
| $D^-$       | $m_I = 0$               | 0                   | -1,40    | $4,5 \cdot 10^{-7}$ а |
| $H^-$       | $m_I = 1/2$             | 0,9                 | •        | $3 \cdot 10^{-7}$ а   |

Эмиттанс пучка, ускоренного до энергии 100 кэВ, не превышает 0,2 рад.см. (эВ)<sup>1/2</sup>, что гораздо меньше аксептанса тандем-генератора.

Большие затруднения возникают при работе с цезием. Его пары проникают в вакуумную камеру, оседают на изоляторах. Требуются специальные охлаждаемые ловушки для улавливания паров цезия. Диффузионные вакуумные насосы находятся под высоким напряжением (100 кВ). Однако следует отметить, что просачивание паров цезия в область ионного источника способствует пространственной нейтрализации пучка протонов.

Замена цезиевой печки на сверхзвуковой пучок уменьшает просачивание цезия<sup>/37/</sup>. Установка Хирного<sup>/37/</sup> имеет следующие параметры: диаметр входного отверстия для пучка - 4 мм, выходного - 3 мм. Интенсивность пучка  $H^-$  равна  $3 \cdot 10^{-9}$  а, степень поляризации протонов  $P = 0,43$ .

Дрейк<sup>/33/</sup> обнаружил, что газовая цезиевая мишень толщиной около  $1,8 \cdot 10^{-2}$  тор.см. является эффективным конвертором положительных ионов в отрицательные. При энергии дейтронов 1 кэВ измеренная эффективность составляла от 10%<sup>/22/</sup> до 25%<sup>/33/</sup>. Высокая эффективность конверсии наблюдалась и для паров других щелочных металлов. Так, для паров калия и дейтронов с энергией 5 кэВ<sup>/38/</sup> эффективность конверсии равна 3,3%. С помощью газовой калиевой мишени был получен пучок отрицательных ионов дейтерия интенсивностью  $5 \cdot 10^{-9}$  а при энер-

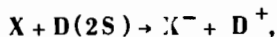
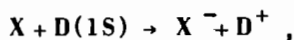


гии 60 кэв, когда на вход поступал пучок положительных дейтронов с интенсивностью в  $1,1 \cdot 10^{-6}$  а. Диафрагма размером 3 мм, формирующая пучок ускоренных частиц, располагалась на расстоянии 5 м от ионизатора.

### § 2.3. Получение положительных ионов

Для получения положительных ионов из пучка атомов, находящихся в метастабильном состоянии, используют зарядово-обменный процесс, который обладает высокой избирательностью переходов из метастабильного состояния  $2S$ . Из рассмотрения <sup>/32/</sup> потенциальных кривых систем  $D^+ + X^-$ , где  $X$  - молекула некоторого газа, и  $D(2S) + X$  (рис. 7) видно, что потенциальная кривая системы  $X^- + D^+$  имеет точку пересечения с уровнем  $D(2S) + X$  только в том случае, если энергия связи дополнительного электрона к молекуле  $X$  меньше, чем пороговая энергия ионизации состояния  $D(2S)$ .

Степень избирательности реакций



(2.4)

определяющаяся отношением квадратов матричных элементов, или  $(r_{2s} / r_{1s})^2$ , тем выше, чем больше энергия связи электрона в ионе  $X^-$  приближается снизу к порогу ионизации  $E_a$  метастабильного атома  $D(2S)$ .

В работах <sup>/39/</sup> были изучены реакции  $D(2S) + H_2$ ,  $D(2S) + D_2$  и  $D(2S) + He$ . Дейтроны с энергией 1 кэв проходили через газовую цезиевую мишень. Атомы ионизовались на молекулах  $X$ . Была

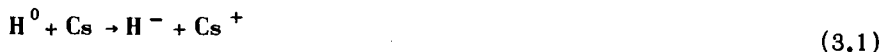
обнаружена явная селективность метастабильных состояний. Интенсивность дейтронов равнялась <sup>/39/</sup> 0,2 мка, степень поляризации  $P_{33} \approx -0,4$ . При использовании аргоновой мишени на той же установке была получена интенсивность ионов  $D^-$  0,15 мка, степень поляризации  $P_{33} = -0,695 \pm 0,009$ . Эмиттанс пучка  $D^-$  составляет 0,7 см.рад. (эв)<sup>1/2</sup>.

В опытах с газами He, D<sub>2</sub> и Ar в диапазоне энергии ионов 0,5+1,5 кэв был обнаружен спад селективности с повышением энергии ионов. Резонанс с шириной 0,45 кэв в аргоне, о котором сообщал Доннелли <sup>/29/</sup>, при энергии 1 кэв не обнаружен.

### III. Новые схемы получения поляризованных ионов

Упомянем некоторые наиболее реальные схемы:

1) Ионизация или конверсия разделенных спиновых состояний атомного пучка с помощью быстрых атомов или ионов <sup>/40/</sup>. Например, по схеме



максимальное сечение ожидается при относительной скорости  $v_{отн.} = 2 \cdot 10^7$  см/сек, что соответствует энергии атомов цезия  $E(Cs) = 28$  кэв. Предполагается получить пучок отрицательных ионов водорода с интенсивностью в 1 мка.

2) Использование отрицательных ионов водорода или дейтерия <sup>/40/</sup> в качестве доноров электронов, например,



Сечение процесса (3,2) при энергии 2 кэв равно  $2,2 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Ожидается пучок отрицательных ионов водорода с интенсивностью 5 мка.

3) Конверсия быстрыми протонами, которые проходят через атомный пучок /41/. Возможно увеличение интенсивности более чем на порядок величины.

4) Перезарядка ионов в намагниченной монокристаллической фольге /42/.

5) Получение поляризованных ионов лития /44/.

6) Получение поляризованных однозарядных ионов гелия-3 /45+47/.

### § 3.1. Перезарядка ионов в намагниченной монокристаллической фольге

Уже давно Завойский /43/ предложил схему получения поляризованных частиц с использованием ферромагнитной фольги, намагниченной до насыщения, в качестве донора поляризованных электронов. Однако лишь совсем недавно были осуществлены первые успешные эксперименты по схеме, несколько отличающейся от системы Завойского.

