

№ 207974

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

С С С Р

---

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

На правах рукописи

БАРЫШЕВСКИЙ ВЛАДИМИР ГРИГОРЬЕВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ЯВЛЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ  
ПРОХОЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Диссертация написана на русском языке

( 055 - физика атомного ядра и космических  
лучей )

А В Т О Р К В Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

г. Москва - 1973 г.



Ая 207974

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

С С С Р

---

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

На правах рукописи

ВАРШИВСКИЙ ВЛАДИМИР ГРИГОРЬЕВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ЯВЛЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ  
ПРОХОЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Диссертация написана на русском языке

( 055 - физика атомного ядра и космических  
лучей)

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

г. Москва - 1973 г.



Работа выполнена на кафедре ядерной физики Белорусского ордена  
Трудового Красного Знамени государственного университета имени  
В.И.Ленина.

Официальные оппоненты:

академик АН СССР, доктор физико-математических наук,  
профессор Понтекорво Б.М.,  
доктор физико-математических наук, профессор Тар-Микаэлян М.Л.,  
доктор физико-математических наук Анисимов С.И.

Ведущее научное учреждение: Ордена Ленина Физический институт  
имени П.Н.Добедева АН СССР.

Автореферат разослан "     " \_\_\_\_\_ 1973 г.

Защита диссертации состоится "     " \_\_\_\_\_ 1973 г.  
в     часов на заседании Совета факультета экспериментальной и  
теоретической физики Московского ордена Трудового Красного Знамени  
инженерно-физического института.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

Ученый секретарь Совета

(И.АТОВМЯН)

Явления интерференции и дифракции давно привлекают к себе самое пристальное внимание. Это вызвано в первую очередь тем, что указанные явления дают в наши руки тончайший инструмент для исследования физических процессов. Кроме того, поскольку интерференция обусловлена проявлением общего квантово-механического принципа суперпозиции возможных состояний системы, самые разнообразные процессы в микромире получают наиболее ясную интерпретацию именно на языке интерференционных понятий. Плодотворность применения этих, казалось бы чисто оптических, понятий в физике частиц видна уже хотя бы из того, что именно анализ установленных в оптике соотношений Крамера-Кронига между реальной и мнимой частью показателя преломления привел к формулировке дисперсионных соотношений для амплитуды рассеяния. Исследование преломления  $K_0$ -мезонов привело к открытию несохранения  $P$  и  $PC$  четности; исследование зеркального отражения нейтронов дало возможность получить ценные сведения о свойствах ядерных взаимодействий.

Настоящая диссертация посвящена систематическому анализу влияния интерференции на взаимодействие частиц с веществом.

Реферируемая работа состоит из пяти глав и приложений.

В первой главе, на нескольких примерах проводится анализ влияния интерференции возможных состояний на взаимодействие потока частиц с одиночным ядром. В частности показано, что облучение мишени потоком частиц, модулированным во времени с частотой

$\Omega$ , дает возможность изучать величину расщепления уровней ядер в среде и ширину уровней [4] Перспективность подобных исследований была подтверждена в серии экспериментов, прове-

денных в США и ФРГ (*J. Christiansen и др. Phys. Rev. Lett. 21, 554, 1968; Phys. Rev. 16, 613, 1970; Phys. Rev. Lett. 25, 102, 1970*).

Далее в § 2 этой главы показано, что интерференция амплитуд возможных состояний при испускании атомами (ядрами) квантов дает возможность изучать в опытах на совпадение взаимные корреляционные функции положений атомов. Кроме того, здесь же дается критический анализ цикла работ Голдбергера и Ватсона, посвященного проблеме изучения корреляций в рентгеновском диапазоне и в физике частиц [2]. Как показано в диссертации, для выявления эффекта корреляции в пучках частиц с длиной волны много меньшей длины волны света требуется чрезвычайно большое время наблюдения  $T \approx 10^{12} T_{\text{света}}$  ( $T_{\text{света}} \approx 1$  час). По этой причине осуществить в настоящее время подобные опыты с известными на земле источниками невозможно. Этот вывод был подтвержден в эксперименте В.Г.Лабушкина и Е.П.Николаева (Письма в ЖЭТФ, 8, 560, 1968).

В § 3 первой главы анализ интерференции амплитуд распространяется на столкновения частиц, обладающих спином. В этой связи дается теория рассеяния поляризованных нейтронов на магнитоупорядоченных средах с поляризованными ядрами [3]. Аналогичная теория была развита позднее в работе *R. Fieseler, M. Blume, Phys. Rev. 166, 554, 1968*.

