

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 $\sigma_{уп} + \sigma_{неуп} \approx 50$ 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 pp -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.

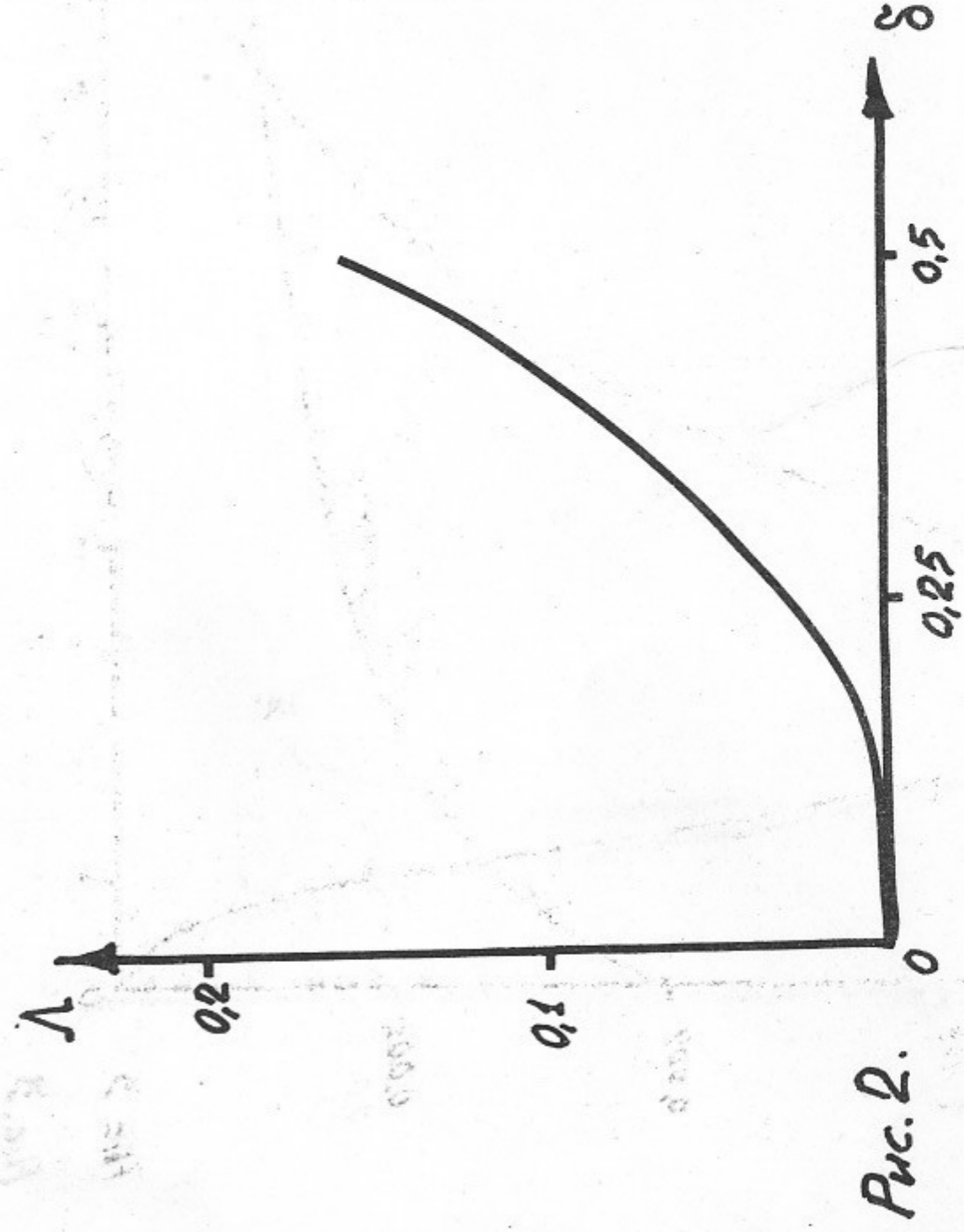
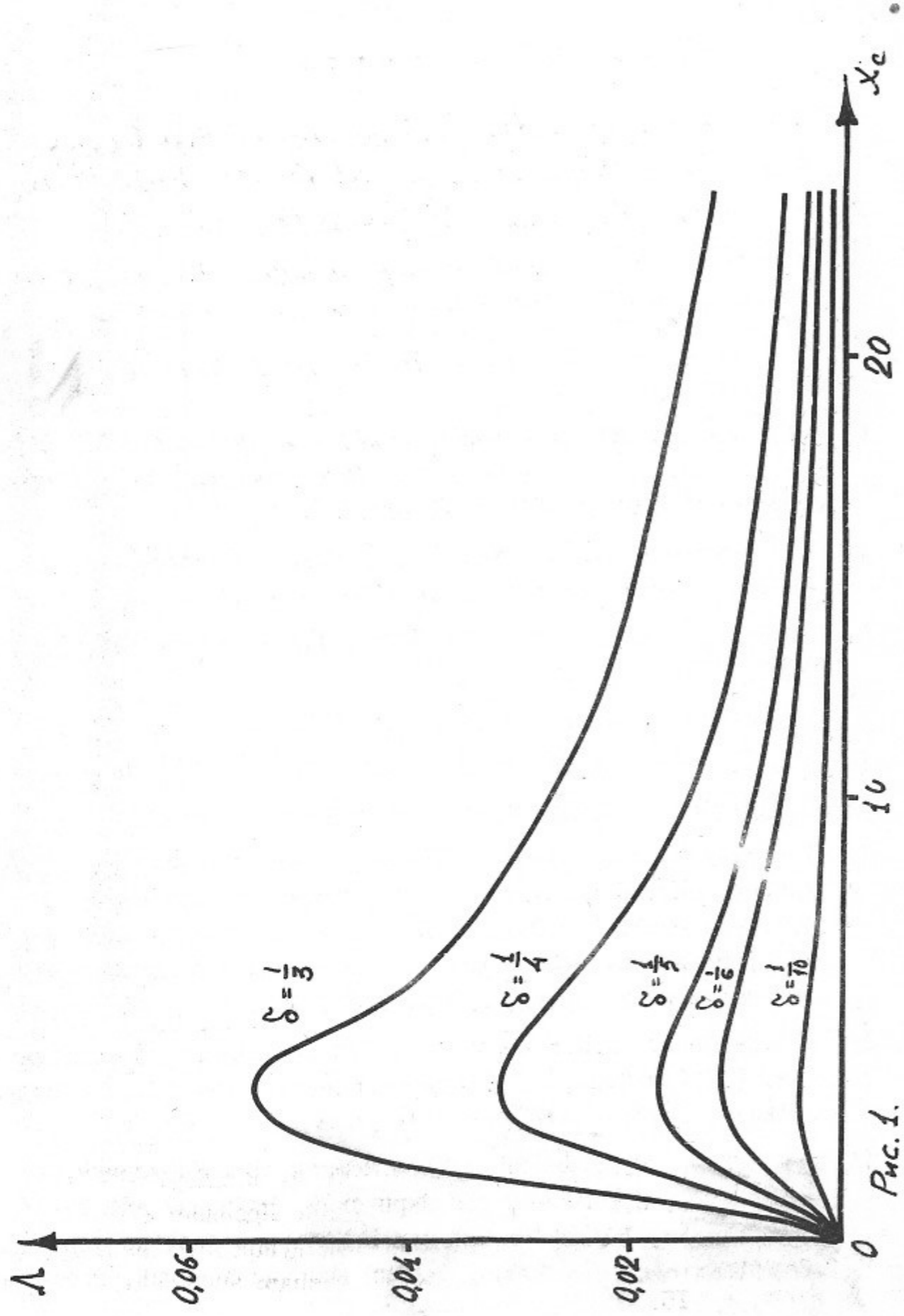
Данная работа частично выполнена во время пребывания двух авторов (В.Г.З. и С.Г.П.) в июне 1977 года в ЦЕРН, в связи с чем они выражают благодарность К.Хюбнеру и Л.Дику за плодотворные дискуссии и полезную информацию и администрации ЦЕРН за гостеприимство. Авторы благодарны Г.И.Будкеру, Н.С.Диканскому, 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. Bonaldi, S. Van der Meer, B. Pope. Preprint CERN-DC 77-2
16. G. Bunce et al. *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976) 1113.



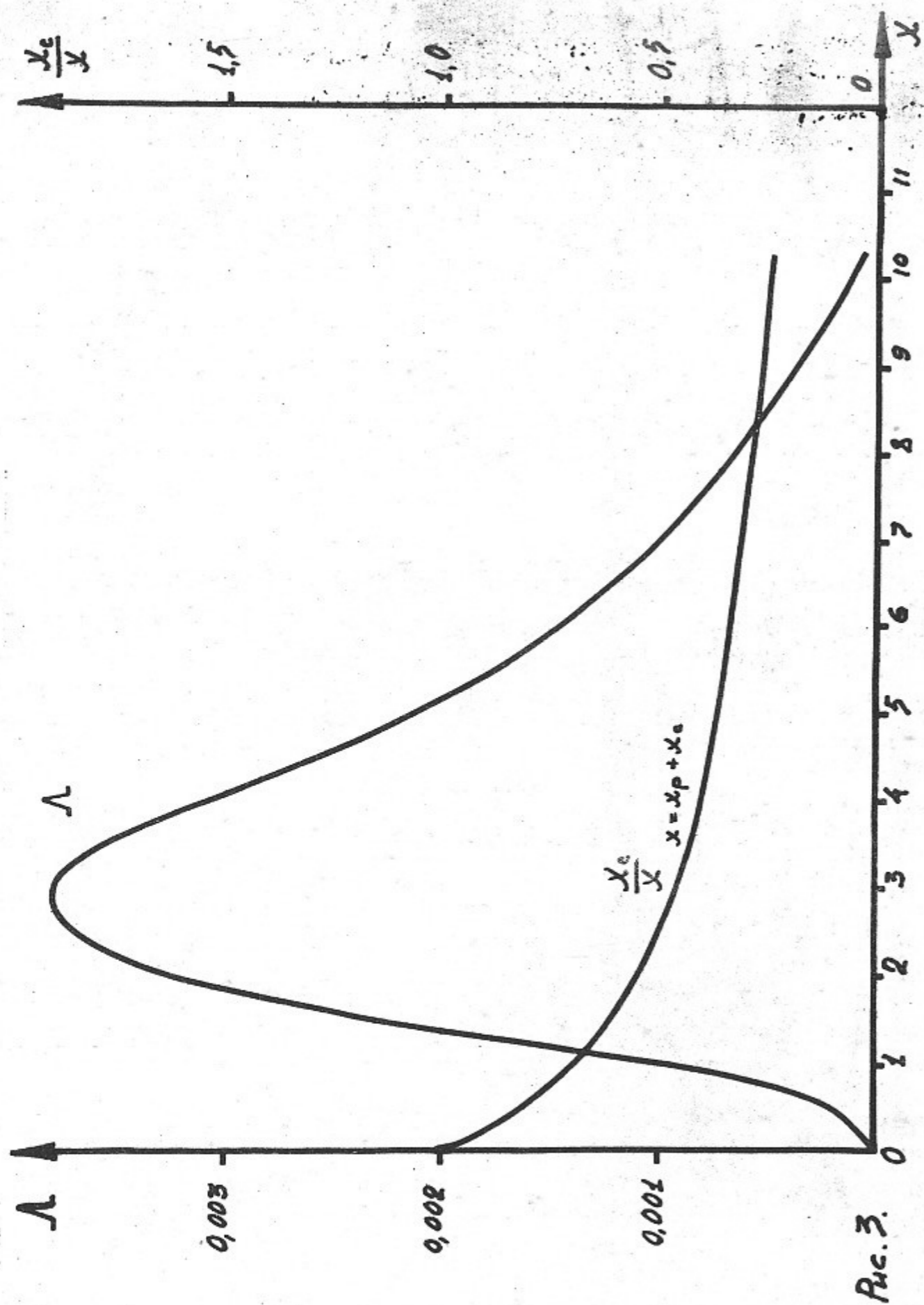


Рис. 3.

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

коп 921

19a

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

ПРЕПРИНТ И Я Ф 78 - 45

V.G.Zelevinsky, S.G.Popov, A.N.Skrinsky

ON THE POSSIBILITIES OF POLARIZED EXPERIMENTS
IN PROTON (ANTIPROTON) STORAGE RINGS

Новосибирск

1978

ON THE POSSIBILITIES OF POLARIZED EXPERIMENTS
IN PROTON (ANTIPROTON) STORAGE RINGS

V.G.Zelevinsky, S.G.Popov, A.N.Skrinsky

A b s t r a c t

The possibilities of carrying out the experiments with the internal gas polarized target in the proton (antiproton) storage ring with electron cooling are discussed. The following two variants have been considered: a) injection of the polarized beam of particles into the storage ring and b) enrichment of the unpolarized beam with the particles of specific polarization, due to spin dependence of the particle loss probability in the interaction with the polarized target. The estimates of optimal operation regimes are given for the second variant.

I. In recent years the interest in the experimental studies dealing with the interactions of polarized particles has been considerably increased. Both the accelerators with polarized particles are being developed and the methods for polarized targets are being worked out in various laboratories /1/. The measurements of the elastic and inelastic interaction cross sections for pure spin states are essential for verifying numerous theoretical predictions. In the case of pp - scattering, the effects of polarization and spin correlation are large and strong dependent on the energy /2/, that may be indicative of the existence of exotic states with the double baryon charge. It would be extremely interesting to conduct similar experiments with antiproton-proton scattering.

A conventional technique of the experiment involving the polarized particle source, the accelerator with the emitted beam and the polarized target faces the serious difficulties in

all sections of the facility. The beam intensity available is not sufficiently high;*) the commonly used targets /4/ are not purely hydrogenic; there are undesirable phenomena of the radiation damage and of the target depolarization under action of the beam.

2. In connection with this, it seems to be worthwhile to discuss another possibility; namely, the possibility to perform the experiments with the internal gas polarized target in the proton (antiproton) storage ring. The methodics of polarized gas jets have been intensively worked out by number of experimental groups /5/. In last years the facility with the electron storage ring and internal gas target has been successfully used in the experiments on electron scattering by the nuclei at the Institute of Nuclear Physics of Siberian Division of the USSR Academy of Sciences /6/.

To estimate the achievable luminosity of the experiment and the degree of polarization we use the notations of the operation regimes with "thin" or "super-thin" internal targets in the charged particle storage ring. Let n be the number of particles injected into the storage ring per second. Let us assume also that just the interaction between the particles and the target is a main reason for the particle losses in the beam, whereas the interaction between the particles and the residual gas can be neglected. If the process under study has the effective cross-section σ , then the observed counting rate will be equal to

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

where σ_t is the total cross-section of the interaction processes knocking the particle out of the beam. The equality (1) corresponds to the fact that the relative probability for a given particle to undergo the interaction under study is equal to the ratio σ/σ_t , and therefore this is suit to both the single and

*) Though, there exists a possibility /3/ to increase the intensity with the beams of negative H^- ions.

multiple processes.

Under usual conditions, the particles are lost mostly due to the multiple scattering processes, which lead to increasing the transverse size and (or) energy spread of the beam and their values can exceed the permissible ones. However, if the damping mechanism exists, the damping being shorter than the particle lifetime due to multiple processes, then it proves to be possible to operate in the stationary regime with the beam parameters (size and energy spread) independent on the time. As a damping mechanism one can use the radiation damping for electrons (positrons) and electron cooling /9, 10/ for protons, antiprotons or more heavy particles. Here the total cross-section σ_t will be determined by single processes rather than multiple ones, for example, by inelastic scattering or elastic scattering at the angle exceeding certain maximum value. The maximum scattering angle depends on the cooling kinematics or on the aperture of the vacuum chamber. Such experimental conditions are generally referred to as /7/ the operation in the "super-thin" target regime in contrast to the "thin" target regime, when the multiple processes are not suppressed.

The luminosity of the experiment with the internal target according to (1) is equal to

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

and independent of the target thickness, because, the particle lifetime, i.e. the number of intersections of the target by the particles, as well as the stationary current increase as the thickness is reduced.

3. Two variants for producing the polarized beam in the storage ring are possible. First, one can to inject the polarized particles from the accelerator into the storage ring. Second, it is possible to "enrich" the beam with the particles of specific polarization (faster extinction of the opposite polarization), due to the spin-dependent scattering of the particles by the polarized target /11/. Let us make some remarks

concerning the first variant. To this end we cite a typical quantitative example.

Let us assume that we have the internal gas target in the proton storage ring. The target is supposed to be superthin (section 2) with the 100% polarization. The polarized proton beam whose momentum, for the sake of clarity, is assumed to be equal to $p \approx 2 \frac{\text{GeV}}{c}$, is injected into the storage ring. At this energy one may expect a sufficiently high efficiency of the electron cooling /3/.

The particle lifetime is determined by the total cross-section of elastic (Coulomb and nuclear) and inelastic interactions. The electron cooling mechanism becomes ineffective for the particles scattered to the angles $\theta \approx (2-3) \cdot 10^{-3}$. These things may be substantially improved, if one places the target within the region of small values for β - function ($\beta = \beta_c$), while the cooling electron beam within the large β - insertion ($\beta = \beta_e$). One may have deliberately the increase factor to be equal to 10, thereby increasing a limiting value of the scattering angle up to $\theta_m \approx (2-3) \cdot 10^{-2}$. At such angles the Coulomb scattering can be neglected for the proton energy under consideration.

Assuming that cross-section, determining the lifetime of the particles, is equal to $\sigma_{el} + \sigma_{in} \approx 50 \text{ mb}$, one obtains the luminosity $L \approx 2 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-2} \cdot n$.

At the target thickness 10^{14} cm^{-2} the stationary current proves to be equal to $3.3 \cdot 10^{-8} \text{ n A}$. If one assumes that it is possible to cool the currents accumulated to 1 A, then the required injection rate is $n = 3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, therefore the luminosity $\sim 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ is achieved.

In the case, when the storage ring size equals to several tens of meters and one has 1 sec injection repetition period, the time necessary for the transition to the stationary regime seems to be equal to a few hours. This time can be essentially decreased, using a higher rate of injection, which, on the present-day knowledge, may achieve 10^{10} sec^{-1} .

4. A high density of the polarized gas target (10^{14} cm^{-2}) is needed for the second variant, to the discussion of which we are proceeding. The point is that the polarization process calls for the time intervals exceeding the lifetime, whereas the lifetime at a high target density constitutes several hours. A large effective thickness of the target may be obtained with the facility with several gas jets along the storage ring. It should bear in mind that this will allow a simultaneous performance of some independent experiments. Moreover, a large target thickness reduces the demands made to the residual vacuum in the storage ring. Since under our conditions the particle lifetime is determined by the combination of the Coulomb and nuclear interactions, then the requirement for the effective vacuum must include a certain factor depending on Z^2 and the atomic number of residual gas nuclei. If this factor is taken to be equal to 20 (nitrogen), then in order that the residual gas influence on the particle lifetime, may be negligibly small the pressure must be much more less than 10^{-8} mm Hg . This restriction is not strong, but one needs to take into account that with decrease of the target thickness the vacuum must be improved correspondingly.

The second variant of the method is based on the injection of unpolarized particles, after that the polarization must be accumulated, due to the spin dependence of the scattering by the polarized target.

The total luminosity may be estimated just as above. In order to estimate the polarization obtained, it is necessary to know the interaction cross-sections of the projectile in certain spin states and the target possessing a specific polarization. Inelastic scattering removes the particles from the beam immediately. As to the elastic scattering, this results in the particle loss, if the scattering angle exceeds the maximum value. The experimental data on the pp - scattering at the momentum $p = 2 \frac{\text{GeV}}{c}$ show that the elastic cross section at the angles $\theta > \theta_m = 10^{-2}$ is equal practically to the total cross-section, and the Coulomb scattering can be ignored. Then one can estimate the stationary beam polariza-

tion in terms of the total cross-sections in pure spin states:

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

This formula follows from the obvious expression for particle number n_s for each polarization at the stationary regime

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

where τ is the beam lifetime.

Using the same experimental data for $p=2 \frac{\text{GeV}}{c}$, we find $P \approx 10\%$ for the transverse polarization. In the case of longitudinal polarization /2/ the information on the cross-section difference $\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\downarrow\uparrow}$ leads to a 16-20% polarization. This situation may be carried out with a special magnetic field configuration which must convert the longitudinal beam polarization at the point of its interaction with the target into the transverse polarization on the basic section of the storage ring /13/.

Alongside the considerations connected with the electron cooling efficiency, the proton momentum value favourable for the proton polarization accumulation due to the presence of noticeable peaks in cross-section differences $\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\downarrow\uparrow}$ and $\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\downarrow\downarrow}$, in this energy region. The regime, where after the processes of accumulation and polarization the energy changes so that the measurement is carried out in the desirable energy region, must be, most probably, the main operating regime. Here the target on which the scattering under study occurs may be different from that used for obtaining the polarized beam. However, in this case, becomes smaller due to the decreasing of the average injection rate (an additional duty factor arises).

5. Of course, a direct acceleration of the polarized protons and their utilization in the study of interactions with the superthin polarized target gives a higher luminosity of the experiment, compared to the polarization accumulation, due to the difference of the interaction cross-sections in various spin states. At present only the second variant allows, how-

ever, to hope for performing the polarized experiments of sufficient luminosity with antiprotons /11/.

Application of this approach to antiprotons seems to be highly valuable in connection with the recently proposed schemes for antiproton accumulation at an energy of about 2 GeV and an injection rate of 10^8 particles/sec /14, 15/. In the stationary operation regime with the super-thin target the accessible luminosity may be $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, just as in the case of polarized protons.

Unfortunately, the presently available experimental information on the interaction of antiprotons with polarized protons is extremely poor. Within the experimental errors the difference in the cross-sections of the elastic scattering of different polarization antiproton beams by the polarized proton target may be actually considered to equal to zero. Neglecting the difference between these cross-sections in the elastic $\bar{p}p$ -scattering and assuming that for the inelastic $\bar{p}p$ -collisions this quantity has approximately the same value as for the pp -collision, we would find the estimate 4 + 6% for the resulting antiproton polarization. Practically, the difference between the spin effects in inelastic $\bar{p}p$ - and pp -collisions may prove, however, significant due to a large number of resonant reaction channels opened in the $\bar{p}p$ -collisions at $p \approx 2 \text{ GeV}/c$.

6. It should be noted, that there is evidence /16/ on the nuclear enhancement of the spin asymmetry in the inelastic proton scattering. Therefore, the experiments with super-thin nuclear targets must be very useful as from the view point of the study of the nuclear effects themselves, so for the selection of nuclear targets making possible to obtain a higher stationary polarization. In particular, it is reasonable to test as a target, the nuclei with a high ground state spin.

7. Let us consider in more detail the regime where one operates at the same energy at which the polarization is obtained. Up to now, the question was to obtain a maximum luminosity L . Here, it is possible to calculate the stationary polarization P . The requirements for the obtaining of highest

difference of the interaction cross-sections for various spin states is small, so that the change of the beam polarization after the transition to the count energy can be neglected. Then, similar to (6), we have

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

Considering expression (9) as a function of x_c and of the total time $x = x_p + x_c$ it is easily to see that an optimal time share connected to the counting is equal to $\frac{x_c^{opt}}{x} = \frac{\ln(x+1)}{x}$ at a fixed x . This dependence and the function $\Lambda(x)_{x_c=x_c^{opt}(x)}$, derived from it, are presented in Fig. 3 for $\delta = \frac{1}{6}$. At $x = 3$, that approximately corresponds to equal times x_c and x_p , the curve $\Lambda(x)$ has a sharp maximum. A value Λ in the point of maximum is equal to 0.0038. The account of the accumulation time somewhat decreases this quantity. However, this loss may be reduced, carrying out the particle accumulation simultaneously with the enrichment of the beam with the particles of definite polarization.

In part this work was carried out during visit time of two authors (V.G.Z and S.G.P.) in CERN in June 1977, in connection with this they express their gratitude to K.Hübner and L.Dick for fruitful discussions and useful information and to CERN administration for hospitality. The authors are grateful to G.I.Budker, N.S.Dikansky, J.N.Meshkov, V.V.Parkhomchuk, D.V.Pestrikov for the interest in this work.

References

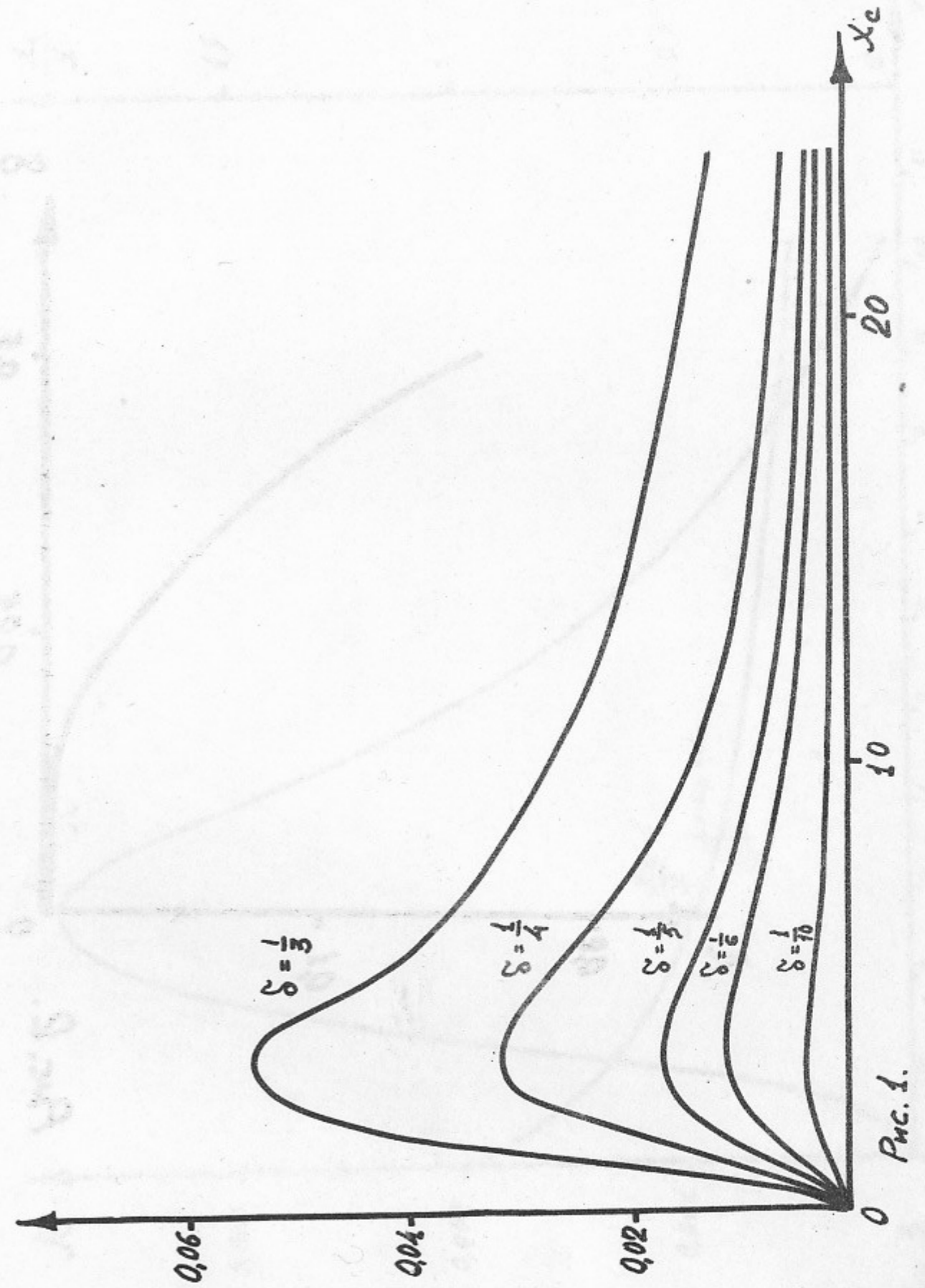
1. Proceedings of the Symposium on High Energy Physics with Polarized Beams and Targets. Argonne. 1976.
2. F.Halzen. Preprint RL-77-025/A. 1977.
3. Report of VAPP-NAP Group. Proc. XVII Int. Conf. on High Energy Phys. Tbilissi, 1977.
4. P.Roubeau et al. Nucl. Instr. 84 (1970) 68.
5. See /1/ p. 517.
6. B.B.Woyzechowsky et al. In: Selected Topics in Nuclear Structure. Dubna, 1976, v. 1, p. 125.
7. S.T.Belyaev et al. Proc. of XIII Int. Conf. on High Energy Phys. N.Y. 1969, p. 606.
8. G.I.Budker et al. Sov. Journ. of Nucl. Phys. 6 (1967) 775.
9. G.I.Budker. Sov. Journ. Atomic Energy. 22 (1967) 346.
10. G.I.Budker et al. Particle Accelerators. 7, No 4 (1976).
11. G.I.Budker, A.N.Skrinsky. Sov. Journ. Uspekhi. 1978 (in press).
12. G.I.Budker et al. Preprint INP 76-32, Novosibirsk, 1976, In Proc. X Int. Conf. on the High Energy Accelerators. Serpukhov, 1977. v.2.
13. Ya.S.Derbenev et al. Preprint INP 76-112, Novosibirsk, 1976; Particle Accelerators, 8 (1978) 115.
14. G.I.Budker et al. Preprint INP 77-71, Novosibirsk, 1977; In: Proc. V Meeting on the Accelerators, Dubna, 1976, t.1, Moscow 1977, p. 236.
15. F.Bonaudi et al. Preprint CERN-DG 77-2.
16. G.Bunce et al. Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1113.