Поляризованные ионы пропускались через монокристаллические намагниченные фольги /42/. После нейтрализации в фольге атомы проходили через слабое магнитное поле. Время прохождения было достаточным для получения ядром, благодаря сверхтонкому взаимодействию, поляризации, равной половине поляризации электрона. Последующая перезарядка позволяла получить положительные или отрицательные ионы с поляризованным ядром. В опытах было обнаружено явление каналирования частиц. Эксперименты показали, что заметная поляризация получается лишь в том случае, когда каналирование ионов ведется вдоль одной из главных осей монокристалла. При каналировании энергетические потери оказыва-

ются существенно меньшими, и это можно использовать для отделения поляризованной компоненты от неполяризованной.

Опыты проводились на дейтронах, которые пропускались через никелевую фольгу толщиной 1,24 мкм либо 2,21 мкм. Коллимация составляла  $0,02^\circ$ . Точность совмещения оси пучка с кристаллической осью [110] достигала  $0,1^\circ$ . В поле 30 э наступало насыщение.

При выходе из фольги атомы попадали в однородное магнитное поле  $\approx 10$  э, в котором они пребывали в течение  $(1+2) \cdot 10^{-7}$  сек. Неперезарядившиеся ионы отклонялись электрическим полем.

Спектр атомов состоял из двух энергетических компонент. Упругое прохождение возникало при каналировании, а неупругое, с энергетическими потерями, при больших углах к главной оси. При энергии 100+130 кэв упругая компонента составляла 93%. Энергия неупруго рассеянных атомов достигала нескольких кэв. Тензорная поляризация дейтронов, измеренная с помощью реакции  $T(d, n) \alpha$ , равнялась  $P_{zz} = -0,32 \pm 0,01$ .

В контрольных опытах с использованием поликристаллической фольги поляризация исчезала:

$$P_{zz} = -0,002 \pm 0,01 \text{ для фольги толщиной } 1,14 \text{ мкм,}$$

$$P_{zz} = 0,003 \pm 0,01 \text{ для фольги толщиной } 1,87 \text{ мкм.}$$

Кристаллическая решетка не повреждалась в течение 25 часов при интенсивности каналированных атомов дейтерия  $0,5 \text{ мкА/см}^2$ . Автор /42/ предполагает получить  $10+25 \text{ нА/см}^2$  поляризованных: отрицательных ионов путем пропускания пучка через вторую монокристаллическую фольгу. Дальнейшее развитие этого метода может привести к созданию ИПИ простых конструкций.

### § 3.2. Получение поляризованных ионов лития

Шервуд /44/ разработал конструкцию ИПИ лития для ЭСГ. Использован принцип пространственного разделения спиновых компонент основного состояния атома. Пары лития почти полностью одноатомны, что упрощает систему откачки в узлах формирования атомного пучка. Возможна поверхностная ионизация атомов лития. При использовании адиабатических переходов в высокочастотном поле можно получить ядра лития-7 с  $m_I = -3/2$  и ядра лития-6 с  $m_I = -1$ .

### § 3.3. Получение поляризованных однозарядных ионов гелия-3

Поляризованные ионы гелия-3 можно получить как с помощью оптической накачки /45,46/, так и путем пространственного разделения спиновых состояний атомов, обладающих только ядерным магнетизмом /47/.

В системе в оптической накачке использовался высокочастотный ионный источник. Расход гелия-3 составлял около  $9 \text{ см}^3/\text{час}$ . Наибольшая трудность была сопряжена с очисткой газа гелия-3 от примесей. Пока что получены следующие результаты: пучок однозарядных ионов гелия-3, ускоренный до энергии 300 кэв, имел степень поляризации

$$P = 0,05; \text{ интенсивность пучка} - 4 \text{ мка, эмиттанс} \approx 1 \text{ см.рад(эв)}^{1/2}.$$

Для разделения спиновых состояний атомов гелия-3 требуются предельно малые скорости атомов, т.е. охлаждение газа до предельно низкой температуры  $\approx 4^\circ\text{К}$ .

#### IV . Ускорение поляризованных ионов

##### § 4.1. Механизм деполаризации в ускорителях высоких энергий

В процессе ускорения ионы подвергаются воздействию переменных электрических и магнитных полей, и, как было показано в ряде работ /48,50+58, 60/, ускоренные частицы испытывают деполаризацию.

Расчеты и экспериментальные данные показывают, что в электростатических генераторах и линейных ускорителях деполаризация пренебрежимо мала. Проблемы деполаризации важны для циклических ускорителей, в которых поляризованные ионы ускоряются до высоких энергий.

Ускорение поляризованных частиц до релятивистских энергий в циклических ускорителях сопровождается резонансным переворачиванием спина частицы, и в силу разброса угла поворота наступает деполаризация. Резонансный поворот спина обусловлен тем, что ларморовская частота зависит от полной энергии иона, и при некоторых значениях энергии наступает совпадение ларморовской частоты с частотой вращения поперечной компоненты магнитного поля в системе покоя иона.

Анализ резонансных переворачиваний спина ведется по уравнению движения спина отдельной частицы в переменном поле /49/

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{e}{m\gamma} \vec{s} \times [ \vec{B} + G ( \vec{B}_{||} + \gamma \vec{B}_{\perp} ) ] + \frac{e}{m} \vec{s} \times ( \vec{E} \times \vec{v} ) [ G + \frac{1}{\gamma + 1} ], \quad (4.1)$$

где  $G = \frac{g-2}{2}$ ;  $G_p = 1,793$  для протона и  $G_d = -0,143$  для дейтрона;  $\vec{B}_{||}$  и  $\vec{B}_{\perp}$  - компоненты магнитного поля  $\vec{B}$ , направленные параллельно и перпендикулярно скорости частицы  $\vec{v}$  соответственно;  $\vec{s}$  - вектор спина;  $m$  - масса покоя частицы;  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ ;  $e = 1$ ;  $\vec{E}$  - электрическое поле. Уравнение (4.1) включает эффект как магнитного поля, так и электрического. Однако оценки пока-

зывают, что эффект электрического поля чрезвычайно мал и им можно пренебречь.

В процессе ускорения частица следует по траектории  $\vec{r}_\lambda(t)$ , параметры которой отмечены индексом  $\lambda$ . По известному пространственному распределению магнитного поля  $\vec{B}(\vec{r})$  можно найти для каждого  $\lambda$  свою зависимость  $\vec{B}_\lambda(t)$ . Далее, решая уравнение (4.1), находят  $\vec{s}_\lambda(t)$ . При этом абсолютное значение  $|\vec{s}_\lambda(t)|$  всегда остается постоянным.