Глава II диссертации переносит исследование влияния интерференции при наличии нескольких каналов рассеяния на процессы многократного когерентного перерассеяния. Здесь показано, что при прохождении частиц через среды с упорядоченными спинами возникает широкий класс явлений, аналогичных явлениям, возникающим при прохождении света через оптически анизотропную среду, т.е. явлениям двойного лучепреломления и вращения плоскости поляризации света.

Анализ, проводимый в диссертации основан на последовательном применении к прохождению частиц через вещество такого важнейшего оптического понятия, как показатель преломления. Многочисленные исследования, выполненные за последние 20+30 лет показали, что установленная в оптике связь показателя преломления света  $n$  с амплитудой упругого когерентного рассеяния вперед  $f(\theta)$

$$\left( n = 1 + \frac{2\pi N}{k^2} f(\theta) \right)$$

справедлива не только для фотонов, но и для частиц другого типа (нейтронов, электронов, протонов и т.д.)

Используем указанную связь между  $n$  и  $f(\theta)$  для анализа такого хорошо известного оптического явления как эффект Фарадея. В этом случае прохождение света через среду характеризуется двумя показателями преломления для правой и левой круговой поляризации. Это означает, что амплитуда когерентного рассеяния вперед правополяризованного света  $f_+$  не равна такой же амплитуде  $f_-$  для левополяризованного света. Таким образом для возникновения эффекта Фарадея необходимо наличие зависимости амплитуды рассеяния вперед фотона на рассеивателе от состояния поляризации фотона. В оптической области спектра такая зависимость появляется вследствие влияния связей, наложенных на электроны в атомах и молекулах, на их взаимодействие с фотонами.

Привыходе за оптическую область спектра, когда частота электромагнитных волн становится гораздо больше энергии электронов в атомах и молекулах, взаимодействие излучения с веществом сводится к взаимодействию фотонов со свободными электронами и ядрами. При этом структура атомов и молекул становится несущественной и, следовательно, вращение плоскости поляризации (эффекта Фарадея), рассматриваемое в оптике, должно исчезать. Однако, как показано во второй главе диссертации (см. § 6), именно при

Больших энергиях  $\gamma$ -квантов в поляризованной электронной мишени возможен другой механизм изменения поляризации фотонов [4,5]. Для доказательства высказанного утверждения используем тот факт, что, как было показано в работе Гелл-Манна и Голдберга по дискретным соотношениям, амплитуда комптоновского рассеяния вперед правополяризованного  $\gamma$ -кванта  $f_+$  не равна такой же амплитуде для левополяризованного кванта  $f_-$ . Различие между ними связано с вкладом квантовоэлектродинамических радиационных поправок в реальную спиновозависящую часть рассматриваемой амплитуды и в интересующей нас области

$$\operatorname{Re}(f_+ - f_-) \approx \frac{\omega^3}{2\pi^2 c} \int_0^{\infty} \frac{G_{++}(\omega') - G_{--}(\omega')}{\omega'(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega'$$

( $G_{++}, G_{--}$ ) - сечение рассеяния  $\gamma$ -кванта на электроне со спином параллельным (антипараллельным) вектору поляризации электрона). Наличие отличной от нуля разности  $f_+ - f_-$  означает, что в среде с поляризованными электронами разность  $n_+ - n_-$  не будет равна нулю. Как следствие, эффект вращения плоскости поляризации будет иметь место и для высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов. Недавно указанное явление было обнаружено экспериментально (В.М. Лобашов и др. Письма в ЖЭТФ 14, 373, 1971; P. Vock, P. Lukyan, Lett. Nuovo Cim. 2, 1061, 1971). При этом экспериментальные значения для угла поворота согласно первой работе для энергии  $\gamma$ -квантов 230 и 290 кэВ равны соответственно  $(4,25 \pm 0,16) \cdot 10^{-3} \frac{\text{рад}}{\text{см}}$  и  $(4,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \frac{\text{рад}}{\text{см}}$  согласно второй работе - для энергии 230 и 330 кэВ углы соответственно равны  $(3,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \frac{\text{рад}}{\text{см}}$  и  $(4,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \frac{\text{рад}}{\text{см}}$ . Указанные значения для углов поворота согласуются в пределах ошибок с теоретическими значениями углов поворота  $4,12 \cdot 10^{-3} \frac{\text{рад}}{\text{см}}$ ;

$4,61 \cdot 10^{-3} \frac{\text{рад}}{\text{см}}$ ;  $4,83 \cdot 10^{-3} \frac{\text{рад}}{\text{см}}$  соответственно для энергий 230, 290, 330 кэв [6].

