

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԻՆԻ ԶԵՂՐԴՈՒՄ ՆԱՍԻՆԱԿԱՆ ԿՈՄՄՈՒՆԻԿԱՆԵ

ЕФИ—110(75)

Ր.Ա.ՄԵԼԻԿՅԱՆ

Օ ՎՈԶՄՈՋՆՈՒՄ ԲՈՒՄԱՆԱԿՆԵՐ ԲՈՒՄՐԻԶՈՎԱՆԱԿԱՆ  
ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐ ՎՍՈՒԿՈՒ ՅՆԵՐԳԻ ՆԱ ԵՐԵՎԱՆՍԿՈՒ  
ՏԻՆԽՐՈՒՐՈՆԵ

ԱՐՄՏ  
ԵՐԵՎԱՆ 1975 ԵՐԵՎԱՆ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-110(75)

Р.А. МЕЛИКЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА ЕРЕВАНСКОМ  
СИНХРОТРОНЕ

Ереван 1975

## 1. Введение

Растущий интерес к экспериментам с поляризованным пучком электронов высокой энергии и поляризованной мишенью [1] - [14] стимулирует создание интенсивного поляризованного пучка электронов на электронных ускорителях. Методика получения поляризованной мишени хорошо известна (см., например [15], [16]), в то время как методы создания поляризованного пучка электронов все еще развиваются.

Некоторые возможности получения поляризованного электронного пучка обсуждались еще в 1956 году в хорошо известном обзоре Толькука [17]. Однако эти методы не обеспечивают, для предполагаемых экспериментов с поляризованными частицами, необходимую энергию, интенсивность и степень поляризации электронов.

Рассмотрим некоторые возможные в настоящее время методы получения поляризованных электронов высокой энергии на электронном ускорителе и интерес, представляющий использование такого пучка.

Хорошо известно, что на накопителях поляризация пучка происходит естественным образом - вследствие синхротронного излучения (эффект Соколова-Тернова) [18], [21]. При больших энергиях частиц оказывается, что время, необходимое для поляризации частиц сравнимо со временем нах охлаждения, вследствие чего высокоэнергичные электроны приобретают высокую степень поляризации, не

меняя существенно свойства пучка [20], [22].

Радикационная поляризация пучка обладает тем замечательным свойством, что поляризованный пучок получается непосредственно высокой энергии.

Перевод Ереванского синхротрона на накопительный режим для получения поляризованного пучка высокой энергии, к сожалению, оказывается затрудненным.

Существует также другая возможность получения поляризованного пучка электронов непосредственно высокой энергии. При отражении циркулярно поляризованного света от движущихся электронов последние поляризуются [23], [24]. Однако с помощью этого метода невозможно получать электронный пучок с большой интенсивностью и высокой степенью поляризации, необходимым для проведения различных экспериментов. По-видимому, для получения поляризованного пучка электронов большой интенсивности на Ереванском синхротроне наиболее подходящей возможностью является ускорение поляризованных низкоэнергетических электронов до высокой энергии, несмотря на сложность этой задачи.

Известно, что таким же путем намечается получение поляризованного пучка на SLAC-e [25] и DESY [28].

Возможность ускорения поперечно поляризованного пучка электронов в циклическом ускорителе, без существенной потери поляризации показана в работах [30] - [34]. В частности, для Ереванского синхротрона этот вопрос детально изучался [30] - [32]. Последний метод предполагает наличие источника высокополяризованных электронов низкой энергии.

В связи с этим рассмотрим характеристику и принцип работы некоторых типов источников, обладающих сравнительно высокой степенью поляризации и большой интенсивностью, которые могут быть использованы в качестве инжектора на ускорителе.

## П. Некоторые типы источников поляризованных электронов низкой энергии

1. Одним из подходящих (в смысле степени поляризации и интенсивности) методов получения поляризованного пучка электронов низкой энергии является метод, использующий упругие электрон-водородные спин-обменные столкновения [28], [29]. В работе [29] теоретически рассматривается основанный на этом принципе пульсирующий (с частотой  $10^3$  гц) источник поляризованных электронов с поляризацией  $P_e \geq 0,9$  и с интенсивностью  $10^{11}$  электронов за  $\mu$  сек. Направление поляризации электронов продольное.