В качестве вектора поляризации пучка частиц, движущихся в пространстве по различным траекториям, естественно принять величину <sup>/50/</sup>

$$\vec{P}(t) = \sum_{\lambda} a_{\lambda} \vec{s}_{\lambda}(t), \quad (4.2)$$

где  $a_{\lambda} \geq 0$  - весовые коэффициенты, пропорциональные числу частиц вблизи траектории  $\vec{r}_\lambda(t)$ . Деполяризацией пучка частиц, имевших начальную поляризацию  $\vec{P}(t_0) = \vec{P}_0$ , называют величину

$$\frac{|\vec{P}_0| - |\vec{P}(t)|}{|\vec{P}_0|}. \quad (4.3)$$

Соотношение (4.3) учитывает тот факт, что изменение направления вектора поляризации  $\vec{P}(t)$  (4.2) при ускорении, если это направление остается жестким в пространстве независимо от цикла ускорения, не является существенным для экспериментатора.

В циклической ускоритель обычно инжектируется пучок частиц с вертикальной поляризацией, перпендикулярной вектору скорости частицы. В этом случае появление у частиц горизонтальной составляющей спина обычно означает, что пучок испытал деполяризацию. Правда, здесь предполагается, что "судьба" разных частиц совершенно различна, и пучок в этом смысле является некогерентной смесью. Однако, если все части-

цы имеют одинаковую "судьбу", в частности, совершают одинаковое число оборотов при ускорении и испытывают быстрый вывод из ускорителя, то деполяризация (4.3) также отсутствует. Это означает, что в такой ускоритель можно инжектировать пучок с горизонтальной поляризацией. Анализ <sup>/50/</sup> показывает, что эффект резонансной деполяризации в этих условиях существенно уменьшается.

Рассмотрим процесс резонансной деполяризации. В первом приближении резонансы можно разделить на две группы: собственные и вызванные несовершенством магнитного поля. Собственные резонансы возбуждаются вертикальными бетатронными колебаниями и их положение определяется уравнением

$$G \gamma = \pm Q_z \pm k P, \quad (4.4)$$

где  $P$  - число периодических элементов структуры магнитного поля,  $k$  - положительное целое число или нуль,  $Q_z$  - число свободных колебаний на один оборот. Отклонения медианной поверхности от плоскости вызывают резонансы, положение которых определяется уравнением

$$G \gamma = \pm \ell \pm k P, \quad (4.5)$$

где  $\ell$  - номер гармоники функции, описывающей несовпадение медианной поверхности с плоскостью на данном радиусе.

Учет азимутальной неоднородности магнитного поля  $n$ -ой гармоники приводит к следующим уравнениям, которые определяют положение резонансов:

$$G \gamma = \pm Q_z \pm n, \quad (4.6a)$$

$$G \gamma = \pm \ell \pm n. \quad (4.6b)$$

Вклад этих резонансов оказывается пренебрежимо малым.



При учете нелинейных членов в разложении магнитного поля по  $r$  и по  $z$  добавляются следующие резонансы:

$$G\gamma = \pm Q_z - Q_r \pm kP, \quad (4.7a)$$

$$G\gamma = \pm \ell \pm Q_r \pm kP, \quad (4.7б)$$

$$G\gamma = \pm Q_z \pm Q_r \pm n, \quad (4.7в)$$

$$G\gamma = \pm \ell \pm Q_r \pm n. \quad (4.7г)$$

Эти резонансы обычно оказываются слабыми.

Синхротронные колебания приводят к уширению резонанса <sup>/54/</sup>, а не к его расщеплению и, как правило, не учитываются.

Наиболее общее уравнение для определения энергий частиц, при которых возникают резонансы деполяризации, имеет вид

$$G\gamma = \pm p \pm qQ_z \pm rQ_r, \quad (4.8)$$

где  $p, q, r$  — целые положительные числа или нуль.

Если инжектируемые частицы имеют вертикальную поляризацию, то после прохождения резонанса <sup>/51/</sup> вертикальная компонента равна

$$s_z = 2 \exp\left(-\frac{\pi}{2} \frac{\omega^2}{\Gamma}\right) - 1, \quad (4.9)$$

где

$$\Gamma = G \frac{d\gamma}{d\theta} \cdot \omega_c^2, \quad (4.10)$$

т.е. пропорциональна скорости набора энергии за оборот, а

$$\omega = (1 + G \gamma_{рез}) \frac{b_{рез}}{B_0} \omega_c \quad (4.11)$$

$b_{рез}$  - резонансная компонента вращающегося магнитного поля,  $\omega_c$  (циклотронная частота) равна:

$$\omega_c = \frac{e B_0}{m \gamma}$$

При этом компонента  $b_{рез}$  вызвана отклонением частицы от медианной поверхности.

В мягкофокусирующем синхрофазотроне с 4 квадрантами и свободными промежутками для продольного поля величина  $\omega$  определяется иначе /51/:

$$\omega = \frac{Q_z}{\pi} \frac{z_m L}{R^2} \frac{g}{2} \omega_c \quad (4.12)$$

где  $z_m$  - амплитуда вертикальных колебаний,  $L$  - длина прямолинейного участка,  $R$  - радиус равновесной орбиты.

Если резонанс вызван бетатронными колебаниями /53/, то

$$\omega = \frac{1}{2} (1 + G \gamma_{рез}) (G \gamma_{рез})^2 \frac{z_m^{рез}}{R} \omega_c \quad (4.13)$$

где  $z_m^{рез}$  - амплитуда резонансной составляющей вертикальных колебаний. Подставляем (4.12) и (4.13) в (4.9) и затем усредняем по амплитудам бетатронных колебаний. Если резонанс является сильным, то вектор спина совершает полный поворот на  $180^\circ$  и  $P_z^{конечн.} = -1$ . Знак поляризации изменяется на обратный.

При  $\omega^2/\Gamma \ll 1$

$$s_z \approx 1 - \frac{\pi \omega^2}{2\Gamma} = 1 - \frac{|s|^2}{2}, \quad (4.14)$$

где

$$|s| = \omega \sqrt{\frac{2\pi}{\Gamma}}. \quad (4.15)$$

равно горизонтальной проекции вектора спина. Самым неблагоприятным является промежуточный случай, когда  $|s| \approx 1$ .

