

19

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 78 - 45

В.Г.Зелевинский, С.Г.Попов, А.Н.Скринский

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ЭКСПЕРИМЕНТОВ В ПРОТОННЫХ
(АНТИПРОТОННЫХ) НАКОПИТЕЛЯХ

Новосибирск

1978

В.Г.Зелевинский, С.Г.Попов, А.Н.Скринский

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
В ПРОТОННЫХ (АНТИПРОТОННЫХ) НАКОПИТЕЛЯХ

А Н Н О Т А Ц И Я

Обсуждаются возможности постановки экспериментов с внутренней газовой поляризованной мишенью в протонном (антипротонном) накопителе с электронным охлаждением. Рассмотрены два варианта: а) инжекция в накопитель поляризованного пучка частиц и б) обогащение неполяризованного пучка частицами определенной поляризации из-за спиновой зависимости вероятности потерь частиц при взаимодействии с поляризованной мишенью. Для второго варианта даются оценки оптимальных режимов работы.

I. За последние годы заметно вырос интерес к экспериментальным исследованиям взаимодействий поляризованных частиц. В различных лабораториях интенсивно развиваются как ускорители с поляризованными пучками, так и методика поляризованных мишеней /1/. Измерения сечений упругих и неупругих взаимодействий в чистых спиновых состояниях важны для проверки многочисленных теоретических предсказаний. В случае PP - рассеяния эффекты поляризации и спиновой корреляции велики и имеют резкую зависимость от энергии /2/, что можно интерпретировать как указание на существование экзотических состояний с двойным барионным зарядом. Крайне интересными были бы аналогичные эксперименты с рассеянием антипротонов на протонах.

Традиционная техника эксперимента, включающая источник поляризованных частиц, ускоритель с выпущенным пучком и поляризованную мишень, сталкивается с серьезными трудностями во всех частях установки. Интенсивность имеющихся пучков недостаточно высока^{*)}; обычно используемые мишени /4/ не являются чисто водородными; существуют нежелательные явления радиационного повреждения и деполяризации мишени под действием пучка.

2. В связи с этим кажется целесообразным обсудить другую возможность, а именно постановку экспериментов с внутренней газовой поляризованной мишенью в протонном (антипротонном) накопителе. Методика поляризованных газовых струй активно развивалась рядом групп /5/. Установка с электронным накопителем и внутренней газовой мишенью успешно использовалась в течение последних лет для экспериментов по рассеянию электронов на ядрах в ИЯФ СО АН СССР /6/.

Для оценки достижимой светимости эксперимента и степени поляризации воспользуемся понятиями /7, 8/ режимов работ с "тонкой" или "сверхтонкой" внутренними мишенями в накопителе заряженных частиц. Пусть n есть число частиц, инжектируемых в накопитель за секунду. Примем, что основной причиной выбывания частиц из пучка является именно взаимодействие частиц с мишенью, а взаимодействием с остаточным газом можно пренебречь. Если изучаемый процесс имеет эффективное сечение σ , то наблюдаемая

^{*)} Правда, существует возможность /3/ поднятия интенсивности с помощью пучков отрицательных ионов H^- .

— скорость счета будет равна

$$N = n \cdot \frac{\sigma}{\sigma_t} \quad (1)$$

где σ_t есть полное сечение процессов взаимодействия, выбивающих частицу из пучка. Равенство (1) соответствует тому, что относительная верность для данной частицы испытать исследуемое взаимодействие равна отношению σ/σ_t , и в этом смысле годится для описания как однократных, так и многократных процессов.

В обычных условиях частицы теряются, в основном, вследствие процессов многократного рассеяния, которые приводят к росту поперечных размеров и (или) энергетического разброса пучка за пределы допустимых значений. Однако, если существует механизм затухания, причем время затухания меньше обусловленного многократными процессами времени жизни частиц, то оказывается возможным выйти на стационарный режим с параметрами пучка (размеры и энергетический разброс), не зависящими от времени. В качестве механизма затухания можно использовать радиационное затухание для электронов (позитронов) и электронное охлаждение /9, 10/ для протонов, антипротонов или более тяжелых частиц. При этом полное сечение σ_t будет определяться не многократными процессами, например, неупругим рассеянием или упругим рассеянием на угол, превышающий некоторое определенное значение. Предельный угол рассеяния зависит от кинематики охлаждения или от апертуры вакуумной камеры. Такие условия эксперимента принято называть /7/ работой в режиме "сверхтонкой" мишени в отличие от режима "тонкой мишени" когда многократные процессы не подавлены.