Метод основан на том, что при рассеивании низкоэнергетических ( $\leq 10$  эв) электронов на нейтральных атомах водорода, селективированных по состояниям, возможен процесс обмена электронов-падающие неполяризованные электроны захватываются с одновременным испусканием атомных электронов [28], [29], [35]. Иначе говоря, происходит перенос поляризации атомов водорода к неполяризованному пучку электронов.

С ростом энергии падающих электронов, полное сечение спин-обменного процесса быстро падает и при энергии приблизительно 20 эв становится сравнимым с полным сечением ионизации и возбуждения [28], [29], [36] - [40]. Поэтому понятна необходимость использования электронов с энергией ниже порога ионизации ( $\sim 13,6$  эв) и возбуждения ( $\sim 10$  эв). Но с другой стороны оказывается, что при очень низких энергиях падающих электронов из-за эффектов пространственного заряда трудно получить пучок большой интенсивности [28]. Оптимальное значение энергии падающих электронов лежит в пределах 5-10 эв. Экспериментальное значение спин-обменного полного сечения для энергий электронов 5-10 эв соответствует  $(1,55-0,5) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  [28].

Схема устройства источника показана на рис.1. Селектированный по состояниям атомарный водород вводится в камеру спин-обмена, где происходит взаимодействие с низкоэнергичными электронами. Вследствие спин-обменного процесса образуются поляризованные электроны, которые посредством соответствующей электронно-оптической системы выводятся из камеры спин-обмена. Поляризация электронов приближается к водородной поляризации  $P_n > 0,95$ .

Для проверки основных идей этого метода построен прототип такого источника с малым объемом взаимодействия ( $0,4 \text{ см}^3$ ) [28]. При этом получился пучок с интенсивностью  $10^7 \text{ e}/\mu\text{сек}$  и поляризацией  $P_n = 0,8$ . Авторы работы [28] выражают надежду, что с использованием большого объема взаимодействия ( $\sim 200 \text{ см}^3$  вместо  $0,4 \text{ см}^3$  в прототипе), усовершенствованием системы селекции атомов водорода можно получить пучок с интенсивностью  $10^{11} \text{ e}/\mu\text{сек}$  с высокой степенью поляризации.

2. Поляризованные электроны получают также с помощью фотоионизации поляризованных щелочных атомов [25] - [27]. В работах [25], [26] описывается пульсирующий источник поляризованных электронов, основанный на этом принципе с интенсивностью  $2 \cdot 10^8$  электронов за  $1,5 \mu\text{сек}$  и с поляризацией  $P_n = 0,78$ .

Здесь используется тот факт, что выбитые фотоэлектроны сохраняют поляризацию валентных электронов атомов начального пучка. Соответствующий выбор энергии фотона делает невозможной эмиссию неполяризованных фотоэлектронов из более глубоких оболочек атома.

Схема устройства источника показана на рис.2. Атомарный пучок  $L_1$  получается с помощью испарения металлического  $L_1$  в печи. Далее пучок проходит через шестипольный магнит и поляризуется.

Ультрафиолетовый (неполяризованный) свет, испускаемый из интенсивного пульсирующего источника, пересекает атомарный, поляризованный пучок  $L_1$ , введенный в

ионизационную камеру. Вследствие фотоионизации поляризованные валентные электроны отрываются от атомов пучка. При этом выбитые фотоэлектроны поляризованы продольно, а начальная их энергия зависит от спектра и направления пучка фотонов. Из ионизационной камеры электроны выводятся с помощью соответствующей электронно-оптической системы.

Использование в источнике именно атомов  $L_1$  из щелочных атомов обусловлено большим сечением фотоионизации к очень низкой сверхтонкой структурой расщепления.

В работе [26] отмечаются также пути для повышения интенсивности и поляризации (до 0,9) электронного пучка.

3. Как показал Фано [41], при фотоионизации неполяризованных атомов циркулярно неполяризованными фотонами можно получать высокополяризованный электронный пучок, если длина волны падающего света соответствует минимуму сечения фотоионизации. При этом фотоэлектроны поляризованы продольно, а степень их поляризации определяется степенью циркулярной поляризации фотонов.

К эффекту поляризации электронов в этом случае приводит воздействие слабого спин-орбитального взаимодействия на фотопоглощение света.

Эффект Фано существует и для других щелочных атомов, однако наиболее сильно эффект проявляется для атомов  $C_5$ . Предсказание Фано о возможности получения поляризованных электронов посредством фотоионизации неполяризованных атомных пучков  $C_5$  подтверждено экспериментально [42] - [44].

Заметим, что в других источниках, основанных на фотоионизации (например [26]), используются поляризованные атомные пучки, получение которых не легкая задача.

В работах [43], [44] измерена поляризация фотоэлектронов в зависимости от энергии фотона. При определенной энергии фотона ( $\sim 4,2 \text{ эв}$ ) получается 100% поляри-

зованный электронный пучок. При более широком спектре фотонов вблизи порога фотопоглощения ( $\sim 3,9$  эв) был получен пучок электронов с поляризацией  $81 \pm 3\%$  и с током  $0,3 \cdot 10^{-10}$  А. Такая интенсивность электронов связана с тем, что аппаратура, использованная в этих экспериментах, была рассчитана для обнаружения эффекта, но не как источник поляризованных электронов.

Возможность получения электронного пучка высокой поляризации делает этот метод перспективным для проектирования источника поляризованных электронов с большой интенсивностью.

4. Поляризованный пучок свободных электронов получается выбиванием связанных поляризованных электронов из намагниченных твердых тел [17], [45] - [47].

Высокая поляризация обнаруживается при фотоэмиссии из намагниченного  $\text{EuO}$  [45], [46] и холодной эмиссии из  $\text{EuS}$ , нанесенной на вольфрамовое острие [47].

Особенно перспективным из них (в смысле интенсивности и степени поляризации электронов) является источник, построенный на основе применения фотоэмиссии из  $\text{EuO}$  [45]. В этом источнике степень поляризации электронов определяется электронной структурой намагниченного твердого тела, энергией возбуждающего света, величиной применяемого магнитного поля и геометрией образца.

$\text{EuO}$  представляет собой ферромагнитный полупроводник с температурой Кюри  $69^\circ\text{K}$ . Ионы  $\text{Eu}^{2+}$  имеют строго локализованный спиновый момент с  $S = 7/2$ , связанный с полузаселенной  $4f$ -оболочкой ( $8S_{7/2}$ -конфигурация). В кристалле  $\text{EuO}$ , находящегося в магнитном поле достаточно большой величины, все  $4f$ -электроны поляризованы в направлении магнитного поля. При энергии фотона  $4 \text{ эв} < h\nu < 6 \text{ эв}$  выбиваются только  $4f$ -электроны, а фотоэмиссия из других оболочек становится невозможной. По этой простой модели можно ожидать 100% поляризацию. Однако на самом деле поляризация уменьшается из-за наличия различных деполаризующих эффектов (например из-за рассеяния фо-

тоэлектронов из более глубокой внутренней области вещества, приводящего к деполаризации начального спина; наличие нечистых состояний и т.д.).

Схема устройства источника показана на рис.3. Источник включает охлажденный жидким гелием фотокатод, помещенный в однородное магнитное поле, ультравысокую вакуумную установку, источник света, систему ускорения электронов, моттовский анализатор поляризации.

Испускаемые фотоэлектроны выводятся из области магнитного поля с помощью ряда электродов. Применением цилиндрического конденсатора меняется направление пучка, а поляризация из продольной переходит в поперечную.

Далее электроны ускоряются до 100 кэВ, что необходимо для измерения поляризации моттовским анализатором.

При добавлении в  $\text{EuO}$  примеси трехвалентного иона типа  $\text{La}^{3+}$  происходит некоторое изменение оптических, магнитных и электрических свойств кристалла. В частности, увеличивается поляризация, температура Кюри и электрическая проводимость. Увеличение электрической проводимости из-за примеси существенно для интенсивности источника поляризованных электронов.

При использовании кристалла  $\text{EuO}$  с 2% примесью  $\text{La}$  было получено  $3,0^9 \text{ e} / \mu \text{ сек}$  с поляризацией  $\approx 80\%$  при магнитном поле  $20 \text{ кГ}$ , температуре  $10^\circ\text{K}$  и пиковой мощности светового импульса  $\approx 10$  ватт. Ожидается, что при усовершенствовании оптической системы можно получить значительно больше электронов, чем  $3 \cdot 10^9 \text{ e} / \mu \text{ сек}$  с высокой степенью поляризации [45].

5. Во всех рассмотренных нами источниках получают продольно поляризованные электроны. Но как было отмечено выше, без существенной потери поляризации пучка возможно ускорить только поперечно поляризованные электроны. При таких энергиях легко менять поляризацию пучка с продольной на поперечную, например, с помощью цилиндрического конденсатора [17].

Для экспериментов с поляризованными электронами высокой энергии представляют интерес как поперечные, так и продольно поляризованные электроны. Возможность изменения поляризации из поперечной на продольную при высоких энергиях электронов рассмотрена в ряде работ [20], [48] - [50].

Отметим, что на SLAC-е в качестве инжектора предполагается использовать источник поляризованных электронов, основанный на фотоионизации поляризованных атомов  $L_i$  [25], а в DESY-источник, основанный на упругом электрон-водородном спин-обменном рассеянии \* [28].

### III. Некоторые возможные эксперименты с поляризованными электронами

Много интересной информации можно получить при использовании поляризованного электронного пучка высокой энергии вместе с поляризованной мишенью. Ниже перечислим лишь некоторые возможные эксперименты с поляризованными электронами и ту информацию, которую они могут дать.

1. Интересную информацию можно извлечь при упругом рассеянии поляризованных электронов на поляризованных протонах, теоретически рассмотренных в работах [4], [10] - [13]. Дифференциальное сечение упругого рассеяния поляризованного электронного пучка на поляризованной протонной мишени в лабораторной системе имеет вид [12].

\*) Еще один эффективный способ получения медленных, высокополяризованных электронов предложен В.Д. Обьедковым (Письма в ЖЭТФ, 21, 220 (1975)). Метод основан на передаче поляризации атомного электрона свободному электрону при неупругом столкновении атомов. Интенсивность поляризованных электронов оценивается величиной порядка  $10^{-6}$  а.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\xi_1^* \vec{K}_1^*} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left\{ 1 + (\vec{\xi}_1^* \vec{K}) (\vec{Z}_1^* \vec{K}) \cdot M_{11} + (\vec{\xi}_1^* \vec{K}) \times \right. \\ \left. + (\vec{Z}_1^* [\vec{K} \vec{n}]) \cdot M_{13} \right\}.$$

Здесь  $\vec{K}$  - единичный вектор в направлении падающего пучка электронов;  $\vec{n}$  - единичный вектор нормали к плоскости рассеяния;  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$  - дифференциальное сечение в отсутствии поляризации;  $M_{11}$  и  $M_{13}$  - коэффициенты, содержащие формфакторы;  $\vec{\xi}_1^*$  и  $\vec{Z}_1^*$  соответственно поляризация пучка электронов и мишени в начальном состоянии, в системе их покоя.

Измерение дифференциального сечения e-p рассеяния с поляризованными частицами дает возможность определить конкретный вид  $M_{11}$  и  $M_{13}$ , т.е. определить спиновые корреляции между e и p, для любых углов рассеяния. Измерение с поляризованными частицами позволяет также повысить точность данных о формфакторах.

2. Представляется также интересным измерение сечения упругого e-d рассеяния с поляризованными частицами [14]. Известно, что дейтрон характеризуется тремя электромагнитными формфакторами  $F_C$ ,  $F_Q$  и  $F_M$ , которые связаны соответственно с их зарядовым, квадрупольным и магнитным моментами. С помощью измерения сечения упругого e-d рассеяния, с неполяризованными частицами можно найти  $F_M$  и сумму квадратов  $F_C$  и  $F_Q$ .

Оказывается, что применяя импульсное приближение или дисперсионную теорию  $\gamma$ , можно найти определенные соотношения между формфакторами дейтрона и изоскалярными нуклонными формфакторами. Но из-за того, что  $F_C$  и  $F_Q$  в отдельности не известны, невозможно проверить принятые предположения, например, законность импульсного приближения, использование нерелятивистских волновых функций дейтрона и т.д.

Разделение зарядового и квадрупольного фактора возможно, если кроме сечения упругого  $e-d$  рассеяния с неполяризованными частицами, использовать измеренные сечения с поляризованными частицами.

3. Известно, что при когерентном торможении продольно поляризованных ультрарелятивистских электронов на кристаллах алмаза получаются циркулярно поляризованные  $\gamma$ -лучи [51], [52]. Полученные таким способом  $\gamma$ -лучи в Гев-ной области более интенсивные и имеют высокую степень поляризации по сравнению с другими известными методами (например по сравнению с методом комптоновского рассеяния лазерных фотонов на релятивистских электронах [53], [54]).

При когерентном торможении неполяризованных ультрарелятивистских электронов на кристаллах алмаза получаются интенсивные поперечно поляризованные  $\gamma$ -лучи [55], [56]. В случае же продольно поляризованных электронов интенсивность излучения не меняется в низшем порядке теории возмущения.

Важной особенностью излучения при продольно поляризованных электронах является то, что степень циркулярной поляризации увеличивается с ростом энергии фотонов и достигает максимума (100%) при энергии фотона, равной энергии электрона [51].

Циркулярно поляризованные  $\gamma$ -лучи с большой интенсивностью и высокой степенью поляризации представляют большой интерес в процессах фоторождения [57], [58]. Например, в реакциях фоторождения  $\gamma + N \rightarrow V + N^*$  с циркулярно поляризованным фотоном и неполяризованным нуклоном ( $V$  и  $N^*$  соответственно мезоны и бароны с произвольным спином) можно извлечь информацию о присутствии двух или более обменных членов в модели полюсов Редже [57].

4. Особенно интересным представляется использование поляризованного электронного пучка в процессах электророждения [1] - [9].

Наличие поляризованного пучка электронов высокой энергии и поляризованной мишени дает возможность проверить экспериментально предсказания кварковой модели для структурных функций  $d(\nu, q^2)$ ,  $g(\nu, q^2)$  и асимметрии в глубоко-неупругом рассеянии поляризованных электронов на поляризованных нуклонах.

В рамках кварковой модели различные авторы [1]-[9] изучали свойства структурных функций и получили правила сумм, аналогичные найденным впервые Бёркеном [3]. В этих работах, исходя из различных предположений, вычисляются абсолютные значения структурных функций и асимметрии для протона и нейтрона в глубоко-неупругом электророждении при рассеянии поляризованных электронов на поляризованных нуклонах.

Возможность экспериментального определения структурных функций следует из следующей спиновой зависимости дифференциальных сечений [1].

$$\frac{d^2 \sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega' dE'} - \frac{d^2 \sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega' dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{-q^2 \cdot E} \cdot \frac{1}{4\pi M} [(E + E' \cos \theta) d(\nu, q^2) + (E - E' \cos \theta)(E + E') \cdot M \cdot g(\nu, q^2)]$$

$$\frac{d^2 \sigma^{\downarrow\downarrow}}{d\Omega' dE'} - \frac{d^2 \sigma^{\downarrow\uparrow}}{d\Omega' dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{-q^2 \cdot E} \cdot \frac{1}{4\pi M} [d(\nu, q^2) - (E + E') \cdot M \cdot g(\nu, q^2)],$$

где, например,  $\frac{d^2 \sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega' dE'}$  ( $\frac{d^2 \sigma^{\downarrow\downarrow}}{d\Omega' dE'}$ ) - двойное дифференциальное сечение в лабораторной системе с параллельными (перпендикулярными) спинами частиц;  $E$ ,  $E'$  - энергии налетающего и рассеянного электронов, соответственно,  $\theta$  - угол рассеяния электрона.

Измерение параллельной и перпендикулярной поляризационной асимметрии упрощает разделение двух независимых структурных функций, хотя такое разделение

возможно произвести измерением только одного из них при различных значениях  $E$ ,  $E'$ ,  $\theta$  и фиксированных  $\chi$  и  $q^e$ .

#### IV. О измерении поляризации пучка электронов высокой энергии

В экспериментах с поляризованными электронами высокой энергии возникает необходимость измерения поляризации пучка. Возможность измерения поперечной поляризации электронов и позитронов в накопителе обсуждалась в работах [20], [59].

Некоторые из этих методов могут быть использованы также в ускорителях. К ним относятся измерения с помощью:

- а) комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных фотонов на поперечно поляризованных электронах,
- б) рассеяние на поляризованной электронной мишени,
- в) преобразование поперечной поляризации в продольную.

Измерение продольной поляризации можно произвести с помощью рассеяния на поляризованной электронной мишени или неполяризованной протонной мишени. Продольную поляризацию ультрарелятивистских электронов можно также измерить посредством измерения циркулярной поляризации фотонов, возникающих при когерентном торможении продольно поляризованных электронов [51]. В свою очередь циркулярную поляризацию фотона можно измерить, используя асимметрию в рождении пары [90], или с помощью разности поглощения во втором кристалле [61].

В заключение отметим, что успешное развитие методов получения поляризованных электронов и растущий интерес к экспериментам с поляризованными электронами позволяют надеяться, что в ближайшие годы поляризованные электроны будут созданы на многих электронных ускорителях, в том числе и на Ереванском синхротроне.

#### Подписи к рисункам

Рис.1 Схематическое устройство источника поляризованных электронов, основанное на упругом электрон-водородном спин-обменном рассеянии. 1-электронная пушка, 2-камера спин-обмена, 3-источник селективированного по состояниям атомарного водорода, 4-пучок поляризованных электронов.

Рис.2 Схематическое устройство источника поляризованных электронов, основанное на фотоионизации поляризованных атомов  $Li$ . 1-печь, 2-шестипольный магнит, 3-плоское зеркало, 4-область ионизации, 5-сферическое зеркало, 6-пульсирующий источник ультрафиолетового света, 7-выходящий пучок поляризованных электронов, 8-поляризованный атомарный пучок.

Рис.3 Схематическое устройство источника поляризованных электронов на основе фотозмиссии из намагниченного  $EuO$ . 1-криостат с образцом, 2-образец, 3-сверхпроводящий магнит, 4-ускоряющие электроды, 5-цилиндрический конденсатор, 6-анализатор Мотта, 7-источник света, 8-жидкий гелий, 9-пучок поляризованных электронов.

Рукопись поступила 5-го февраля 1975г.

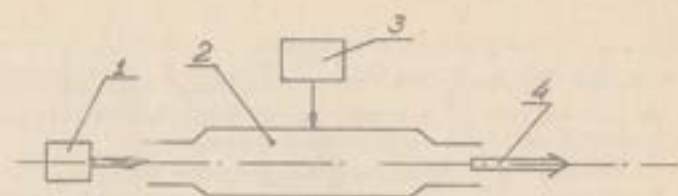


Рис.1

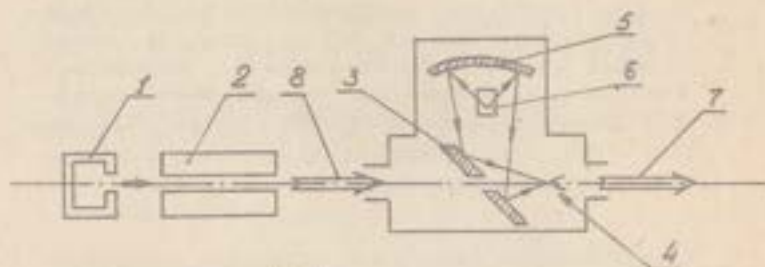


Рис.2

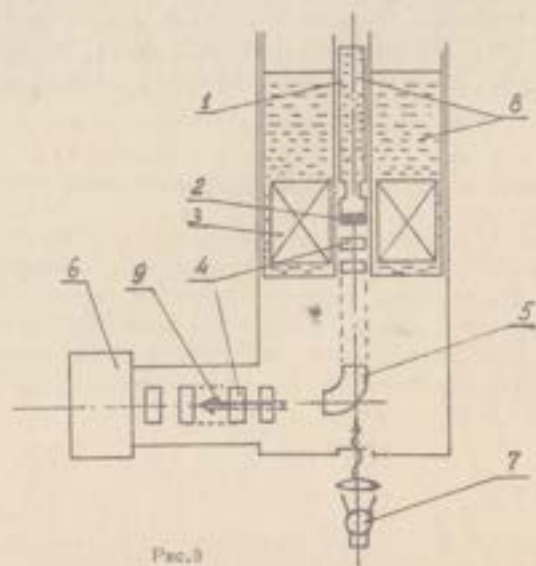


Рис.3

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Kuti, V.P.Weiskopf. *Phys.Rev.* 24, 3418(1971)
2. G.Domokos, S.Kovasi-Domokos, E.Schonberg. *Phys.Rev.* 23, 1191 (1971)
3. J.D.Bjorken. SLAC PUB-670 (1969) (ZH).
4. A.J.G.Rey. *DL/R33* (1974)
5. A.J.G.Rey. Ref.T.H. 1841-CERN (1974)
6. P.E.Close. Ref.T.H. 1843-CERN (1974)
7. P.E.Close, F.J.Gilman, I.Karliner. *Phys.Rev.* 26, 2533 (1972)
8. E.W.Colglazier, R.Rajaraman. 000-2220-21 (1974)
9. A.Le Yaouance, L.Oliver, O.Pene, J.C.Raynal. *LPTHE 74/15* (1974)
10. E.Donbey. *Rev.Mod.Phys.* 41, 236 (1969)
11. С.М.Евменко, Л.Н.Лазарус, Р.М.Рыжков, УФН, 81, 343 (1964)
12. Ахмедов, Л.Н.Розенштейн, И.М.Шарманов. *ЖЭТФ* 53, 768 (1967)
13. J.H.Scotland. *Phys.Rev.* 113, 1599 (1959)
14. S.Schildknecht. *Z.Physik* 185, 362 (1965)
15. A.Abragam, M.Borghini. *Progress in Low Temperature Physics* (ed. G.J.Gorter, North-Holland Publ.Co., Amsterdam, 1964), V.4, pp.384-449.
16. T.J.Schmugge, C.D.Jeffries. *Phys.Rev.* A138, 1785 (1965).
17. H.A.Tolhoek. *Rev.Mod.Phys.* 28, 277 (1956)
18. А.А.Сokolov, И.М.Тернов. *ИАН СССР* 123, 1052 (1968)
19. В.М.Вавер, Н.М.Катков, В.С.Фадд. *Научные реликтивистские анкетеры* Москва, Атомиздат (1973)

20. B. H. Baer, *УФН* 105, 441 (1971)
21. J. Schwinger, Wu-Yang Teal, *Phys. Rev.* D9, 1843 (1974)
22. Я. С. Дарбасян, А. М. Кошаретско, *ЖЭТФ* 64, 1918 (1973)
23. V. M. Harutyunian, F. R. Harutyunian, V. A. Tumanian. *Phys. Lett.* 5, 39 (1964)
24. А. В. Кузасов, А. А. Амур. *Нав. ВУЗ. Физика*, 12, 21 (1968)
25. Perry B. Wilson. SLAC-PUB-1362 (1973).
26. V. W. Hughes, R. L. Long, M. S. Lubell, M. Posner, W. Raith. *Phys. Rev.* A5, 195 (1972)
27. G. Baum, U. Koch. *Nucl. Instr. and Meth.* 71, 189 (1969)
28. R. J. Krisciokaitis, W. K. Peterson. DESY 73/63 (1973)
29. R. J. Krisciokaitis, Wu-Yang Teal. *Nucl. Instr. and Meth.* 81, 45 (1970)
30. X. A. Симова. Труды Межд. конф. по ускорителям, Дубна, стр. 915 (1969)
31. X. A. Симова. Диссертация, Ленинград, (1969)
32. X. A. Симова. Труды УП Межд. конф. по ускорителям. Ереван, АН Арм. ССР, стр. 203 (1970)
33. V. Ernat. *Nucl. Instr. and Meth.* 60, 52 (1968)
34. A. Turrin. Frascati Report LNF-70/52 (1970)
35. Н. Мотт, Г. Месса. Теория атомных столкновений, гл. 17, Москва, "Мир", (1969)
36. E. R. H. Rudge. *Proc. Phys. Soc.* 86, 763 (1965)
37. G. Schwartz. *Phys. Rev.* 124, 1468 (1961)
38. P. G. Burke and H. M. Schey. *Phys. Rev.* 126, 147 (1962)
39. J. W. McGowan and E. M. Clark. *Phys. Rev.* 167, 43 (1968)
40. R. L. Long et al. *J. Res. Nat. Bur. Stands.* 72A, 521 (1968)

41. U. Fano. *Phys. Rev.* 178, 131 (1969)
42. J. Kessler, J. Lorenz. *Phys. Rev. Lett.* 24, 87 (1970)
43. U. Heinsman, J. Kessler, J. Lorenz. *Phys. Rev. Lett.* 25, 1325 (1970)
44. G. Baum, M. S. Lubell, W. Raith. *Phys. Rev. Lett.*, 25, 267 (1970)
45. A. Garwin, F. Meier, D. T. Pierce, K. Sattler, H. C. Siegman. SLAC-PUB-1446 (I/A) (1974).
46. K. Sattler, H. C. Siegman. *Phys. Rev. Lett.* 29, 1565, (1972)
47. W. Muller, W. Sokstein, W. Heiland, W. Zinn. *Phys. Rev. Lett.* 29, 1651 (1972)
48. W. Christ, F. J. M. Farley, H. G. Herward. *Nucl. Inst. and Meth.* 115, 227 (1974)
49. T. Letardi, A. Turrin. *Nucl. Inst. and Meth.* 101, 485 (1972)
50. R. Schwitters, B. Richter. SPEAR-175, PEP-NOTE 87 (1974)
51. B. Neunke. *Phys. Lett.* 21, 382 (1966)
52. H. Olsen, L. C. Maximon. *Phys. Rev.* 114, 887 (1959)
53. B. Neunke, H. J. Meister. *Z. Phys.* 192, 162 (1966)
54. К. Н. Гольдман, В. А. Хозе. *ЖЭТФ* 51, 918 (1969)
55. L. Criegee, G. Lutz, H. D. Schulz, U. Timm, W. Zimmerman. *Phys. Rev. Lett.* 16, 1031 (1966)
56. H. H. Behncke, W. Nakel. *Phys. Lett.* 47A, 149 (1974)
57. T. L. Thews. *Phys. Rev.* 175, 1749 (1968)
58. S. H. Bersan. *Phys. Rev.* B135, 1249 (1964)
59. B. H. Baer, B. A. Хозе. *РФЭ* 9, 409 (1969)
60. H. Olsen, L. C. Maximon. *Nuovo Cimento* 24, 186 (1962)
61. N. Cabibbo, G. Da Prato, G. De Franceschi, U. Mosco. *Phys. Rev. Lett.* 2, 435 (1962)