При резонансах, вызванных несовершенством магнитного поля, все частицы испытывают совершенно одинаковые вынужденные колебания. Для циклотрона и синхрофазотрона с мягкой фокусировкой условие (4.5) для  $k=0$  ведет к

$$\omega = \frac{1}{2} (1 + G \gamma_{\text{рез}}) \frac{\ell^2}{n - \ell^2} \frac{n z_0 \ell}{R} \omega_0, \quad (4.16)$$

где  $z_0 \ell$  —  $\ell$ -тая гармоника отступления медианной поверхности от плоскости. В резонансе имеем:  $\ell = G \gamma_{\text{рез}}$ .

Случай  $k \neq 0$  рассмотрен в работе /54/. Для синхрофазотрона с жесткой фокусировкой /55/

$$\omega = (1 + G \gamma_{\text{рез}}) \frac{\ell^2 Q_z \text{ а рез}}{4 R (Q_z^2 - \ell^2)} \omega_0, \quad (4.17)$$

где  $\text{а рез}$  — амплитуда резонансной гармоники вынужденных колебаний, ближайшей к  $Q_z$ .

До сих пор мы рассматривали частицы со спином 1/2. Для дейтронов уравнение (4.1) прямо использовать нельзя. Необходимо пользоваться формулой Майораны /56/, которая связывает вероятности пере-

ходов  $P(1,1)$ ,  $P(1,0)$  и  $P(1,-1)$  с вероятностями перехода  $P(1/2, -1/2)$ . А именно:

$$P(1,1) = [1 - P(1/2, -1/2)]^2,$$

$$P(1,0) = 2[1 - P(1/2, -1/2)]P(1/2, -1/2),$$

$$P(1,-1) = [P(1/2, -1/2)]^2.$$

(4.18)

Следует отметить опечатку для выражения  $P(1,0)$  в работе /56/.  
Вероятность перехода  $P(1/2, -1/2)$  равна:

$$P(1/2, -1/2) = \frac{1 - s_z}{2}. \quad (4.19)$$

Величина  $G$  для дейтронов равна:  $G_d = -0,143$  /52,56/. В отчете Куранта /53/ расчеты выполнены для ошибочно принятого значения  $G_d$  неверно = 0,85.

#### § 4.2. Деполяризация при ускорении и методы её устранения

А. Циклотрон. Ускорение ионов в циклотронах происходит до небольшой энергии и  $\gamma = 1$ . Резонансы возникают от изменения частоты вертикальных или горизонтальных колебаний. Расчеты /48,56/ деполяризации протонов дают очень малую величину. Деполяризация дейтронов в трехсекторном циклотроне Бирмингемского университета, ускоряемых до энергии 12 Мэв, также оказалась весьма малой /3/. На отсутствие заметной деполяризации указывают также экспериментальные данные /41/.

Б. Синхроциклотрон. Наиболее сильными резонансами являются резонансы, вызванные искажением медианной поверхности с  $\ell = 2$  и  $\ell = 3$ . Из соотношения

$$1,793 \gamma = \ell \quad (4.20)$$

находятся резонансные энергии

$$\gamma_1 (\text{рез.}) = 1,116, \quad \gamma_2 (\text{рез.}) = 1,673. \quad (4.21)$$

Для рочестерского синхроциклотрона <sup>/57/</sup> амплитуда второй гармоники равна 1,2 см, и это приводит к сильной деполяризации. В синхроциклотроне ЛЯП <sup>/52/</sup> амплитуда второй гармоники в 1 см дает деполяризацию протонов в 10%. Третья гармоника вносит малый вклад. Ускорение дейтронов на синхроциклотроне ЛЯП сопровождается деполяризацией от собственного резонанса с вертикальными колебаниями

$$0,143 \gamma = Q_z = \sqrt{n}. \quad (4.22)$$

При  $z_m = 2$  см деполяризация дейтронов составляет 30%.

В. Фазотрон с пространственной вариацией магнитного поля. Требования на допустимые значения гармоник отклонения медианной поверхности от плоскости весьма жесткие <sup>/58/</sup>. Например, для проектируемого фазотрона ЛЯП "Ф" <sup>/54/</sup> условие резонанса таково:

$$1,793 \gamma = \pm \ell \pm 4 k. \quad (4.23)$$

Для первого резонанса ( $\gamma_1 = 1,116$ ;  $R = 113$  см) существенна гармоника с  $\ell = 2$ , а для второго резонанса ( $\gamma_2 = 1,673$ ,

$R = 259$  см) - гармоники с  $\ell = 1; 2$  и  $3$ . Чтобы деполяризация снизилась до 10%, указанные гармоники не должны быть больше 1 мм. Выполнить такие допуски очень трудно, хотя необходимо подчеркнуть, что это требование относится к сравнительно узкой области магнитного поля.

Г. Синхрофазотроны. Условие собственного резонанса имеет вид (4.4). В табл. 2 даны сведения о положении резонансов в различных ускорителях. Расчеты <sup>/51/</sup> для "Сатурна" дают сильную резонансную деполяризацию. Более благоприятны условия в ускорителе "Принстон-Пенсильвания", где резонанс находится почти при максимальной энергии частиц. В работе <sup>/13/</sup> приведен проект бустера на 75 Мэв к этому ускорителю, который позволит получать интенсивные пучки поляризованных ионов. Однако в расчетах деполяризации при 2,8 Гэв допущена ошибка.

В ускорителях с жесткой фокусировкой резонанс деполяризации оказывается достаточно сильным. Это может оказаться благоприятным фактором, так как все частицы будут испытывать полное переворачивание спина. Например, в синхрофазотроне ИТЭФ <sup>/59/</sup>

$$\frac{\omega^2}{\Gamma} \approx 10^5 z_m \text{ (см)}, \quad (4.24)$$

где  $z_m$  - амплитуда вертикальных колебаний при  $E_{\text{рез}} = 5,75$  Гэв, что соответствует полному переворачиванию спина.