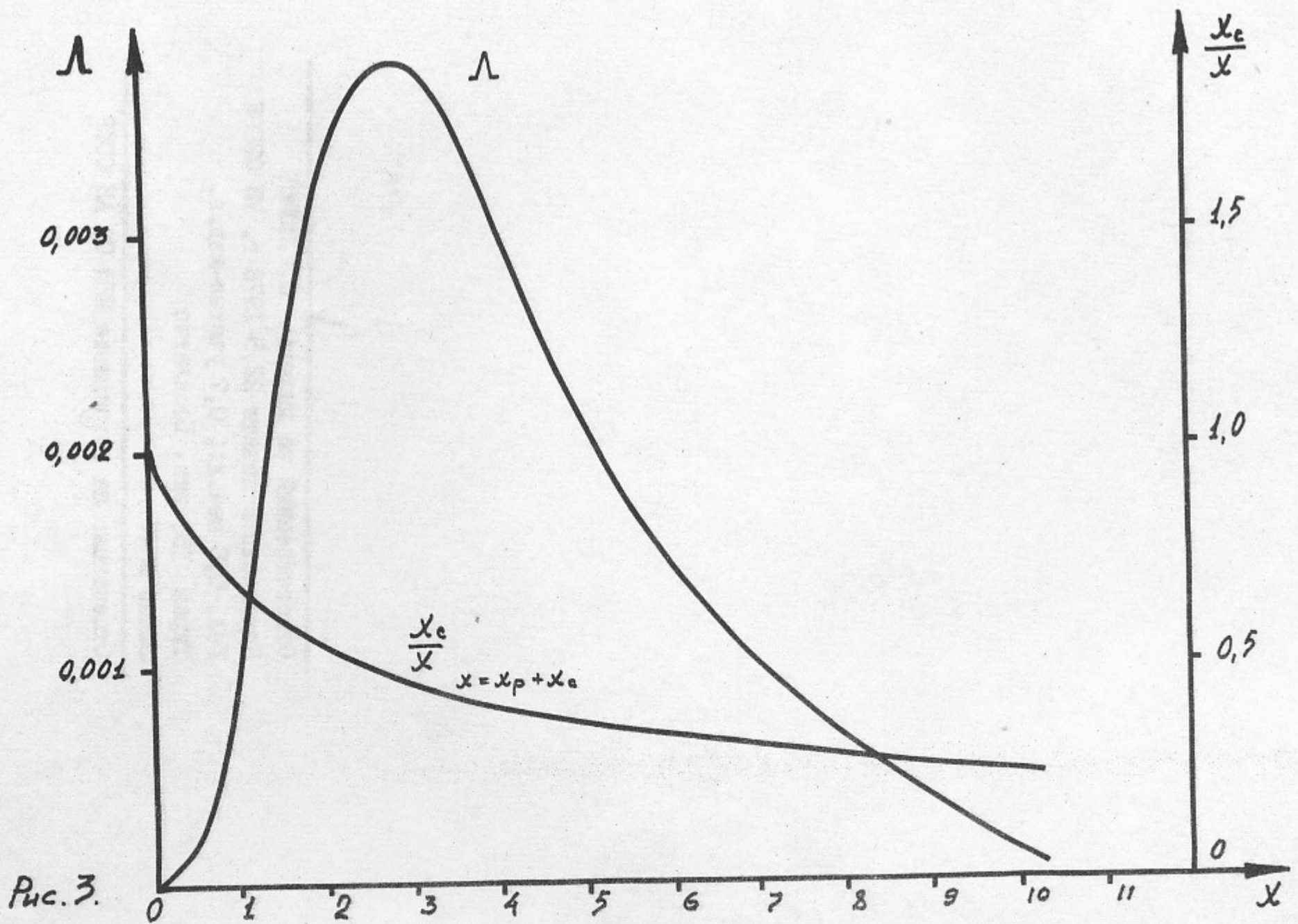
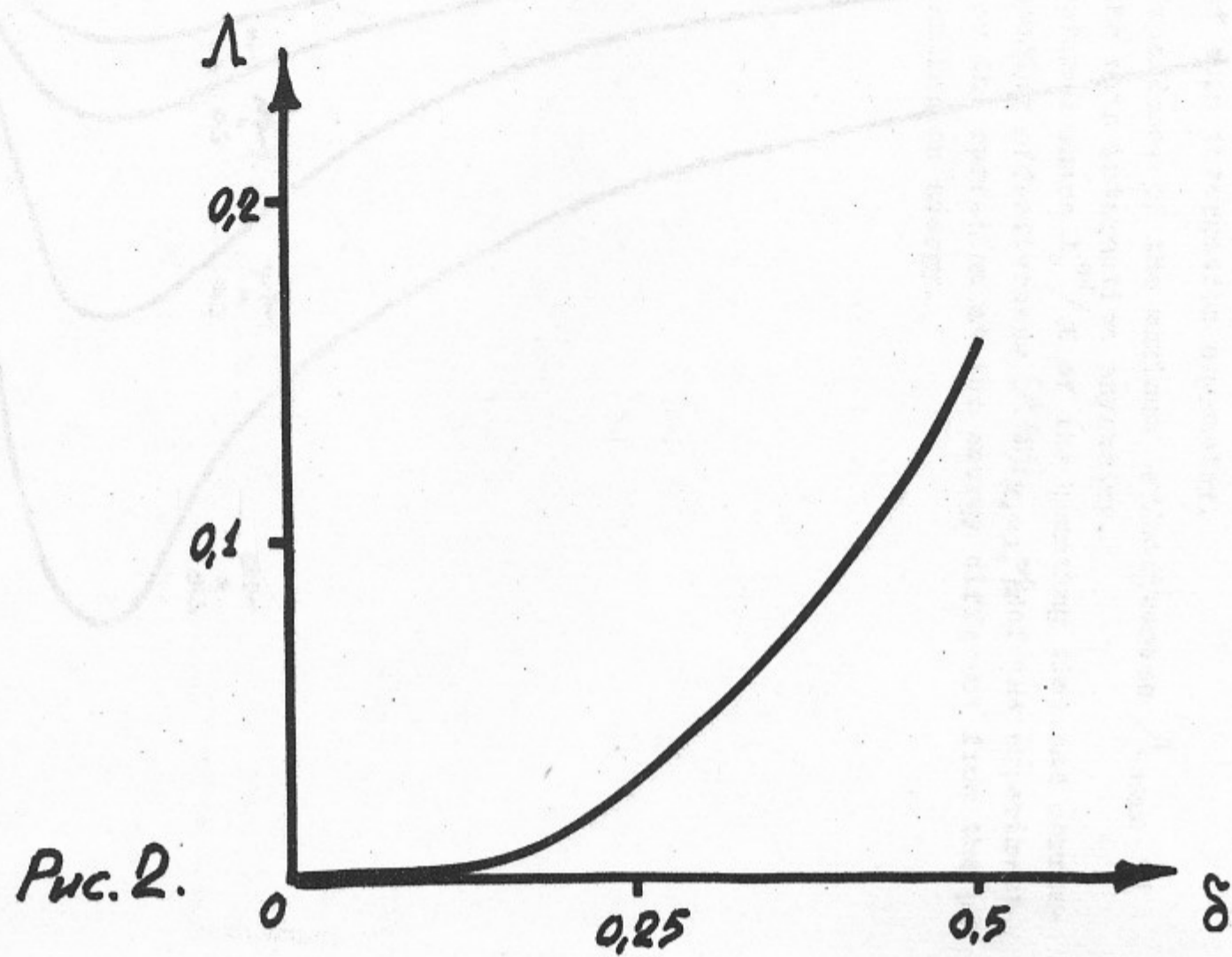
FIGURE CAPTIONS