Светимость эксперимента с внутренней мишенью, согласно (1), равна

$$L = \frac{N}{\sigma} = \frac{n}{\sigma_t} \quad (2)$$

и не зависит от толщины мишени, поскольку с уменьшением толщины возрастает время жизни частиц, т.е. число пересечений ими мишени, и стационарный ток растет.

3. Мыслимы два варианта получения поляризованного пучка в накопителе. Во-первых, можно инжектировать в накопитель по-

ляризованные частицы из ускорителя. Во-вторых, возможно "обогащение" пучка частицами определенной поляризации (более быстрое вымирание противоположной поляризации) вследствие зависящего от спина рассеяния частиц на поляризованной мишени /11/. Сделаем сначала несколько замечаний по поводу первого варианта, рассмотрев типичный количественный пример.

Пусть мы имеем внутреннюю газовую мишень в протонном накопителе. Мишень будет предполагать сверхтонкой в смысле п.2 и поляризованной на 100%. В накопитель инжектируется поляризованный протонный пучок, импульс которого для определенности будем считать равным $p \approx 2$ ГэВ/с. При такой энергии можно ожидать достаточно высокой эффективности электронного охлаждения /3/.

Время жизни частиц определяется полным сечением упругого (кулоновского и ядерного) и неупругого взаимодействий. Механизм электронного охлаждения становится неэффективным для частиц, рассеянных на углы $\theta \gtrsim (2-3) \cdot 10^{-3}$ /12/. Ситуацию можно существенно улучшить, помещая мишень в область малых значений β - функции ($\beta = \beta_t$), а охлаждающий электронный пучок - в область большой β - функции ($\beta = \beta_e$). Фактор увеличения $\sqrt{\beta_e/\beta_t}$ заведомо можно сделать равным 10, поднимая тем самым предельное значение угла рассеяния до $(2-3) \cdot 10^{-2}$. При таких углах для рассматриваемой энергии протонов можно пренебречь кулоновским рассеянием.

Принимая, что сечение, которое определяет время жизни частиц, равно $\sigma_{\text{уп}} + \sigma_{\text{неуп}} \approx 50$ мб, получаем светимость $2 \cdot 10^{25}$ см⁻² п.

При толщине мишени 10^{14} см⁻² стационарный ток оказывается равным $3,3 \cdot 10^{-8}$ А. Если допустить, что можно охлаждать накопленные до 1 А токи, то требуемая скорость инжекции равна $= 3 \cdot 10^7$ сек⁻¹, при этом достигается светимость 10^{33} см⁻² сек⁻¹. Время выхода на стационарный режим при этом оказывается равным нескольким часам при размере периметра накопителя несколько десятков метров и периоде повторения инжекций 1 сек. Это время можно существенно уменьшить, используя вначале большие токи инжекции. Скорость инжекции поляризованных протонов по современным представлениям может достигать величины 10^{10} сек⁻¹.

4. Большая плотность поляризованной газовой мишени (10^{14} см $^{-2}$) совершенно необходима для второго варианта, к обсуждению которого мы переходим. Дело в том, что процесс поляризации требует интервалов времени, превышающих время жизни; между тем время жизни при большой плотности мишени составляет несколько часов. Высокая эффективная толщина мишени может быть получена с помощью установки с несколькими газовыми струями вдоль накопительного кольца. Следует иметь в виду, что это сделает возможным одновременное проведение нескольких независимых экспериментов.

Большая толщина мишени облегчает требования, предъявляемые к остаточному вакууму в накопителе. Так как в наших условиях время жизни частиц определяется комбинацией кулоновского и ядерного взаимодействий, то в требовании на величину эффективного вакуума должен стоять множитель — линейная комбинация квадрата заряда и атомного номера ядер остаточного газа. Если этот фактор взять равным 20 (азот), то для того, чтобы влияние остаточного газа на время жизни частиц было пренебрежимо малым, вакуум должен быть много лучше, чем $2 \cdot 10^{-18} \cdot n_0 / \pi$ мм Hg, где π — периметр орбиты (см), n_0 — толщина мишени (см $^{-2}$). Для нашего случая это требование оказывается довольно легким (вакуум должен быть много лучше 10^{-8} мм Hg).