Резонансы, вызванные несовершенством магнитного поля, определяются из условия

$$G y_{\text{рез}} = \ell. \quad (4.25)$$

Таблица 2

| Ускоритель              | $G \cdot \gamma$   | $E_{\text{кин}}$ (ГэВ) |
|-------------------------|--------------------|------------------------|
| Синхрофазотрон          | $4 - Q_z = 3,1$    | 0,68                   |
| "Сатурн"                | $4 + Q_z = 4,9$    | 1,62                   |
| Синхрофазотрон          |                    |                        |
| "Принстон-Пенсильвания" | $8 - Q_z = 7,1$    | 2,8                    |
| Синхрофазотрон          | $8 - Q_z = 7,1$    | 2,8                    |
| аргонский ZGS           | $8 + Q_z = 8,9$    | 3,7                    |
| Синхрофазотрон          | $12 - Q_z = 3,25$  | 0,76                   |
| брукхэвенский 30 Гэв    | $Q_z = 8,75$       | 3,65                   |
| Синхрофазотрон          | $4 - Q_z = 3,15$   | 0,71                   |
| ОИЯИ 10 Гэв             | $4 + Q_z = 4,85$   | 1,6                    |
| Синхрофазотрон /59/     |                    |                        |
| ИТЭФ 7 Гэв              | $Q_z = 12,75$      | 5,75                   |
| Синхрофазотрон          | $12 - Q_z = 2,25$  | 0,24                   |
| ИФВЭ 70 Гэв /55/        | $Q_z = 9,75$       | 4,17                   |
|                         | $12 + Q_z = 21,75$ | 10,5                   |

Как показано Зенкевичем /55/, эти резонансы дают почти полную деполяризацию как в ускорителе ИТЭФ на 7 Гэв, так и в ускорителе ИФВЭ на 70 Гэв. Для того, чтобы дать окончательное заключение, необходимо выполнить более точные расчеты с учетом рабочих характеристик ускорителей.

В синхрофазотроне с мягкой фокусировкой искажение медианной плоскости представляет существенно меньшую опасность /13/ .

Д. Ориентация спина при инжекции. Расчеты /50/ показывают, что при инжекции пучка с горизонтальной поляризацией эффект деполяризации создают лишь собственные резонансы и при этом он оказывается меньшим, чем при вертикальной поляризации. Так, например, в синхротроне ЦЕРН на 30 Гэв после ускорения ожидается 50%-ная поляризация. Это, однако, требует вывода пучка обязательно за один оборот. Расчеты нельзя считать окончательными, так как в них не учтены синхротронные колебания, которые могут существенно изменить результаты.

Е. Способы уменьшения деполяризации. Уменьшить деполяризацию можно путем изменения частоты вертикальных колебаний во время прохождения резонансной энергии, например, путем включения специальных квадрупольных магнитов /60/. Расчеты показывают, что таким способом можно уменьшить деполяризацию на собственных резонансах. Так предполагают устранить два резонанса на ускорителе "Сатурн" /64/ .

Ж. Ускорение дейтронов. В последнее время возбудился большой интерес к ускорению дейтронов на синхрофазотронах до высоких энергий. Дейтронные проекты имеются на ускорителе "Принстон-Пенсильвания" /13/, "Сатурн" /64/ и на синхрофазотроне ОИЯИ /61/. Интересно рассмотреть возможность ускорения поляризованных дейтронов. Из-за малой величины  $G$  деполяризация дейтронов наступает при более высоких энергиях, чем в случае протонов. Например, на синхрофазотроне ОИЯИ условие деполяризации дейтронов имеет вид

$$0,143 \gamma = Q_z . \quad (4.26)$$



Отсюда  $0,143 \gamma_{рез} = 0,85$ ,  $\gamma_{рез} = 5,95$ ,  $E_{рез.кин.} = 9,35$  Гэв. Это значение очень близко к  $\gamma^{max} = 5,93$ , которое соответствует максимально достижимому импульсу дейтронов 11 Гэв/с. Резонансы, вызванные несовершенством магнитного поля, располагаются при еще более высоких энергиях.

#### § 4.3. Интенсивность пучка поляризованных ионов

К концу 1960 г. поляризованный пучок наибольшей энергии (50 Мэв) был получен на линейном ускорителе Резерфордской лаборатории. При инжекции пучка интенсивностью  $1,0 \cdot 10^{13}$  р/сек (1,6 мка) со скважностью  $10^{-2}$  на выходе зарегистрирован пучок <sup>/26/</sup>  $1,60 \cdot 10^9$  р/сек. Коэффициент прохождения равен  $1,6 \cdot 10^{-4}$ .

На циклотроне в Бирмингеме, ускоряющем дейтроны до энергии 12 Мэв, интенсивность инжектируемого пучка равна  $10^{11}$  д/сек, а интенсивность на выходе циклотрона -  $6 \cdot 10^9$  д/сек <sup>/62/</sup>.

На циклотроне в Сакле <sup>/22/</sup> инжекция протонов ведется вдоль радиуса. Действие электрического поля компенсирует лоренцевскую силу от магнитного поля. Интенсивность пучка при инжекции составляет  $3,1 \cdot 10^{13}$  р/сек (5 мка), интенсивность пучка на выходе -  $1,9 \cdot 10^{11}$  р/сек. Коэффициент прохождения равен  $6 \cdot 10^{-3}$ .

Оценки интенсивности пучка на синхротронах следует считать до некоторой степени спекулятивными, в частности они не учитывают реальный прогресс, который будет достигнут в технике ИПИ в будущем. Грубые оценки <sup>/63/</sup> для брукхэвенского синхротрона, отнесенные к инжектируемому пучку ИПИ в 5 мка, дают ток на выходе  $6 \cdot 10^8$  р/импульс при коэффициенте прохождения  $0,8 \cdot 10^{-5}$ .

## V . Заключение

Таким образом, из вышеизложенного видно, что техника получения и ускорения поляризованных ионов является быстро развивающейся областью ускорительной физики. Благодаря повышению эффективности ионизации поляризованных атомов, интенсивность пучков положительных поляризованных ионов водорода и дейтерия достигла 5 мка. Для получения отрицательных поляризованных ионов водорода и дейтерия разработана техника перезарядки ионов через метастабильное состояние атомов. Достигнутые интенсивности равны 0,6 мка для  $D^-$  и 0,3 мка для  $H^-$ . Получены однозарядные положительные ионы гелия-3 с поляризованными ядрами. Благодаря использованию квантовых переходов, векторная и тензорная поляризация ионов варьируются в широких пределах. Поляризованные ионы успешно ускорены на линейных ускорителях, тандем-генераторах и на циклотронах.

