

2
Б-70

Л Я П

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P-162

Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, В.Г.Гришин

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ И ВНУТРЕННЯЯ
СТРУКТУРА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

1958 год

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P-162

Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, В.Г.Гришин

УПРУГОЕ РАССЕЙНИЕ И ВНУТРЕННЯЯ
СТРУКТУРА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1958 год

А н н о т а ц и я

Проанализированы экспериментальные данные ¹(1) по упругому рассеянию π^- -мезонов на протонах при энергии $E = 1,3 \text{ Be}$. Показано, что из анализа их упругого распределения возможно определить средний квадратичный радиус и получить сведения о распределении вещества внутри нуклона. Средний квадратичный "пионный радиус" протона оказывается равным

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = (0,82 \pm 0,06) \times 10^{-13} \text{ см.}$$

В заключение обсуждается возможный экспериментальный критерий существования элементарной длины.

§ I. В в е д е н и е

Структура частиц определяется посредством изучения упругого рассеяния этой частицей каких-либо лучей. Наблюдая такое рассеяние в ансамбле частиц, мы получаем "среднее оптическое изображение" частицы, из которого можно получить и пространственно-временную картину внутренней структуры частицы по отношению к избранным лучам. Мы должны использовать более короткие волны, если мы хотим получить более детальную информацию о структуре частицы.

В § 4 мы обсудим принципиальные ограничения для построения такого оптического изображения частицы, а вместе с тем и границы применимости понятия пространственной структуры элементарной частицы.

Работы группы Р.Хофстадтера по упругому рассеянию быстрых электронов на нуклонах, позволившие определить форм-факторы электрического заряда и магнитного момента нуклона (2,3), до настоящего времени остаются единственным примером измерения структуры элементарных частиц. Однако изучение упругого рассеяния быстрых частиц других сортов также представляет возможности для получения информации о строении нуклонов и ядер, дополняющей сведения, получаемые из опытов по рассеянию электронов, которые, строго говоря, дают информацию лишь о распределении электрических зарядов и токов внутри исследуемых частиц, т.е. об "электрической" структуре частицы.

В дальнейшем дается подробный анализ рассеяния π^- -мезонов с энергией $1,3 \text{ BeV}$ на протонах (I). Этот анализ, как будет показано, позволяет получить сведения о "ядерной" структуре нуклона и о его "ядерном" или "пионном" радиусе.

§ 2. Фазовый анализ

Как известно, дифференциальное сечение упруго рассеянных частиц может быть представлено в виде^{x)}:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1-\beta_l) P_l(\cos\theta) \right|^2 \quad (1)$$

Здесь приняты обычные обозначения; в частности $\beta_l = \exp\{2i\eta_l\}$ где η_l - комплексная фаза рассеянной волны.

На основе теоретических соображений⁽⁴⁾, а также из непосредственного сравнения численных расчетов с экспериментальными данными⁽⁵⁻⁹⁾ следует, что в области достаточно больших энергий

$E > E^*$ ($E^* \approx 1.5$ Bev для π -мезонов и 5 Bev для нуклонов) действительную часть фазы можно с достаточной степенью точности положить равной нулю. При этом величина β_l будет действительной, благодаря чему фазовый анализ значительно упрощается⁽⁶⁾.

На рис. I приведена гистограмма значений функции

$$I(\theta) = 2 \eta_l = -2m\beta_l \quad (2)$$

Для вычисления этих значений между крайними экспериментальными значениями дифференциального сечения дифракционного рассеяния из (1) были построены кривые с наибольшей и наименьшей кривизной (см. рис. 3). Сечение упругого рассеяния под нулевым углом при этом нормировалось на полное сечение $\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_{in} = 33,2 \pm 3$ мб. в соответствии с оптической теоремой⁽¹⁰⁾. В соответствии с построенными таким образом кривыми на рис. I приводятся две гистограммы.

Сплошные кривые проведены через центры прямоугольных гистограмм.

x) Для простоты мы не учитываем зависимость взаимодействия от спинов и пренебрегаем процессом "перезарядки" (ср. (5)).

Сечение недифракционного упругого рассеяния $\frac{d\sigma_{nd}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} - \frac{d\sigma_d}{d\Omega}$ при энергии $E = 1,30 \text{ BeV}$ в $(\pi^- p)$ - столкновениях составляет всего лишь несколько процентов от $\frac{d\sigma_d}{d\Omega}$ в области углов $\vartheta \leq 40^\circ$ и с хорошей точностью можно считать, что функции $I(\ell)$ на рис. 1 относятся лишь к чисто дифракционному рассеянию. Ошибка могла бы возникнуть из-за области больших углов, где $\frac{d\sigma_{nd}}{d\Omega} \sim \frac{d\sigma_d}{d\Omega}$. Однако аппроксимация $\frac{d\sigma_d(\vartheta)}{d\Omega}$ в этой области быстро спадающей функцией исключает изотропное недифракционное рассеяние^{x)} (см. также § 3).

В соответствии со значениями $I(\ell)$ (см. рис. 1) вычислены сечения

$$\sigma_t = \sigma_{in} + \sigma_d; \quad \sigma_{ln} = \sum_{\ell=0}^{10} \sigma_{in}(\ell); \quad \sigma_d = \sum_{\ell=0}^{10} \sigma_d(\ell) \quad (3)$$

которые хорошо согласуются с экспериментальными значениями.

$$\begin{array}{ll} \sigma_{in} = (24,6 + 29,0) \text{ Мб.} & \sigma_{in}^{\text{эксп.}} = 26 \text{ Мб.} \\ \sigma_d = (7,7 + 7,9) \text{ Мб.} & \sigma_d^{\text{эксп.}} = 7,5 \pm 1,2 \text{ Мб.} \\ \sigma_t = (32,3 + 36,9) \text{ Мб.} & \sigma_t^{\text{эксп.}} = 33,2 \pm 3 \text{ Мб.} \end{array}$$

На рис. 2 приведены вычисленные значения

$$\Delta_{in}(\ell) = \frac{\sigma_{in}(\ell)}{\sigma_t} \quad \text{и} \quad \Delta_d(\ell) = \frac{\sigma_d(\ell)}{\sigma_t} \quad (\text{в процентах})$$

Из этого чертежа видно, что при $\ell > 6-7$ парциальные сечения с ростом ℓ быстро уменьшаются.

x) За счет больших углов недифракционное сечение составляет ~ 15% от σ_{in}

Восстановленное в соответствии с (I) по первым десяти значениям θ_e угловое распределение упруго рассеянных частиц также удовлетворительно согласуется с исходными кривыми (см. черт.3). Незначительный вклад неучтенных членов с большими значениями θ обусловлен тем, что взаимодействие пионов с нуклоном является короткодействующим.

§ 3. Квазиклассическое приближение и структура протона

При больших энергиях рассеивающихся частиц, когда длина волны λ становится значительно меньше размеров рассеивающей системы и относительное изменение коэффициента поглощения пионов в ядерном веществе на интервале $\lambda \frac{\Delta k}{k} \ll 1$ с хорошей точностью применимо квазиклассическое приближение. В нашем случае $\lambda = 0,28 \times 10^{-13}$ см и меньше размеров нуклона в несколько раз. Используя значения τ по известным формулам (II) в предположении, что нуклон является чисто поглощающим и $\tau = \lambda \sqrt{\epsilon(\epsilon+1)} = \lambda \epsilon$ вычислены сечения $\sigma_{ch} = 25,5 \pm 1,5$ мб. и $\sigma_d = 7,4 \pm 0,1$ мб.

На черт. 3 приведено пунктиром вычисленное в соответствии с (II) угловое распределение упруго рассеянных частиц. Сплошными кривыми нанесены крайние значения экспериментального углового распределения из (I) с наибольшей и наименьшей кривизной.

Хорошее согласие вычисленных величин с соответствующими величинами, вычисленными в предыдущем разделе и с их экспериментальными значениями, можно рассматривать как одно из оправданий последующего

применения квазиклассического приближения. Пользуясь этим приближением, из интегрального уравнения, определяющего мнимую часть фазы:

$$I(\rho) = \int_0^{\sqrt{L^2 - \rho^2}} k(\sqrt{\rho^2 + \varphi^2}) d\varphi, \quad \rho = \lambda \sqrt{l(l+1)} = \lambda l; \tag{4}$$

(здесь $L = l_{max}$) мы можем, используя известные значения $I(l)$ вычислить коэффициент поглощения пионов в нуклоне как функцию расстояния z от центра нуклона. Для этого уравнения (4) перепишем в виде

$$I(\rho) = \int_0^L k(z) Q(z, \rho) dz \tag{5}$$

где

$$Q(z, \rho) = \begin{cases} \frac{z}{\sqrt{z^2 - \rho^2}} & \text{для } z > \rho \\ 0 & \text{для } z \leq \rho \end{cases} \tag{6}$$

Для численного решения (5) удобно представить в виде

$$I_j = \sum_{i,j=1}^n k_i P_{ij} \tag{7}$$

где

$$k_i = k(z_i), \quad P_{ij} = Q(z_i, \rho_j) \frac{L}{n}; \quad I_j = I[l(\rho_j)]$$

$$\text{и } \rho_j = (j - 1/2)L/n \text{ —}$$

← средняя точка j -го интервала.

Эта линейная система уравнений имеет в силу (6) "треугольную форму" и решение ее легко найти последовательными подстановками.

Вычисленные таким образом функции $k(z)$ представлены на рис.4. Эти функции определяют "пионную структуру" протона,

усредненную по пространственному интервалу $\Delta z \sim \lambda$. Для среднего квадратичного "пионного радиуса" протона

$$\langle z^2 \rangle = \frac{\int_0^R z^4 k(z) dz}{\int_0^R z^2 k(z) dz} \quad (8)$$

получены значения

$$\sqrt{\langle z^2 \rangle} = (0,82 \pm 0,06) \times 10^{-13} \text{ см.}$$

что совпадает с "электромагнитным радиусом" протона, полученным из опытов группы Р.Хофштадтера (2,3).

Как видно из рис.4, коэффициент поглощения существенно возрастает в центральной области протона. Однако, значения $K(z)$ в этой области определяются не вполне однозначно, так как зависят от способа аппроксимации $\frac{d\sigma_d(\theta)}{d\Omega}$ в области больших углов.

Эта неоднозначность выделения дифракционного рассеяния быстро уменьшается с ростом энергии, так как доля недифракционных упругих процессов становится пренебрежимо малой. Так, при

$$E = 5 \text{ Bev } \sigma_{nd} = \sigma_{in} 0,06\% \quad \text{при } E = 7 \text{ Bev } \sigma_{nd} = \sigma_{in} 0,014\%$$

(Расчет по статистической теории (17)).

Если в периферических областях протона присутствуют в основном π -мезоны, то можно предположить, что

$$K(z) = K \cdot \rho(z) \quad (10)$$

где K -зависящий от энергии коэффициент поглощения π -мезона периферическим π -мезонным полем, и $\rho(z)$ средняя плотность π -мезонного облака вблизи точки, z .

В пределах точности экспериментальных данных аналитический вид $\rho(r)$ может быть аппроксимирован различными кривыми типа, описанных в работе (2).

В центральных областях нуклона $K(\tau)$, по всей вероятности, определяется другими сортами частиц (нуклонами, гиперонами, K -мезонами) и формула (9) не применима.

§ 4. Возможный экспериментальный критерий существования элементарной длины

В последние годы неоднократно высказывалась мысль, что на самом деле может существовать предел применимости обычного пространственно-временного описания структуры частиц, связанный с существованием некоторой "элементарной длины". Эта мысль нашла свое выражение в различных вариантах теории "нелокального поля" или "нелокального взаимодействия" (см. например, /14/). Такого рода теоретические схемы приводят к форм-факторам, ослабляющим взаимодействие для коротких волн. Это давало основание для надежд устранить расходимости из современной квантовой теории, возникающие как раз за счет ультракоротких волн.

Однако возможно этот пункт и является наиболее слабым пунктом "нелокальных" теорий^{x)}. Г.В. Ватагин и Е.Ферми первыми обратили внимание в своей статистической теории множественного рождения (16), что при больших энергиях взаимодействие становится не слабым, а наоборот, сильным. Расчеты показывают, что слабые (в смысле общепринятой классификации) взаимодействия типа Ферми ($V_{ij} = \frac{1}{r_{ij}^2}$) также становятся при больших энергиях сильными (сечение $\propto \frac{1}{r^2}$) (18).

x) Это обстоятельство отмечалось также М.А.Марковым (15)

Мы хотели бы теперь поставить вопрос: при каких условиях с чисто эмпирической точки зрения можно было бы говорить о нелокальности?

Очевидно, эти условия наступят, когда окажется невозможным использовать упругое рассеяние частиц как средство изучения их структуры. Дело, таким образом, зависит от асимптотического поведения сечений при больших энергиях.

Если при $k \rightarrow 0$ все упругое рассеяние некоторой внутренней области R будет стремиться к дифракционному рассеянию на "черном шарике" радиуса R , то упругое рассеяние уже не будет давать никакой информации о внутренней структуре этой области, и максимальная информация будет ограничена сведениями о внешних размерах "шарика".

Сечение рассеяния, обусловленное процессом в этой области, будет равно $\pi R^2 (\gg \pi k^2)$ и равно соответствующему неупругому сечению.

В этом случае вместо описания пространственно-временной структуры более важным станет вопрос о возможных каналах превращения частицы при ее взаимодействиях с частицей луча.

Величина R с этой точки зрения и есть тот масштаб длины, который определяет истинную нелокальность, т.е. предел применимости пространственно-временного описания структуры частицы.

Из приведенного выше анализа пионного рассеяния на протоне видно, что намечается тенденция к возникновению "черноты" в центральной области нуклона.

С изложенной здесь точки зрения дальнейшее изучение энергетической зависимости упругого рассеяния пионов может иметь принципиальное значение.

По смыслу сказанного размер нелокальности R не должен являться какой-то универсальной длиной S_0 , а может зависеть от рода

взаимодействия. Минимальный масштаб пространственно-временного описания R , определяемый размером "черного шарика", может быть введен в теорию релятивистским инвариантным образом. Действительно, фаза рассеянной волны η_e есть инвариант. Будем рассматривать ее как функцию двух инвариантов (19):

$$D = \frac{\Gamma_\mu \Gamma^\mu}{P_\mu P^\mu} \quad \text{и} \quad F = P_\mu P^\mu + \frac{(P_\mu Q^\mu)^2}{(P_\mu P^\mu)} \quad (11)$$

Здесь P_μ - четырехмерный вектор энергии-импульса всей системы в целом, а Q_μ - то же для относительного движения падающей частицы и частицы рассеивателя, наконец:

$$\Gamma_\mu = \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} M_{\alpha\beta} P_\nu \quad (12)$$

Здесь $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ - полностью антисимметричный единичный тензор четвертого ранга, $M_{\alpha\beta}$ - антисимметричный тензор момента количества движения. С помощью этих инвариантов "черный шарик" можно определить следующим образом:

$$\eta_e = 0, \text{ если } \frac{D}{F} > R^2 \quad \text{и} \quad \eta_e = +i\infty \quad \text{если } \frac{D}{F} < R^2 \quad (13)$$

для $F \gg P_0^2$, где P_0 - некоторый большой импульс, определяющий наступление непрозрачности.

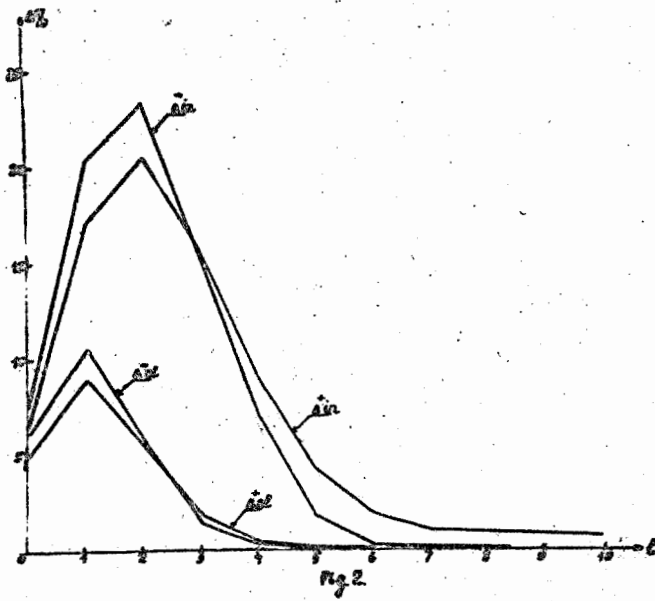
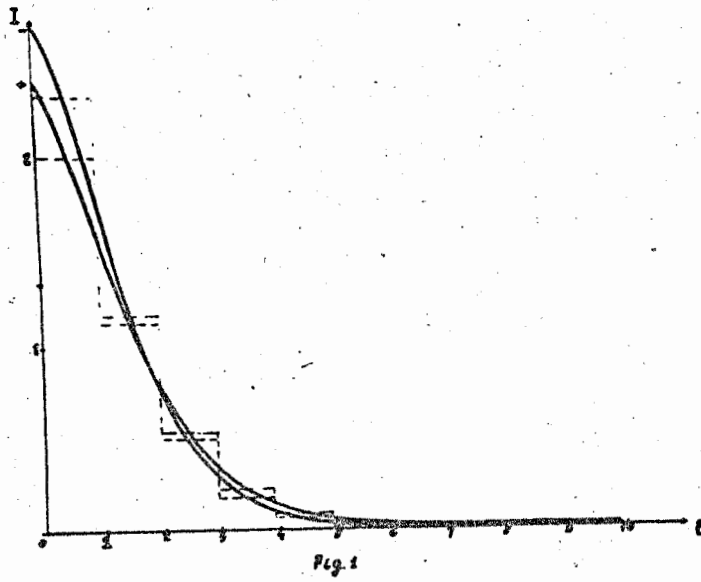
Величина D/F есть оператор, поэтому неравенства (13) определены для его собственных значений. Легко видеть, что в системе центра инерции ($\vec{P} = 0$) $D/F = \frac{\vec{M}^2}{P_0^2} = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{P_0^2}$, где \vec{M} - трехмерный момент количества движения, а \vec{P}_0 - трехмерный импульс относительного движения. D/F релятивистски инвариантно определяет параметр столкновения.

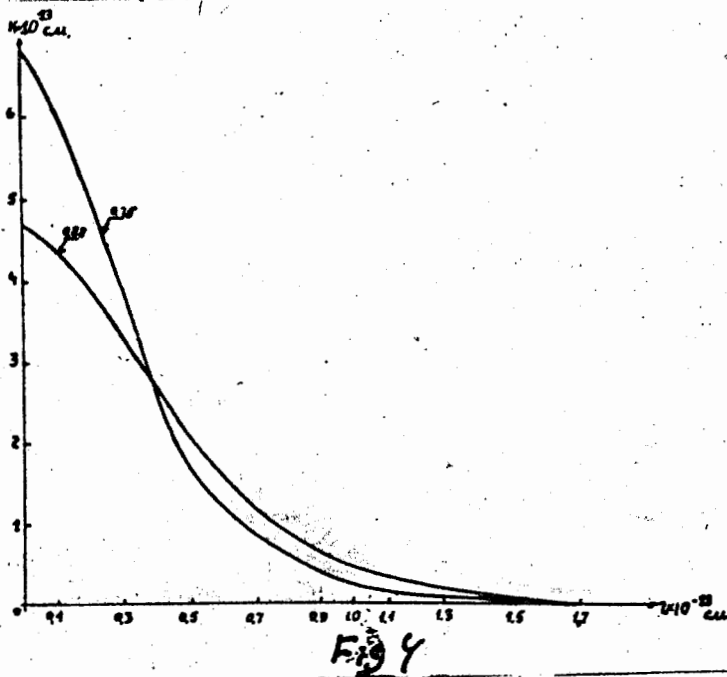
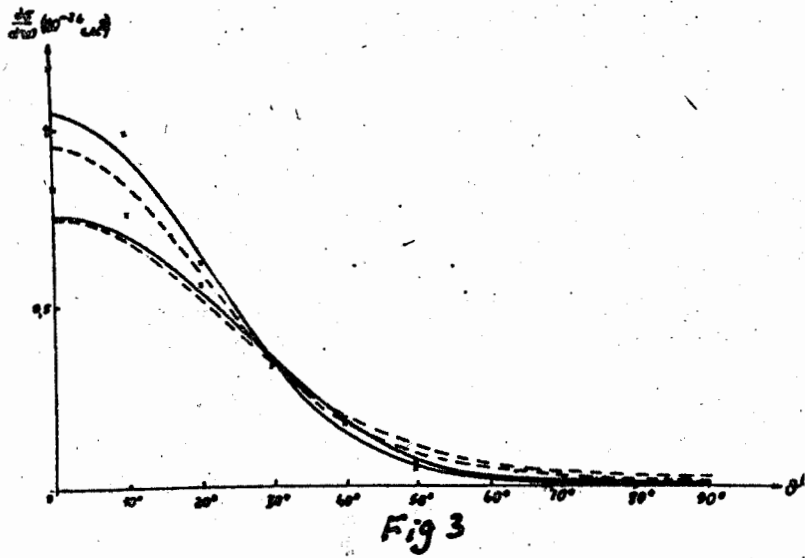
В заключение заметим, что в теории возмущений встречаются известные функции "распространения", которые и приводят к расходимости^{я.и.} в области больших частот. Эти функции построены с помощью плоских волн, использованных в качестве нулевого приближения.

Между тем при больших частотах поля в присутствии частиц, из-за дифракционного рассеяния плоская волна будет совсем плохим приближением. Вместо плоской волны следует брать разложение по функциям, учитывающим резкое изменение волнового поля при больших относительных импульсах взаимодействующих частиц. Это приводит к возникновению релятивистски инвариантных обрывающих форм-факторов; однако, эти форм-факторы возникают не из-за ослабления взаимодействия при больших частотах, как это предполагается в обычных нелокальных теориях, а напротив, из-за его усиления. Суммарно, феноменологически этот фактор учитывает интенсивные неупругие процессы любого происхождения, которые происходят при высоких энергиях.

Л и т е р а т у р а

- I. M. Chretien, I. Leithner, N.P. Samios, M. Schwartz, I. Steinberger;
Phys. Rev., 108, 383, 1957.
2. E.E. Chambers, R. Hofstadter; CERN Symposium VII, p. 295, 1956;
R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys., 28, 214, 1956.
3. D.R. Yennie, M.M. Lévy, D.G. Ravenhall, Rev. Mod., 23, 144, 1957.
4. С.З.Беленький, ЖЭТФ, 33, 1248, 1957.
5. D. Ito, S. Minami; Prog. Theor. Phys., 14, 198, 1955.
6. С.З.Беленький, ЖЭТФ, 30, 983, 1956 г.
7. D. Ito, T. Kobayashi, M. Yamazaki, S. Minami, Prog. Theor. Phys.
18, 264, 1957.
8. В.Г.Гришин, И.С.Саитов, ЖЭТФ, 33, 1051, 1957.
9. В.Г.Гришин, И.С.Саитов, И.В.Чувило, ЖЭТФ (в редакции).
10. Л.И.Лалидус, ЖЭТФ, 31, 1099, 1956.
11. S. Fernbach, R. Serber, T.B. Taylor, Phys. Rev., 75, 1352, 1949.
12. И.Е.Тамм, ЖЭТФ, 32, 178, 1957.
13. V.S. Barashenkov; Proceedings of the Conference in Padova-Ve-
nezia, 1956; Nucl. Phys., (in print).
14. Д.И.Блохинцев, УФН 61, 137, 1957.
15. М.А.Марков, УФН 51, 317, 1953.
16. G. Wataghin; Symposium Sobre raios cósmicos, Rio De Janeiro,
agosto: 4-8, 1941., Fermi E., Prog. Theor. Phys., 5, 570, 1949.
17. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, Acta Phys. Polonica (
18. Д.И.Блохинцев, УФН 62, 381, 1957.
19. Ю.М.Широков ЖЭТФ 21, 748, 1951
М.А.Марков ДАН 101, 449, 1955





0
 ядр. физ. исследований
 БИБЛИОТЕКА