Второй вариант метода исходит из инъекции неполяризованных частиц, после чего поляризация должна накапливаться благодаря спиновой зависимости рассеяния на поляризованной мишени. Полную светимость можно оценить аналогично тому, как это было сделано выше. Для оценки получающейся поляризации нужно знать сечения взаимодействия частиц пучка в различных спиновых состояниях с мишенью, обладающей определенной поляризацией. Неупругое рассеяние сразу выводит частицы из пучка. Что касается упругого рассеяния, то оно ведет к потере частицы, если угол рассеяния превышает предельное значение θ_{max} . Экспериментальные данные по РР-рассеянию при импульсе $p = 2$ ГэВ/с показывают, что упругое сечение на углы $\theta > \theta_{max} \approx 10^{-2}$ практически равно полному упругому сечению и кулоновским рассеянием можно пренебречь. Тогда можно оценить установившуюся поляризацию пучка через разность полных сечений в чистых спиновых состояниях

$$P = \frac{\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\downarrow\downarrow}}{\sigma_{\uparrow\uparrow} + \sigma_{\downarrow\downarrow}} = \frac{\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\downarrow\downarrow}}{2 \langle \sigma \rangle} \quad (3)$$

Эта формула следует из очевидного выражения для числа частиц каждой поляризации n_s в стационарном режиме в накопителе,

$$n_s = n \cdot \tau \propto \frac{n}{\sigma_t} \quad (4)$$

где τ — время жизни пучка.

Используя те же экспериментальные данные при $p = 2$ ГэВ/с, мы находим для поперечной поляризации $p \approx 10\%$. В случае продольной поляризации данные /2/ по разности сечений $\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\downarrow\downarrow}$ приводят к поляризации $P \approx 16-20\%$. Эту ситуацию можно реализовать с помощью специальной конфигурации магнитного поля, которое должно перевести продольную поляризацию пучка в месте взаимодействия его с мишенью в поперечную поляризацию на основной части накопителя /13/.

Область протонных импульсов $p \approx 2$ ГэВ/с, помимо соображений, связанных с эффективностью электронного охлаждения, кажется благоприятной для накопления поляризации протонов из-за наличия в этой области энергий заметных пиков в разностях сечений $\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\downarrow\downarrow}$ и $\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\downarrow\uparrow}$. Основным рабочим режимом, скорее всего, должен быть режим работы с изменением энергии пучка после процессов накопления и поляризации с тем, чтобы измерения проводились в желаемой области энергий. При этом мишень, на которой происходит изучаемое рассеяние, может быть отличной от той, которая использовалась для получения поляризованного пучка. Правда, светимость в этом случае становится меньше из-за понижения средней скорости инъекции (возникает дополнительная скважность).

5. Разумеется, прямое ускорение поляризованных протонов и их использование для изучения взаимодействий со сверхтонкой поляризованной мишенью дает более высокую светимость эксперимента, чем накопление поляризации из-за различия сечений взаимодействия в разных спиновых состояниях. Однако в настоящее время только второй вариант позволяет надеяться на постановку поляризованных экспериментов достаточной светимости с антипротонами. /11/.

Приложение этого подхода к антипротонам представляется весьма интересным в связи с предложенными в последнее время схемами накопления антипротонов при энергии около 2 ГэВ и скорости инжекции 10^8 частиц/сек [14, 15]. В установившемся режиме работы со сверхтонкой мишенью при этом может быть достигнута светимость 10^{33} см⁻² сек⁻¹, как и для поляризованных протонов.

К сожалению, имеющаяся в настоящее время экспериментальная информация по взаимодействию антипротонов с поляризованными протонами крайне бедна. Фактически в пределах экспериментальных ошибок разность сечений упругого рассеяния антипротонных пучков различных поляризаций на поляризованной протонной мишени можно считать равной нулю. Пренебрегая разностью этих сечений в упругом $\bar{p}p$ -рассеянии и предполагая, что в неупругих $\bar{p}p$ -столкновениях они близки к соответствующей величине в pp -соударении, мы получили ^{для} результирующей поляризации антипротонов оценку 4±6%. На самом деле, однако, отличие спиновых эффектов в неупругих $\bar{p}p$ -столкновениях может оказаться в смысле зависимости от спиновых состояний значительным из-за большого количества резонансных каналов реакции, открытых в $\bar{p}p$ -столкновениях при $p \approx 2$ ГэВ/с.