Далее в диссертации показано (§ 7), что для  $\gamma$ -квантов большой энергии существует и явление аналогичное явлению двойного лучепреломления, возникающего при прохождении света через одноосные и двух осные кристаллы. Соответствующее рассмотрение показывает, что мишень с поляризованными ядрами обладает для плоскополяризованных  $\gamma$ -квантов тремя показателями преломления:

$$n_{ii} = 1 + \frac{2\pi N'}{k^2} \left( \frac{2\pi}{k} R' + \frac{2\pi}{k} R^T Q_{ii} \right), \quad i = x, y, z.$$

$Q_{ik}$  - тензор квадрупольной поляризации мишени, при этом величина эффекта определяется тензорной поляризуемостью ядер  $R^T$ . Вычисления показывают, что разность фаз, которая набегает между разными состояниями поляризации  $\gamma$ -квантов с энергией  $\sim 1$  Мэв имеет величину  $\sim 2^\circ$  и может быть обнаружена экспериментально [7].

Особенно большим становится явление двойного лучепреломления  $\gamma$ -квантов в мёсбауровской мишени с поляризованными ядрами. В этом случае пластинка толщиной  $l \sim 10^{-4}$  см превращает плоскополяризованные кванты в циркулярнополяризованные.

Обратим теперь внимание на то, что зависимость показателя преломления от состояния поляризации фотона в обсуждавшихся выше явлениях означает, другими словами, что рассеяние фотона зависит от его спинового состояния. С другой стороны известно, что амплитуда рассеяния вперед частицы, обладающей спином также зависит от ее спинового состояния. Это позволяет надеяться, что оптическая анизотропия вещества имеет место не только для фотонов, но и для любых частиц, обладающих спином. Рассмотрим, напри-

мер, прохождение нейтронов через мишень с поляризованными ядрами. Хорошо известно, что амплитуда упругого когерентного рассеяния вперед нейтрона со спином параллельным спину ядра не равна такой же амплитуде для нейтрона с противоположным направлением спина. По этой причине не равны друг другу и соответствующие показатели преломления. Наличие указанной разности приводит к тому, что по мере прохождения в глубь мишени направление вектора поляризации нейтрона вращается с частотой  $\omega = \frac{2\pi N \lambda}{m} (f - f)$ . Это вращение кинематически аналогично магнитному вращению плоскости поляризации света и названо нами ядерной прецессией нейтронов [8]. Для среды содержащей полностью поляризованные <sup>протоны</sup> изотопы  $\sim 10^{22}$  протонов в  $\text{см}^3$ , частота  $\omega \sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$ , соответственно длина, на которой происходит полный поворот спина в случае медленных нейтронов, имеет величину порядка  $10^{-3} \text{ см}$ . Так как  $\omega$  зависит только от массы нейтрона и амплитуды рассеяния на ядре, то для каждого вещества величина  $\omega$  является постоянной, характеризующей это вещество. Поэтому мы можем говорить о ядерном поле, которое, действуя на нейтроны подобно обычному магнитному полю вызывает вращение направления его поляризации. Это поле естественно характеризовать эффективным магнитным полем  $H_{\text{эфф}} = \frac{\hbar \omega}{2\mu}$ . В мишени с поляризованными протонами  $\omega \sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$  и  $H_{\text{эфф}} \approx 3 \cdot 10^4$  гаусс. Недавно ядерная прецессия нейтронов была обнаружена экспериментально (А. Аврагам и др. *Репорт. D Ph. E. PSRM/978, Saclay, 1971.*)

Как показано в диссертации эффективные поля, вызывающие вращение направления спина частиц и отличные по своей природе от магнитного поля действуют в соответствующих условиях на все частицы, обладающие спином. Например, оказывается, что вследствие механизма обменного рассеяния на спин пучка быстрых электронов,

проходящих через намагниченную (жидкую, твердую, газообразную) мишень действует эффективное поле много большее магнитного поля и тождественное по своей природе с обменным полем, ответственным за ферромагнетизм [10].