Перечислим основные проблемы, стоящие в этой области: 1. Повышение интенсивности и поляризации пучков поляризованных ионов. 2. Расширение набора ионов, которые могут быть поляризованы, в частности получение поляризованных ионов лития-6 и лития-7. 3. Разработка метода получения поляризованных ионов путем каналирования неполяризованных через намагниченный монокристалл. 4. Установка ИПИ на электростатических генераторах. 5. Разработка системы эффективной инжекции поляризованных ионов в циклотроны и синхроциклотроны. 6. Преодоление эффектов деполяризации при ускорении поляризованных ионов до высоких энергий.

Авторы выражают благодарность Л.И. Лapidусу за многочисленные обсуждения.

## Л и т е р а т у р а

1. G. Clausnitzer et al. Z. Phys., 144, 336 (1956).
2. Поляризация нуклонов. М., 1962.
3. Proceedings of the 2-nd International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Basel, 1966.
4. J.M. Dickson. Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation, V. 1, p. 103, North-Holland, 1965.
5. J.M. Daniels. Oriented Nuclei, p. 165. Academic Press, 1965.
6. W. Haeberli. Annual Rev. of Nucl.Sci., 17, 373 (1967).
7. A. Cesati et al. Prog. Nucl.Phys., 10, 117 (1969).
8. Н.Н. Пучеров и др. Источники поляризованных частиц. Киев, 1968.
9. I.J. Barit et al. Nuc.Instr. and Meth., 57, 160 (1967).
10. L. Rosen. Proc. of the 6-th Int.Conf. on High Energy Accelerators, 1967, CEAL-2000, p. 237.
11. A. Luccio et al. Bull.Am.Phys.Soc., 14, 206 (1969).
12. D. Clark et al. Bull.Am.Phys.Soc., 14, 218 (1969).
13. Proposed High Current Booster Synchrotron for Princeton-Pennsylvania Accelerator, PPAD 646 D (1968).
14. M.L. Fite and R.T. Brackman. Phys.Rev., 112, 1241 (1958).
15. Р.П. Слабоспицкий и др. ЖТФ, 36, 2145 (1966).
16. Н.С. Зинченко. ЖТФ, 38, 184 (1968).
17. G.A. Vasil'ev and E.A. Glasov. Nucl.Instr. and Meth., 58, 303(1968).
18. F. Häring and D. Fick. Nucl.Instr. and Meth., 64, 285 (1968).
19. Р.П. Слабоспицкий, И.М. Карнаухов. Укр. физ. ж., № 11, 1252 (1966).
20. H.F. Glavish et al. Nucl.Instr. and Meth., 65, 1 (1968).
21. R. Beurtey. Saclay Prog. Report CEA-N 621 (1966), p.81.

22. R. Beurtey. Polarized Targets and Ion Sources. Proc. Intern. Conf. Saclay, 1966, p. 177 and Saclay Prog. Report CEA-N 844, 1967, p.77.
23. Proc. of the 2-nd Int. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons. Basel, 1966, p.85.
24. R.N. Boyd et al. Nucl.Instr. and Meth., 63, 210 (1968).
25. W. Grübler et al. Helv.Phys.Acta., 40, 793 (1967).
26. PLA Progress Reports, 1965-1968.
27. W.E. Lamb et al. Phys.Rev., 79, 549 (1950).
28. Ю.А. Плис, Л.М. Сороко. ЖТФ, 39, 1622 (1969); Препринт ОИЯИ, P9-4653, Дубна, 1969.
29. B.L. Donnally et al. Phys.Rev.Lett., 12, 502 (1964); 15, 439 (1965); Proc. of the 2-nd Int. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Basel, 1966, p.71.
30. P.G. Sona. Ener. Nucleara, 14, 295 (1967).
31. J.L. McKibben. Phys.Rev.Lett., 20, 1180 (1968).
32. H. Brückmann et al. Phys.Lett., 29B, 223 (1969).
33. C.W. Drake and R. Krotkov. Phys.Rev.Lett., 16, 848 (1966) and IEEE Trans. NS-13, 142 (1966).
34. G.P. Lawrence et al. Phys.Lett., 28B, 594 (1969).
35. W.E. Lamb et al. Phys. Rev., 81, 222 (1951).
36. G.G. Ohlsen. Nucl.Instr. and Meth., 73, 45 (1969).
37. Ю.М. Хирный, Л.Н. Кочемасова. ПТЭ, №6, 37 (1968).
38. W. Grübler et al. Nucl.Instr. and Meth., 62, 115 (1968).
39. V. Bechtold et al. KFK 962 (1969);  
H. Brückmann et al. Z. Phys., 224, 486 (1969);  
V. Bechtold et al. KFK 1024 (1969).
40. W. Haeberli et al. Nucl.Instr. and Meth., 62, 355 (1968).

41. *Compte rendu d'activité*. CEA-N 1032 (1968), p.67.
42. M. Caminsky. *Phys.Rev.Lett.*, 23, 819 (1969).
43. Е.К. Завойский. *ЖЭТФ*, 32, 408 (1957).
44. J.E. Sherwood. *Bull. Am. Phys.Soc.*, 12, 1204 (1968).
45. S.D. Baker et al. *Phys.Rev.Lett.*, 20, 738, 1020 (E) (1968).
46. D.O. Findley et al. *Nucl.Instr. and Meth.*, 71, 125 (1969).
47. D. Axen et al. *Proc. of the 2-nd Int. Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons*, Basel, 1966, p.94.
48. Г.М. Будянский и др. *АЭ*, 6, 306 (1959).
49. V. Bargmann et al. *Phys.Rev.Lett.*, 2, 435 (1959).
50. V. Ernst. *Nucl.Instr. and Meth.*, 60, 52 (1968).
51. M. Froissart et R. Stora. *Nucl.Instr. and Meth.*, 7, 297 (1960).
52. Ю.А. Плис, Л.М. Сороко. Препринт ОИЯИ, Р-1449, Дубна, 1963.
53. E.D. Courant. *BNL-EDC-45*, 1962.
54. Ю.А. Плис, Л.М. Сороко. Препринт ОИЯИ, 9-4672, Дубна, 1969.
55. П.Р. Зенкевич. Труды 4-ой международной конференции по ускорителям. М., 1964, стр. 919.
56. H.G. Kim and W.E. Burcham. *Nucl.Instr. and Meth.*, 27, 211 (1964).
57. F. Lobkowitz and E.H. Thorndike. *Rev.Sci.Instr.*, 33, 454 (1962).
58. Ю.А. Плис, Л.М. Сороко. Труды 4-ой международной конференции по ускорителям. М., 1964, стр. 912.
59. В. Владимирский и др. *ПТЭ*, № 10 (1962).
60. D. Cohen. *Rev.Sci. Instr.*, 33, 161 (1962).
61. Ю.Д. Безногих и др. *ПТЭ*, № 4, 202 (1969).
62. W.B. Powell. *IEEE Trans. NS-13*, 147 (1966).