6. Следует отметить, что существуют данные [16] о наличии эффектов ядерного усиления асимметрии в неупругом рассеянии протонов. Поэтому эксперименты со сверхтонкими ядерными мишенями должны быть весьма полезными с точки зрения изучения самих этих эффектов, так и в целях отбора ядерных мишеней, дающих возможность получать более высокую стационарную поляризацию. В частности, разумно в качестве мишени испытать ядра с высоким спином основного состояния.

7. Рассмотрим более детально режим, в котором работа идет на той же энергии, на которой получается поляризация. До сих пор речь шла о получении максимальной светимости L . При этом можно вычислить стационарную поляризацию P . Требования получения возможно более высокой светимости и поляризации в определенной степени противоречивы: достижение большей поляризации за счет "вымирания" одной компоненты пучка на поляризованной мишени ведет к уменьшению тока, а, следовательно, и светимости. Разумно поставить вопрос о режиме работы, наилучшим образом со-

четающим эти требования. Оптимальным представляется режим, дающий за время счета максимум величины LP^2 , усредненной по полному циклу работы (накопление частиц, получение поляризации и полезный счет). Поскольку $\frac{\sqrt{L}}{\sqrt{L} \cdot P}$ характеризует статистическую точность опыта, величина $\frac{\sqrt{L}}{\sqrt{L} \cdot P}$ (или LP^2) отражает эффективность именно поляризованного эксперимента.

Удобно выражать временные интервалы τ_i , отвечающие разным стадиям рабочего цикла, в единицах среднего для двух поляризаций частиц пучка времени жизни τ , вводя безразмерные величины $x_i = \tau_i / \tau$. Практически в большинстве случаев временем накопления частиц можно пренебречь; тогда цикл содержит время поляризации x_p и время счета x_c . Пусть L_0 есть светимость при максимальном достижимом значении тока (I А тока соответствует $L_0 \approx 10^{33}$ см⁻² сек⁻¹). Поляризацию мишени будем считать равной 100%. Если работать без добавления новых частиц, то поляризация, накопленная за время $x = t/\tau$, равна (аналогично (3))

$$P(x) = th \delta x \quad \delta = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \quad (5)$$

Учитывая различные скорости вымирания для двух поляризаций, имеем

$$\overline{LP^2} = \frac{L_0}{x_p + x_c} \int_0^{x_p + x_c} dx \frac{1}{2} \left[\frac{e^{-x(1+\delta)}}{1+\delta} + \frac{e^{-x(1-\delta)}}{1-\delta} \right] th^2 \delta x \quad (6)$$

Ясно, что выгодно начинать счет сразу после накопления частиц (одновременно с процессом поляризации пучка), так как максимум (6) по x_p достигается при $x_p = 0$. Тогда оптимальный режим по x_c отвечает максимуму величины

$$\Lambda(x_c) \equiv \frac{\overline{LP^2}}{L_0} = \frac{1}{x_c} [K_q(e^{\delta x_c}) - K_q(1)], \quad (7)$$

$$K_q(z) = \frac{q^2}{2(q^2-1)^2} \frac{-(q-1)^2 + 2z^2(q^2-3) - z^4(q+1)^2}{z^{q+1}(z^2+1)}, \quad q = \frac{1}{\delta} \quad (8)$$

(выражение (8) справедливо для целочисленных значений q).

На рис.1 изображена зависимость $\Lambda(x)$ для различных значений δ . Положение максимума на этих кривых слабо зависит от δ и отвечает примерно трем-четырем временам жизни пучка, что оправдывает сделанное пренебрежение временем накопления. Значение Λ в максимуме резко растет с ростом δ (рис.2). При временах, больших, чем оптимальное, величина Λ падает медленно, что позволяет варьировать рабочий режим, не слишком проигрывая в величине $L P^2$. Для pp -рассеяния при $\rho \approx 2$ ГэВ/с величина $\delta = (\frac{1}{5} \div \frac{1}{6})$. Здесь максимальное значение Λ равно 0.011-0.017.