Для пучка с энергией  $\sim 100$  кэв эффективное поле  $\sim 10^5$  гаусс если в мишени поляризовано  $\sim 10^{22}$  электронов  $\frac{\text{см}^3$ . Величина поля определяется соответствующими амплитудами рассеяния и может быть записаны в виде

$$G = \frac{k}{2\mu} \frac{2\pi N k}{m} \left( \frac{e^2}{mv^2} + \frac{4\pi\mu^2}{k^2} \cos^2 \vartheta \right),$$

$\vartheta$  - угол между направлением падения пучка и вектором поляризации мишени. Как видим, величина эффективного поля зависит от скорости электронов и направления их распространения относительно вектора поляризации мишени. При этом зависимость от скорости связана с кулоновским обменным рассеянием, а зависимость от угла  $\vartheta$  связана с магнитным обменным рассеянием. Отметим также, что указанное поле действует на электроны, входящие в состав пучка атомов (мезоатомов), проходящих через среду с поляризованными электронами, приводя к расщеплению атомных уровней. На важную роль такого поля в объяснении сдвигов линий оптически накачанного газа через год после опубликования нашей работы было указано в статье

R. Lambert. Phys. Rev. A1, 1841, 1970.

В третьей главе диссертации показано, что мишень с поляризацией, зависящей от времени, действует на проходящую когерентную волну как область с некоторым эффективным магнитным полем  $\vec{H}(t)$ . Важно подчеркнуть, что если мишень кроме того находится в переменном магнитном поле  $\vec{H}(t)$ , то суммарное поле, действующее на частицу

в области, занимаемой веществом  $\vec{G}(t) = \vec{K}(t) + \vec{P}(t)$ , т.е. поля  $\vec{K}(t)$  и  $\vec{P}(t)$  выступают на равных началах. Указанное обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что все явления, имеющие место при прохождении пучка частиц через область с переменным магнитным полем, будут иметь место и при действии на пучок частиц эффективного поля  $\vec{P}(t)$ . Рассмотрим, например, явление, названное нами парамагнитным резонансом второго рода [8]. Пусть пучок нейтронов движется в постоянном магнитном поле. Известно, что если наложить на пучок переменное во времени магнитное поле, то на частоте поля  $\omega = \frac{2\mu H}{\hbar}$  возникнут резонансные переходы нейтронов с одного зеемановского уровня на другой. Пусть теперь вместо переменного магнитного поля на пути пучка расположена мишень с поляризованными ядрами. Ядра прецессируют в постоянном магнитном поле и согласно сказанному выше создают в области расположения мишени переменное во времени эффективное поле ядерного происхождения. Как показано в диссертации, это поле также будет вызывать переходы между зеемановскими уровнями нейтронов в постоянном магнитном поле. Недавно явление парамагнитного резонанса второго рода было обнаружено экспериментально

*А. А. Всагам и др. Докл. Д. Ф. А. С. ССРМ/878, Заключ., гектограф (1971.)*

Интересную особенность имеет парамагнитный резонанс второго рода в случае, когда пучок проходит через мишень, состоящую из ядер со спином большим половины [10]. Для таких ядер возможно квадрупольное расщепление энергетических уровней в неоднородном внутрикристаллическом электрическом поле. Теперь при наложении на мишень постоянного магнитного поля ядра прецессируют с несколькими частотами, определяемыми внешним магнитным полем и величиной

квадрупольного расщепления. Такая мишень действует на проходящий пучок, как область занятая магнитным полем изменяющимся с несколькими частотами. Варьируя величину постоянного магнитного поля можно вызвать резонансную переориентацию спина пучка на любой интересующей нас частоте. Это дает нам возможность использовать парамагнитный резонанс второго рода для измерения магнитных и квадрупольных моментов ядер и полей, действующих на ядра в веществе.

Важно подчеркнуть, что хотя мы рассматривали явление парамагнитного резонанса второго рода на примере нейтронов, оно, конечно, имеет место всегда, когда излучение проходит через среду с несколькими зависящими от времени показателями преломления (например, в соответствующих условиях можно вызвать резонансную переполаризацию света и  $\gamma$ -квантов [II-16]).

Четвертая глава диссертации посвящена исследованию влияния кристаллической структуры вещества на указанные выше явления [17-23]. Здесь показано, что возникающая при выполнении условий Брэгга дифракция приводит к совершенно иному протеканию обсуждаемых явлений. Причина такого изменения состоит в том, что в условиях дифракции волновое поле в кристалле может быть записано в виде

$$\psi = A e^{i\vec{k}\vec{r}} + B e^{i\vec{k}'\vec{r}}$$

$e^{i\vec{k}'\vec{r}}$  - дифрагированная волна.

Наличие суперпозиции двух плоских волн приводит к тому, что в направлении перпендикулярном сумме векторов  $\vec{k}$  и  $\vec{k}'$  устанавливается стоячая волна. Более подробное рассмотрение показывает, что могут быть две ситуации: либо узлы волны попадают на ядра, либо пучности волны попадают на ядра. Ясно, что средняя энергия взаимодействия волны со средой в этих двух случаях различна и, как

следствие, эти состояния обладают и разными показателями преломления. Как показывает соответствующее рассмотрение величины амплитуд и волновых векторов распространяющихся в кристалле волн зависят от начальных условий, т.е. от угла падения пучка и ориентации поверхности кристалла относительно кристаллических плоскостей. Появление таких аномалий в конечном счете обязано тому, что в периодической решетке энергетический спектр частицы имеет зонную структуру. Зонный характер спектра частиц в кристаллах приводит к тому, что все рассмотренные выше явления (явление ядерной прецессии нейтронов, изменения типа и плоскости поляризации  $\gamma$ -квантов в поляризованной ядерной мишени) происходят с несколькими частотами [17-19, 22]. Как следствие на нескольких частотах могут быть осуществлены и резонансные переходы частиц.

Учет зонного спектра частиц в кристаллах и расщепления зон вследствие спинового взаимодействия приводит к новым возможностям для получения поляризованных пучков частиц [19]. Рассмотрим упругое когерентное рассеяние нейтронов в намагниченном образце. Дифференциальное сечение такого рассеяния определяется выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (v^2 + 2vf + f^2) / \sum_i e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_i} / e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}_i}$$

Согласно этому выражению зависимость  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  от направления спина нейтронов связана только с интерференцией магнитного и ядерного рассеяний. На этом основании обычно делается заключение о том, что в чисто магнитном упругом рассеянии невозможно появление поляризации у первоначально неполяризованного пучка нейтронов. Следует, однако, заметить, что указанное утверждение основано на анализе выражения для дифференциального сечения не учитывающего процессов когерентного перерассеяния, приводящих к изменению длины волны излу-

ния в среде. Такими процессами в случае упругого рассеяния можно пренебрегать только для размеров кристалла  $e < \frac{1}{k(\lambda-1)} = 10^{-6} \div 10^{-7}$  т.е. для размеров мишени, при которых несущественна первичная экстинкция. В противном случае для описания рассеяния необходимо применять методы, используемые в динамической теории дифракции излучения в кристаллах. Возникающее в среде изменение длины волны  $\lambda$ , учитываемое в динамической теории, зависит не только от величины, но и от знака взаимодействия частиц с рассеивателями. Так как магнитное взаимодействие имеет разный знак для противоположных направлений спина нейтрона, то и изменение длины волны нейтронов в среде для обеих компонент спина разное. А это, в свою очередь, приводит к тому, что несколько разными становятся и зависящие от  $\lambda$  углы Брэгга, при которых происходит дифракционное отражение нейтронов с противоположным направлением спина. По этой причине коэффициенты дифракционного отражения для разных компонент спина имеют максимум при разных углах и, как следствие, если под данным углом на кристалл падает неполяризованный пучок нейтронов, то после отражения он становится поляризованным. Важно, что коэффициенты дифракционного отражения разные даже, если ядра обладают нулевой амплитудой рассеяния ( $b = 0$ ), т.е. мы получаем возможность поляризовать нейтроны независимо от соотношения между ядерной и магнитной амплитудой рассеяния.

Анализ рассеяния и дифракции нейтронов в намагниченной мишени проведенный в диссертации показал, что вследствие дальнегодействующего характера магнитного диполь-дипольного  $n-\sigma$  взаимодействия использовать обычную связь  $n = 1 + \frac{2\pi N}{k^2} f(\sigma)$  между показателем преломления и амплитудой рассеяния на угол  $\theta$  нельзя. В рассматриваемом случае показатель преломления должен определяться только

средним магнитным полем мишени  $\vec{B}$ . Подобное обстоятельство вызвано тем, что амплитуда магнитного  $n$ - $\epsilon$  рассеяния неоднозначна на нулевых углах. Неоднозначность амплитуды приводит к неоднозначности и волновой функции, что, очевидно, не верно. По этой причине в пятой главе диссертации получено явное выражение для волновой функции  $n$ - $\epsilon$  рассеяния в борновском приближении. Из этого выражения следует, что обычная теория магнитного  $n$ - $\epsilon$  рассеяния несправедлива в пределе малых углов и передач. Оказывается, что вычислять амплитуду рассеяния как коэффициент при расходящейся шаровой волне нельзя [24,25].