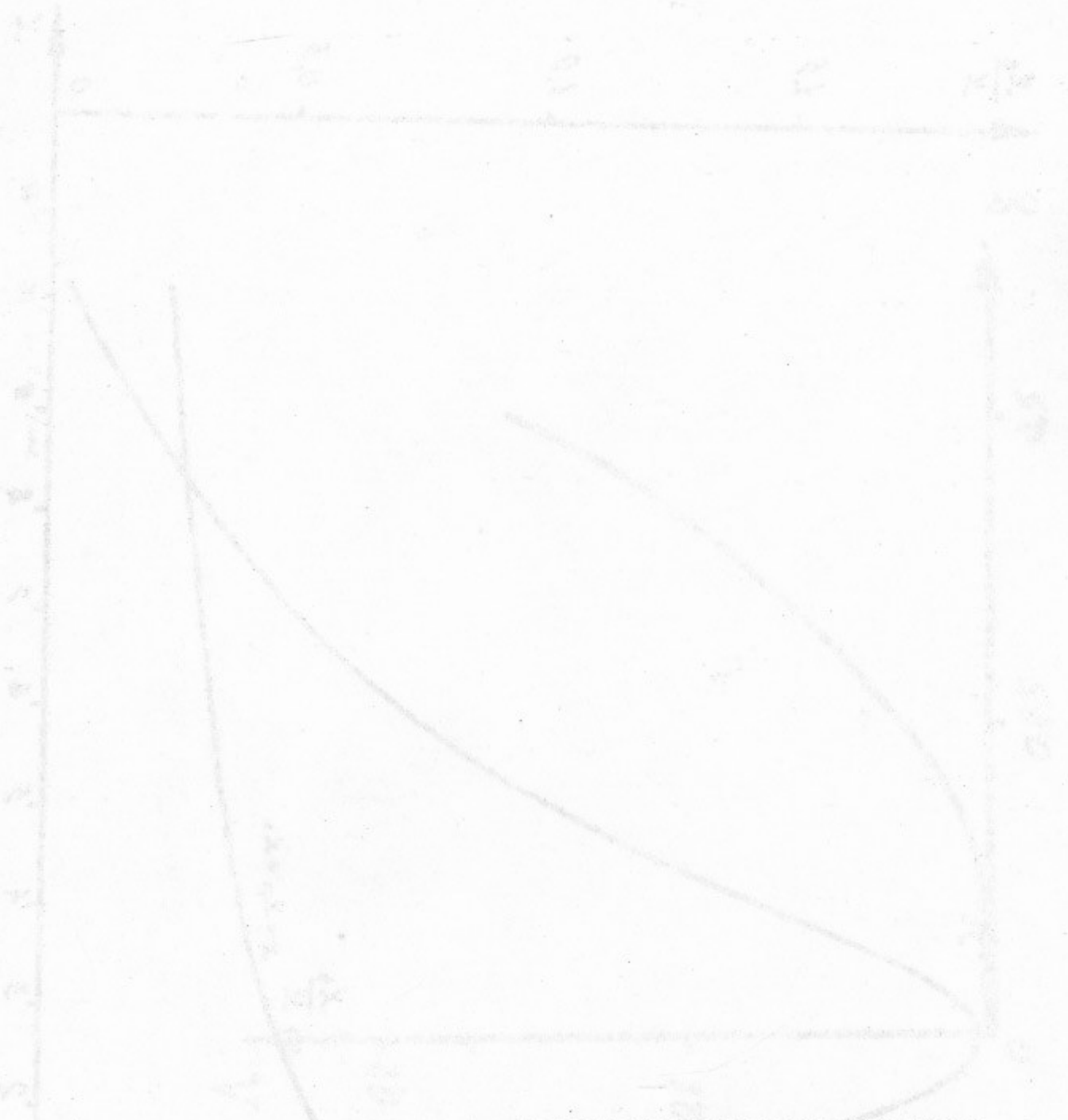
Fig. 1 Dependence of the polarization experiment effectiveness Λ on a relative count rate for various values of spin interaction asymmetry.

Fig. 2 Dependence of the maximum effectiveness Λ_{max} on the spin interaction asymmetry.

Fig. 3 Optimum share x_c^{opt}/x of the counting time and corresponding effectiveness $[\Lambda(x)]_{x_c=x_c^{opt}}$ of the experiment for the operation at the energy different from the polarization energy.







Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 22.5-1978 г. МН 02885
Усл. 0,8 печ.л., 0,7 учетно-изд.л.
Тираж 150 экз. Бесплатно
Заказ № 45.

Отпечатано на ротационте ИЯФ СО АН СССР