Условия реального эксперимента можно считать соответствующими случаю стопроцентной поляризации со светимостью, составляющей 1/60 от светимости L_0 . Учет времени накопления уменьшает вычисленную величину, так что "эффективная" светимость поляризованного эксперимента достигнет $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

8. Оценки, приведенные в предыдущем пункте, относятся к измерениям при той же энергии частиц, при которой происходила поляризация пучка. Поскольку, как уже упоминалось, разность сечений взаимодействия частиц в чистых спиновых состояниях имеет ярко выраженный максимум при энергии $E = E_m$, то для проведения экспериментов при $E \neq E_m$ выгодно переходить на энергию эксперимента после достижения определенной степени поляризации в области $E \approx E_m$. Конечно, результирующая эффективность Λ такого эксперимента будет существенно ниже, чем раньше.

Для оценки оптимальных характеристик основного режима работы с измерениями на энергии $E \neq E_m$ будем считать, что временем изменения энергии можно пренебречь. Кроме того, примем, что при энергии эксперимента разность сечений взаимодействия в различных спиновых состояниях мала, так что изменением поляризации пучка после перехода на энергию счета можно пренебречь. Тогда, аналогично (6), имеем.

$$\Lambda = \frac{L P^2}{L_0} = \frac{1 - e^{-x_c}}{x_p + x_c} \frac{1}{2} \left[\frac{e^{-x_p(1+\delta)}}{1+\delta} + \frac{e^{-x_p(1-\delta)}}{1-\delta} \right] t h^2 \delta x_p \quad (9)$$

Рассматривая выражение (9) как функцию x_c и полного времени $x = x_p + x_c$, легко видеть, что оптимальная доля времени, относящаяся к счету, при фиксированном x равна $\frac{x_c^{opt}}{x} = \frac{e_n(x+1)}{x}$. Эта зависимость и полученная из нее функция $[\Lambda(x)]_{x_c = x_c^{opt}(x)}$ приведены на рис.3 для $\delta = \frac{1}{6}$. При $x = 3$, что отвечает примерно равным временам x_p и x_c , кривая $\Lambda(x)$ имеет резкий максимум. Величина Λ в максимуме равна 0.0038. Учет времени накопления несколько уменьшит эту величину. Однако эту потерю можно сократить, проводя накопление частиц одновременно с обогащением пучка частицами определенной поляризации.