63. V.W. Hughes. Proc. of the 5-th Int. Conf. on High Energy Accelerators. Roma, 1966, p.537.
64. Тезисы докладов 7-ой международной конференции по ускорителям. Ереван, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 апреля 1969 года.



Рис. 2. Схема ионизатора, разработанного в Харькове (УФТИ). К - катод,  $A_1$  - первый анод,  $A_2$  - второй анод, к.э. - коллектор электронов, ц.ф. - цилиндр Фарадея.

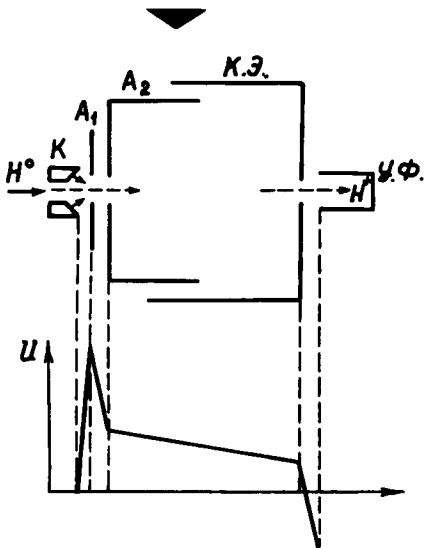
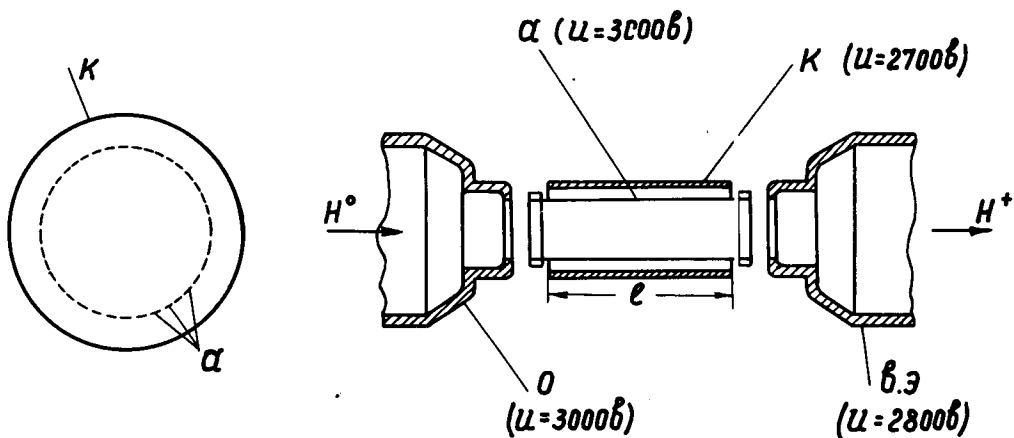


Рис. 3. Схема ионизатора, разработанного в Москве (ФИАН). К - катод, а - анод, О - отражатель ионов, в.э. - вытягивающий электрод.





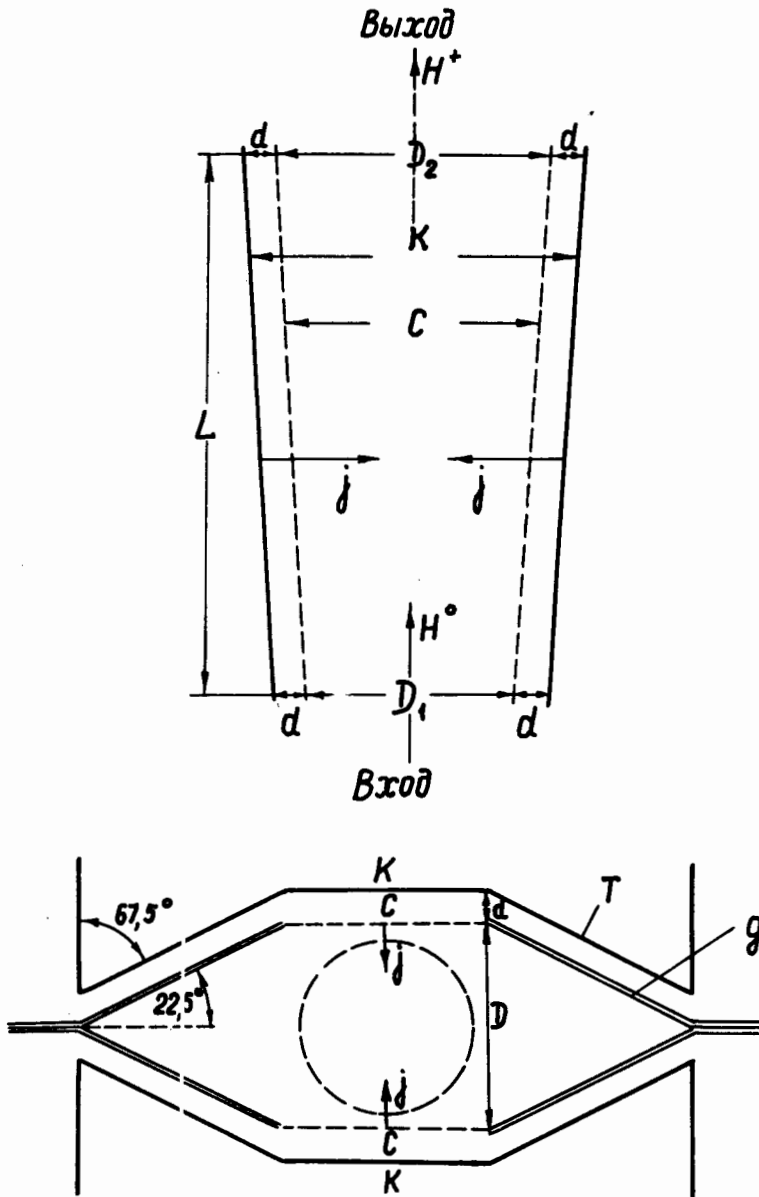


Рис. 4. Схема ионизатора, разработанного в Эрлангене (ФРГ). К - катод, с - сетка, Т - тепловой экран, д - держатель сетки.

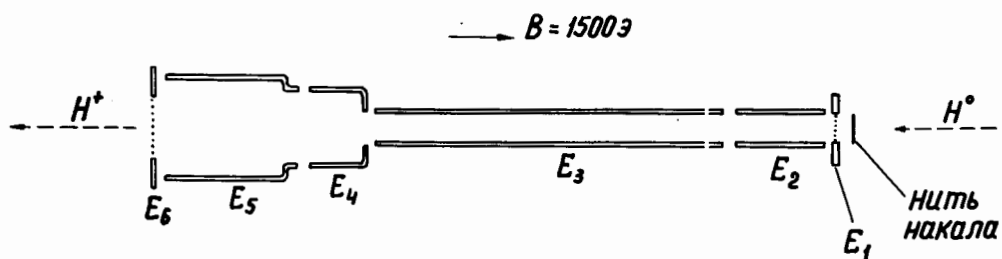
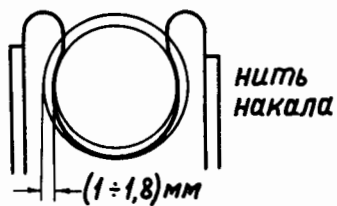


Рис. 5. Схема ионизатора, разработанного в Окленде (Новая Зеландия).  
 Потенциалы электродов относительно нити накала:  $U_{E_1} = 300 + 500$  в,  
 $U_{E_2} = 550$  в,  $U_{E_3} = 400$  в,  $U_{E_4} = 0$ ,  $U_{E_5} = (-1 + -3)$  кв,  $U_{E_6} = -5$  кв.

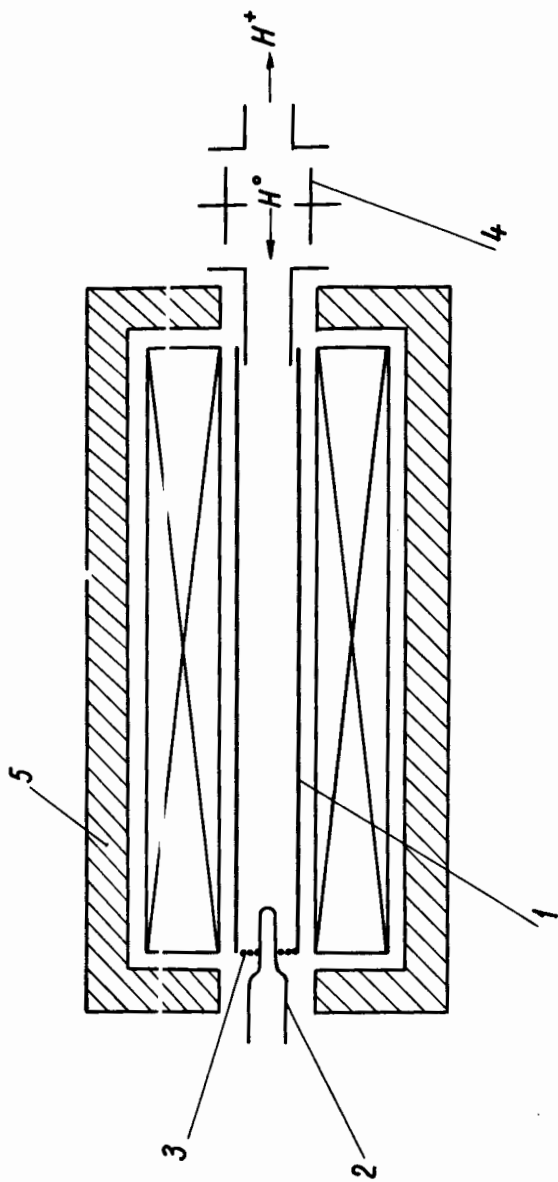


Рис. 6. Схема ионизатора Резерфордской лаборатории. 1 - анод, 2 - нить накала, 3 - сетка, 4 - единичная линза, 5 - экран из мягкой стали.

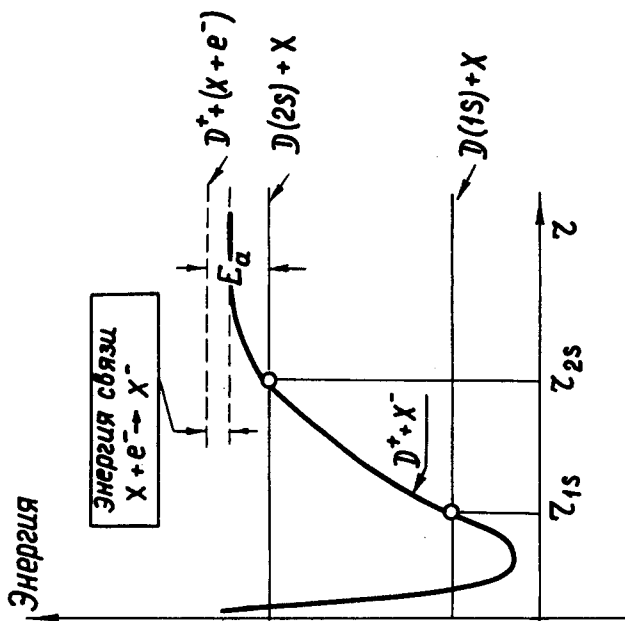


Рис. 7. Потенциальная кривая ионной системы  $D^+ + X^-$ .  $E_a$  - энергия ионизации атома дейтерия в состоянии  $2S$ .  $r_{1s}$  и  $r_{2s}$  определяются точками пересечения потенциальной кривой с уровнями  $D(1S) + X$  и  $D(2S) + X$ .