Для нахождения потока, рассеянного на дальнедействующем потенциале ( $V \sim \frac{1}{z^n}$ ,  $n \leq 3$ ) в диссертации построена нестационарная теория [26]. Показано, что в такой теории происходит естественное обрезание потенциала. Как следствие, никаких расходимостей и неоднозначностей рассеянная волна не содержит. Это дало возможность вычислить сечение швингеровского рассеяния, которое в обычной стационарной теории вычислить нельзя из-за расходимости амплитуды на малых углах. В результате оказалось, что вследствие дальнедействующего характера взаимодействия обсуждаемое сечение зависит от расстояния между генератором и мишенью,  $r_0$ , мишенью и детектором  $r_1$  и от поперечного размера падающего пакета  $\rho_1$ . Подобная зависимость возникает по той причине, что при рассеянии на дальнедействующих потенциалах на больших расстояниях от рассеивателя кроме расходящейся сферической волны имеется рассеянная плоская волна. Интерференция этих волн и приводит к указанной выше зависимости сечения от  $r_0$ ,  $r_1$  и  $\rho_1$ . Эффективное обрезание потенциала, возникающее в нестационарной теории, приводит к тому, что в ней полные сечения

конечны и для далекодействующих потенциалов. Это, вообще говоря, и понятно, так как из-за ограниченного размера пакета, области потенциала, в которых не побывала частица, вклада в рассеяние не дают.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-26].

## Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Барышевский, М.И.Подгорецкий. Препринт ОИЯИ Р-1950, 1965.
2. В.Г.Барышевский, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ 55, 312, 1968.
3. В.Г.Барышевский, Л.Н.Коренная. ДАН БССР 10, 926, 1966.
4. В.Г.Барышевский, В.Л.Любошиц, Препринт ОИЯИ Р-1999, 1965.
5. В.Г.Барышевский, В.Л.Любошиц. Ядерная физика 2, 666, 1965.
6. В.Г.Барышевский, О.В.Думбрайс, В.Л.Любошиц. Письма в ЖЭТФ 15,  
II3, 1972.
7. В.Г.Барышевский. Ядерная физика 4, 1045, 1966.
8. В.Г.Барышевский, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ 47, 1050, 1964.
9. В.Г.Барышевский, И.Д.Франчук. ЖЭТФ 57, 2107, 1969.
10. В.Г.Барышевский, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. Ядерная физика I,  
27, 1965.
11. В.Г.Барышевский, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ 48, II46, 1965.
12. В.Г.Барышевский, И.Д.Франчук. Тезисы доклада XXI ежегодного со-  
вещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.  
Москва, 1971.
13. В.Г.Барышевский. Ядерная физика 6, 717, 1967.
14. В.Г.Барышевский, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ 49, 1556, 1965.
15. В.Г.Барышевский, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. Ядерная физика, 2,  
441, 1965.
16. В.Г.Барышевский. Ядерная физика 4, 72, 1966.
17. В.Г.Барышевский. ЖЭТФ 51, 1587, 1966.
18. В.Г.Барышевский, Л.Н.Коренная. ДАН БССР 12, 25, 1968.
19. В.Г.Барышевский, Л.Н.Коренная. Препринт ОИЯИ Р4-4202, 1968.
20. В.Г.Барышевский. ДАН БССР 15, 306, 1971.
21. В.Г.Барышевский. Вестник БГУ им. В.И.Ленина сер. I, № I, 1969.
22. В.Г.Барышевский. Вестник БГУ им. В.И.Ленина сер. I, № 2, 1969.
23. В.Г.Барышевский. Препринт ОИЯИ Р4-3614, 1968.
24. В.Г.Барышевский, Л.Н.Коренная. ЖЭТФ 56, 1273, 1969.
25. В.Г.Барышевский, Л.Н.Коренная. ЖЭТФ 58, 1086, 1970.
26. В.Г.Барышевский, Л.Н.Коренная, И.Д.Франчук. ЖЭТФ 61, 469, 1971.

Депозитарий  
Библиотека  
СФУ  
Иркутск

Ат-73427.11.4.73 г.

---

Отп. в оф. лаб. БГУ зак. 119, т-150

формат бумаги 60x84 1/16 № 1 п.л. I, УИИ-09



80000006379855