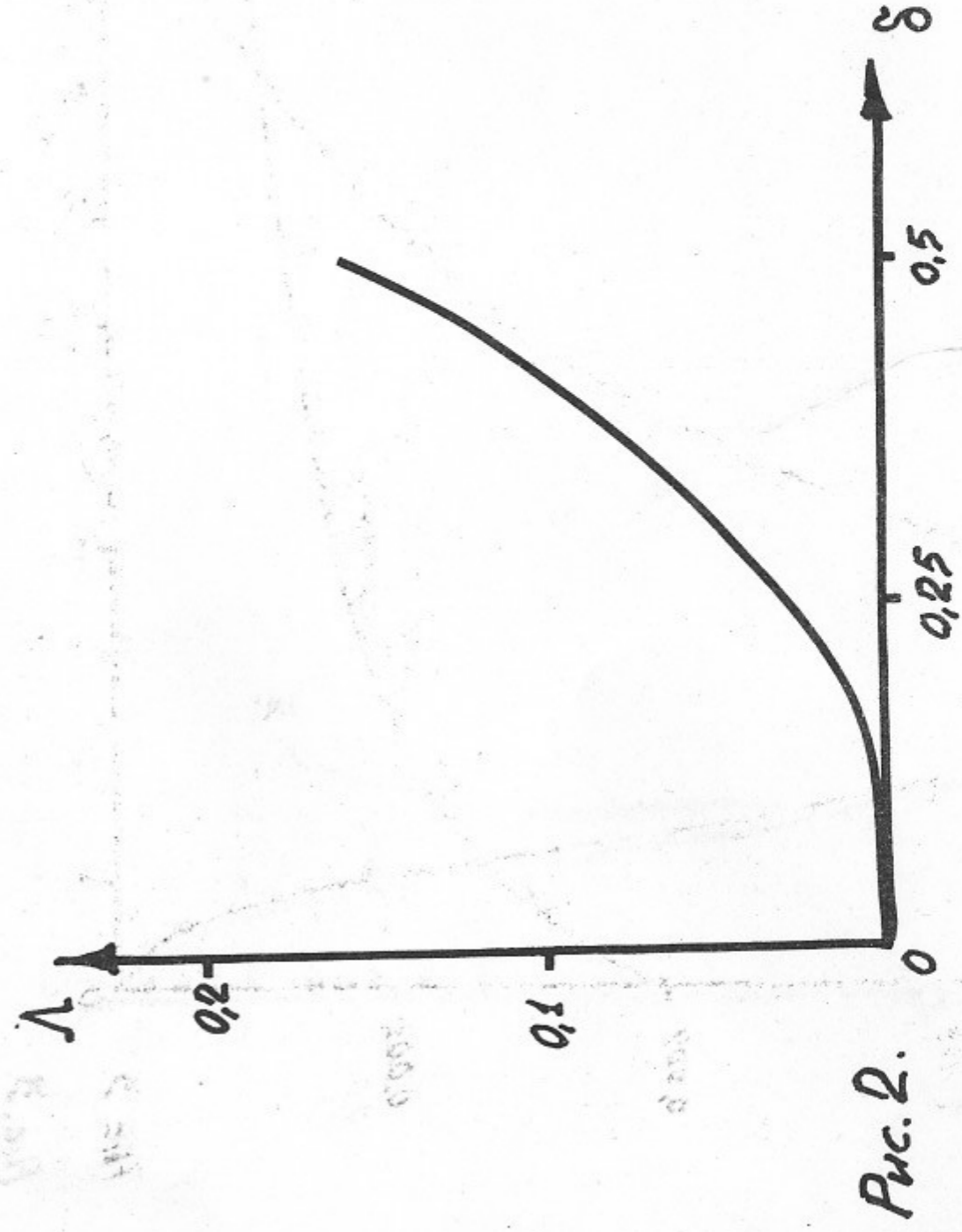
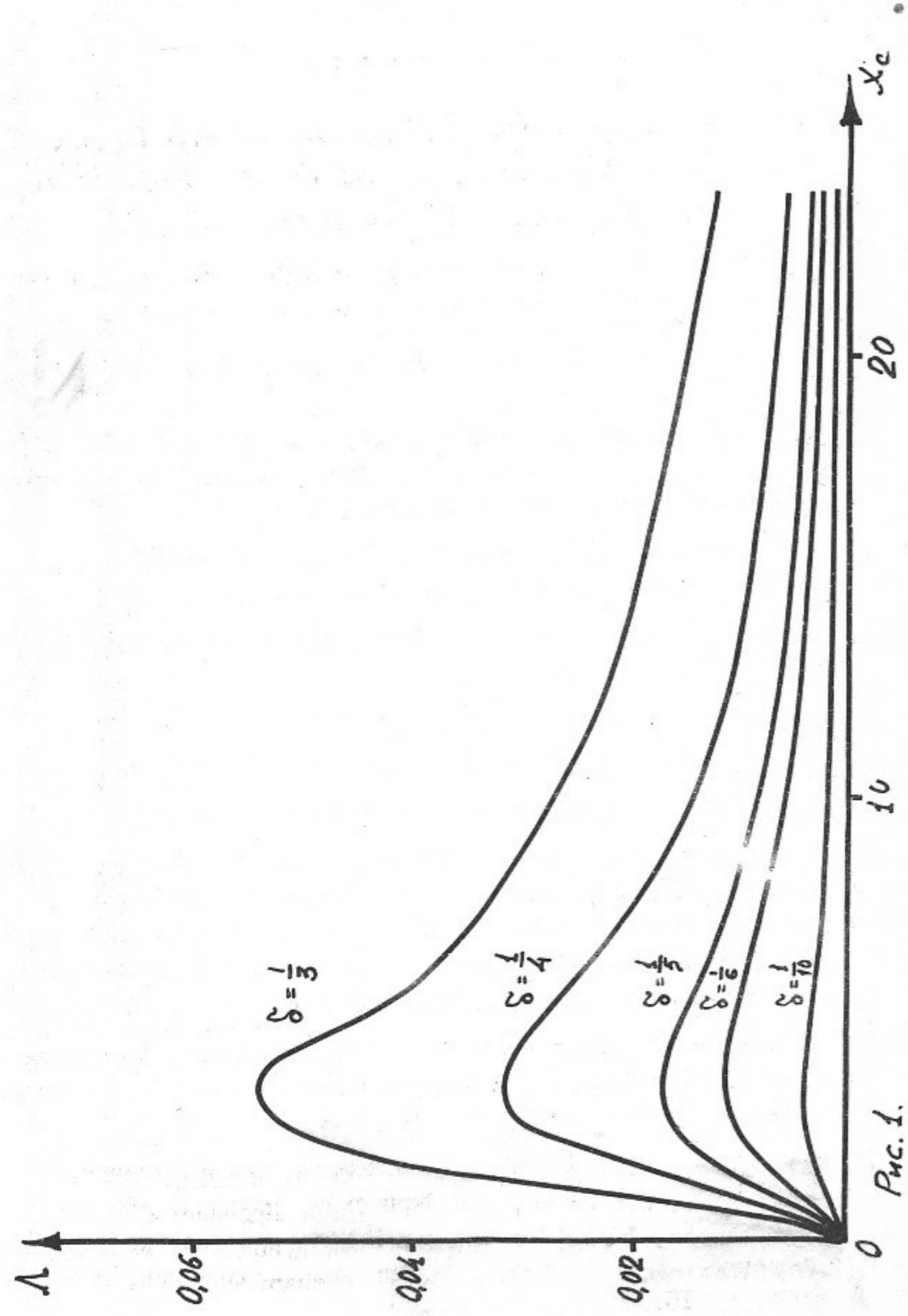
Данная работа частично выполнена во время пребывания двух авторов (В.Г.З. и С.Г.П.) в июне 1977 года в ЦЕРН, в связи с чем они выражают благодарность К.Хюбнеру и Л.Дику за плодотворные дискуссии и полезную информацию и администрации ЦЕРН за гостеприимство. Авторы благодарны Г.И.Будкеру, Н.С.Диканскому, И.Н.Мешкову, В.В.Пархомчуку, Д.В.Пестрикову за интерес к работе.

Подписи к рисункам

- Рис.1. Зависимость эффективности Λ поляризованного эксперимента от относительного времени счета для разных значений спиновой асимметрии взаимодействия.
- Рис.2. Зависимость максимальной эффективности Λ_{\max} от спиновой асимметрии взаимодействия.
- Рис.3. Оптимальная доля $\frac{x_c^{\text{opt}}}{x}$ времени, относящегося к счету, и соответствующая эффективность $[\Lambda(x)]_{x_c^{\text{opt}}}$ эксперимента при работе на энергии, отличной от энергии поляризации.

Л и т е р а т у р а

1. *Proceedings of the Symposium on High Energy Physics with Polarized Beams and Targets*. Argonn 1976.
2. F. Halzen. Preprint RL-77-025/A. 1977.
3. Report of VAPP-NAP Group, Nuclear Physics Institute Proceedings of XVII International Conference on High Energy Physics. Tbilisi № 86, 1977
4. P. Roubeau et al. *Nucl. Instr.* 84 (1970) 68.
5. См [1], стр.517.
6. Б.Б.Войтховский, В.Г.Зелевинский, Д.М.Николенко, С.Г.Попов В.Н.Ротаев, Д.К.Топорков. В кн. Избранные вопросы ядерной структуры. Дубна, 1976, т.1, стр.125.
7. S.T. Belyaev, G.I. Budker, S.G. Popov. *Proceedings of XIII International Conference on High Energy Physics*. N.Y. 1969 p 606
8. Г.И.Будкер, А.П.Онучин, С.Г.Попов, Г.М.Тумайкин. ЯФ, 6 , (1967) 775.
9. Г.И.Будкер. Атомная энергия. 22 (1967) 346.
10. G.I. Budker et al. *Particle Accelerators*. 7 №4 (1976)
11. Г.И.Будкер, А.Н.Скринский, ЯФН, 1978 (в печати).
12. Г.И.Будкер, А.Ф.Булушев, Н.С.Диканский, В.И.Кононов, Куде-лайнен В.И., И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина. Препринт ИЯФ 76-32. Новосибирск 1976; В кн. Труды 5-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976, т.1, М., 1977 стр.236.
13. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, С.И.Середняков, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Препринт ИЯФ 76-112. Новосибирск, 1976; *Particle Accelerators*, 8 (1978) 115.
14. Г.И.Будкер, Н.С.Диканский, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Пестриков Д.В., С.Г.Попов, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ 77-71. Новосибирск, 1977; В кн. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Протвино, 1977, ч.П.
15. F. Bonaudi, S. Van der Meer, B. Pope. Preprint CERN-DC 77-2
16. G. Bunce et al. *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976) 1113.



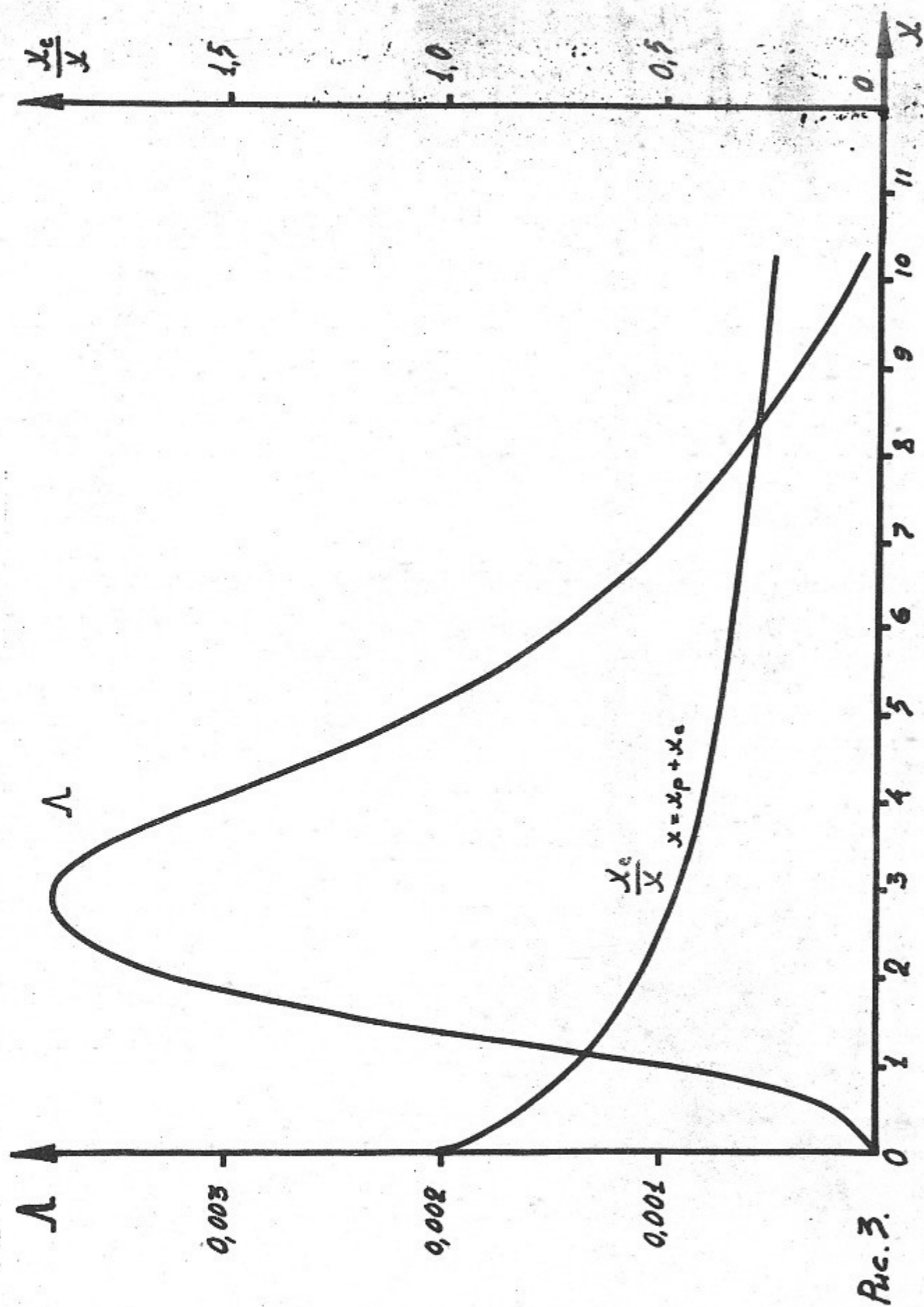


Рис. 3.

Работа поступила - 18 мая 1978 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. ПОПОВ
 Подписано к печати 22.V-1978 г. МН 02885
 Усл. 1,0 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.
 Тираж 200 экз. Бесплатно
 Заказ № 45.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР