

# Аннигиляция антинуклонов на ядрах и переходы нейтрон-антинейтрон

## Список работ

1. V. I. Nazaruk. Phys. Lett. B **155**, 323 (1985).
2. V. I. Nazaruk. Phys. Lett. B **229**, 348 (1989).
3. V. I. Nazaruk. Phys. Lett. B **218**, 291 (1989).
4. V. I. Nazaruk. Phys. Lett. B **337**, 328 (1994).
5. В. И. Назарук. Письма в ЖЭТФ **60**, 392 (1994).
6. V. I. Nazaruk. Phys. Rev. C **58**, R1884 (1998).
7. V. I. Nazaruk. Mod. Phys. Lett. A **21**, 2189 (2006).
8. V. I. Nazaruk. Eur. Phys. J. A **31**, 177 (2007).
9. V. I. Nazaruk. Eur. Phys. J. C **53**, 573 (2008).
10. V. I. Nazaruk. to be published in Eur. Phys. J. C.
11. V. I. Nazaruk. Eur. Phys. J. A **39**, 249 (2009).
12. В. И. Назарук. ЯФ **46**, 80 (1987).
13. В. И. Назарук. ЯФ **50**, 69 (1989).
14. В. И. Назарук. ЯФ **56**, 153 (1993).
15. В. И. Назарук. Краткие сообщения по физике (ФИАН) **2**, 46 (1989).
16. В. И. Назарук. Краткие сообщения по физике (ФИАН) **11**, 29 (1992).

17. V. I. Nazaruk. Proc. of the 7th Conf. on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2000), Canada 2000, AIP Conf. Proc. 549 (2000) p. 901-904.
18. V. I. Nazaruk. Proc. of the 9th Int. Conf. on Low Energy Antiproton Physics (LEAP'05), Bonn, Germany 2005, AIP Conf. Proc. **796** (2005) p.180-184.
19. V. I. Nazaruk. Proc. of the Int. Seminar on Interm. Energy Physic, Moscow 1989, p. 63-67.
20. V. I. Nazaruk. Int. Conf. on nuclear reaction mechanism, Calcutta (Jan 1989) p. 71-75.
21. V. I. Nazaruk. Int. Sym. on Nuclear and Particle Physics with High-Intensity Proton Accelerators (Dec 1996) Proceedings, p. 82-86.
22. V. I. Nazaruk. Int. Conf. on Fundamental Int. of Particles. Puebla, Mexico (1995), p. 37-43.
23. V. I. Nazaruk. Int. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei (WEIN 92), Dubna, Russia, 16-22 Jun 1992, p. 449-452.
24. В. И. Назарук. Препринт ИЯИ П-0437, Москва (1985).
25. В. И. Назарук. Препринт ИЯИ П-0514, Москва (1987).
26. В. И. Назарук. Preprint INR-0981/98, Moscow (1998).
27. V. I. Nazaruk. Preprint INR-0982/98, Moscow (1998).

# СОДЕРЖАНИЕ

Введение	6
Глава 1	
Аннигиляция антинуклонов на ядрах	26
1 Введение	26
1.1 Качественные особенности и альтернативные механизмы аннигиляции	27
2 Реакция $(\bar{p}, M)$	31
2.1 Амплитуды . . . . .	31
2.2 Расчет треугольных и полюсных диаграмм . . . . .	33
2.3 Многократное взаимодействие в конечном состоянии . . . . .	37
3 Численные результаты	41
3.1 Зависимость расчетных сечений от кратности перерассеяния . . . . .	41
3.2 Полные и парциальные сечения . . . . .	44
3.3 Распределения по множественностям мезонов . . . . .	48
4 Реакции $(\bar{p}, Mp)$ и $(\bar{p}, Mn)$	52
5 Изменение относительной вероятности каналов адрон-нуклонного взаимодействия в ядерной среде	55
6 Выводы	62
Приложение А	64

Глава 2	
Аннигиляция в промежуточном и конечном состояниях	66
1 Введение	66
2 Стандартная модель осцилляций в поглощающей среде	70
3 Роль условия унитарности	73
3.1 Модельно-независимое рассмотрение . . . . .	73
3.2 Поглощение в феноменологической модели . . . . .	75
3.3 Распад в вакууме . . . . .	76
3.4 Унитарность и собственная энергия . . . . .	78
3.5 Оптический потенциал . . . . .	80
3.6 Обобщения . . . . .	81
4 Выводы	85

Глава 3	
Две новых модели	87
1 Необходимость моделей альтернативных к потенциальной	87
2 Расчет с помощью диаграммной техники	89
2.1 Физические аспекты модели . . . . .	89
2.2 Расчет . . . . .	89
2.3 Сравнение с потенциальной моделью . . . . .	92
2.4 Результаты . . . . .	94
2.5 Заключение . . . . .	95
3 Модель с одетым пропагатором	96
3.1 Расчет . . . . .	96
3.2 Анализ результатов . . . . .	97
4 Недостатки моделей	99
5 Выводы	101

## Глава 4

Низкоплотностное приближение как тест для моделей сложных процессов в ядрах	102
1 Многоступенчатый распад в ядерной материи	103
1.1 Газовое приближение для взаимодействия в промежуточном состоянии . . .	108
2 $n\bar{n}$ -переходы в среде	112
2.1 Процесс на свободном нуклоне . . . . .	112
2.2 Амплитуда процесса . . . . .	113
2.3 Рассеяние и аннигиляция в промежуточном состоянии . . . . .	116
3 Простейшая модель с учетом только аннигиляционной вершины	120
4 Заключение	122

Глава 5	
Теоретико-полевой подход с конечными временами	124
1 $n\bar{n}$ -переходы с $\bar{n}$ в конечном состоянии	125
1.1 Проверка подхода . . . . .	126
1.2 Сокращение расходимостей в потенциальной модели . . . . .	127
2 $n\bar{n}$ -переход, аннигиляция	129
2.1 Несингулярная диаграмма . . . . .	132
2.2 Сингулярная диаграмма . . . . .	133
3 Инфракрасные расходимости и S-матричная постановка задачи	134
4 Результаты	137
4.1 Сравнение с результатами потенциальной модели . . . . .	137
4.2 Ограничение на период $n\bar{n}$ -осцилляций . . . . .	140
4.3 Осцилляции других частиц . . . . .	141
5 Резюме расчета сингулярной диаграммы	142
6 Поправки к модели и другие процессы с несохранением барионного числа	144
6.1 Основные диаграммы и расчет ширин . . . . .	144
6.2 Временная зависимость и вклад поправок . . . . .	149
6.3 Заключительные замечания . . . . .	152
7 Сравнительный анализ моделей с голым и одетым пропагаторами	154
Глава 6	
Заключение	157
Список литературы	161

## Основные результаты

- 1) Модель аннигиляции антинуклонов на легких ядрах с ядром в фиксированном конечном состоянии. Конкретные расчеты в рамках модели, указанной выше. Сравнение с экспериментом.
- 2) Расчеты распределений по множественностям пионов в инклюзивной  $\bar{N}$ -ядерной аннигиляции; сравнение с экспериментом.
- 3) Изучение эффекта изменения относительной вероятности каналов вакуумного адрон-нуклонного взаимодействия в ядерной среде, обусловленного упругим перерасеянием в конечном состоянии.
- 4) Изучение роли эффекта поглощения в промежуточном и конечном состояниях для сложных процессов в ядрах. Показано, что поглощение в конечном состоянии не приводит к подавлению канала, отвечающего поглощению, а также полной вероятности процесса. Расчет с помощью унитарной  $S$ -матрицы должен приводить к увеличению соответствующих величин. Это относится к реакциям, распадам и  $ab$ -переходам в целом.
- 5) Определение области применимости стандартной модели поглощения частиц, основанной на оптическом потенциале.
- 6) Формулы, связывающие вероятности различных каналов для процессов в ядре в низкоплотностном пределе и относительные вероятности соответствующих каналов вакуумного адрон-нуклонного взаимодействия.
- 7) Подход, свободный от инфракрасных расходимостей.
- 8) Разработка и изучение двух новых моделей  $n\bar{n}$ -переходов в среде, не использующих концепцию оптического потенциала.
- 9) Исследование роли поправок и других процессов с не сохранением барионного числа.

# Аннигиляция антипротонов на ядрах

Рассматриваются реакции аннигиляции на легких ядрах:

$$A_Z^N(\bar{p}, M)B_Z^{N-1}, \quad A_Z^N(\bar{p}, M)B_{Z-1}^N,$$
$$A_Z^N(\bar{p}, Mp)C_{Z-1}^{N-1}, \quad A_Z^N(\bar{p}, Mn)C_{Z-1}^{N-1}$$

(M - мезоны) с ядром в основном состоянии.

## Особенности

- 1)  $\langle n_\pi \rangle \approx 5$ .
- 2) Средняя энергия пионов находится вблизи резонанса.

**Взаимодействие в конечном состоянии очень сильное. Мультипион-ядерное взаимодействие.**

Расчеты отсутствовали полностью.

Особый интерес представляла аннигиляция на гелии

$$He^4(\bar{p}, M)He^3, \quad He^4(\bar{p}, M)H^3.$$

Рассматриваются также реакции выбивания и все каналы  $\bar{p}He^4$ -аннигиляции. Производится сравнение с первыми экспериментальными данными, полученными на LEAR, и результатами экспериментов выполненных ранее.

Реакция  $(\bar{p}, M)$  Обсуждались экзотические механизмы аннигиляции вплоть до образования кварк-глюонных капель. В первую очередь следует рассмотреть процесс в рамках стандартной мезон-нуклонной физики.

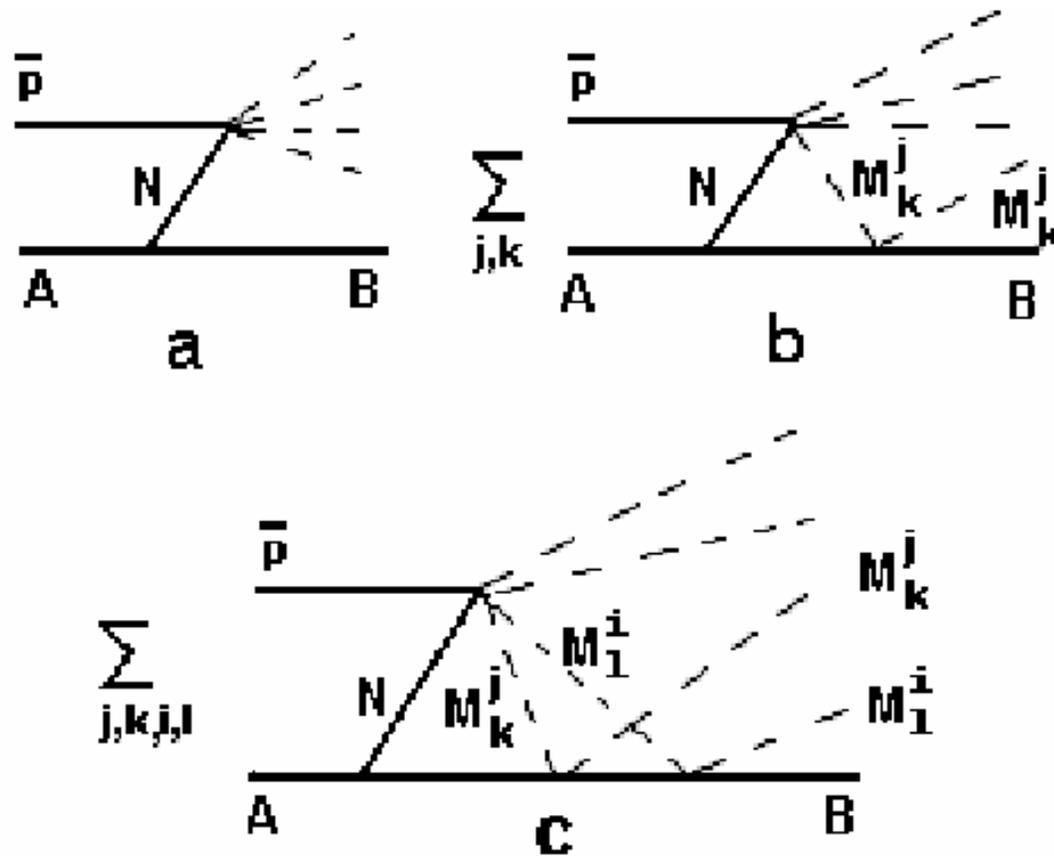


Рис. 1: Диаграммы для реакций  $(\bar{p}, M)$

Амплитуда для диаграммы 1с:

$$M_c^{(n)}(s; q_1, \dots, q_n, p_B) = -\frac{imm_B^2}{2^3\pi^8} \sum_{j=1}^8 \frac{m_j^2}{\sqrt{n_j(n_j-1)}} \sum_{k \neq l}^{n_j} M^{(n)jkjl} + \sum_{i \neq j}^8 \frac{m_j m_i}{\sqrt{n_i n_j}} \sum_k^{n_j} \sum_l^{n_i} M^{(n)jkil}, \quad (1)$$

$$M^{(n)jkil} = \int d\mathbf{p}_1 dE_1 \frac{M_1(p)_1 M_{\bar{p}N}^{(n)}(k, p_1; q_1, \dots, q_{1k}^j, \dots, q_{1l}^i, \dots, q_n)}{(\mathbf{p}_1^2 - 2m_B E_1 - i0)[\mathbf{p}_1^2 + 2m(E_1 + \epsilon_N) - i0]} J^{jkil}, \quad (2)$$

$$J^{jkil} = \int d\mathbf{p}_2 dE_2 \frac{M_s^j(q_{1k}^j, p_1; q_k^j, p_2) M_s^i(q_{1l}^i, p_2; q_l^i, p_B)}{(\mathbf{p}_2^2 - 2m_B E_2 - i0)[(\epsilon_k^j + E_2 - E_1)^2 - (\mathbf{q}_k^j + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1)^2 + i0]} G_1, \quad (3)$$

$$G_1 = \frac{1}{(q_{1l}^i)^2 - m_j^2 + i0},$$

где

$$p_2 = (m_B + E_2, \mathbf{p}_2), \quad q_{1l}^i = (\epsilon_l^i + E_B - E_2, \mathbf{q}_l^i + \mathbf{p}_B - \mathbf{p}_2).$$

## Сечения

$$\sigma_{01}^{(n)} = -\frac{|M_1|^2 m^2 m_B^2}{2\pi^4 m_A^2} \sum_j \frac{m_j}{\sqrt{n_j}} \int dq^j \frac{d\sigma_{\bar{p}N}^{(n)}(s'_0; q^j)}{dq^j} (q^j)^2 B_j, \quad (4)$$

$$B_j = \int d\Omega \frac{2 \sin \theta/2}{(2q^j \sin \theta/2)^2 + \kappa_N^2} [\text{Im} M_s^j(s^j, \theta) \frac{1}{2} \ln \frac{(2q^j)^2 + \kappa_N^2}{\kappa_N^2} - \text{Re} M_s^j(s^j, \theta) \arctan(\frac{2q^j}{\kappa_N})],$$

$$\sigma_{11}^{(n)} = \frac{|M_1|^2 m^2 m_B^2}{4\pi^3 m_A^2} [\sum_j \int dq^j \frac{d\sigma_{\bar{p}N}^{(n)}(s'_0; q^j)}{dq^j} |f^j(q^j)|^2 \int d\Omega 2 \sin(\theta/2) \frac{d\sigma_s^j(q^j, \Omega)}{d\Omega} + C_{ij}], \quad (5)$$

$$C_{ij} = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{\sqrt{n_i n_j}} \int dq^i dq^j \frac{d\sigma_{\bar{p}N}^{(n)}(s'_0; q^i, q^j)}{dq^i dq^j} f^j(q^j) (f^i(q^i))^* \times \\ \int d\Omega 2 \sin(\theta/2) M_s^j(s^j, \theta) (M_s^i(s^i, \theta))^*, \quad (6)$$

где

$$f^j(q^j) = \sqrt{q^j} [\arctan \frac{2q^j}{\kappa_N} + \frac{i}{2} \ln \frac{(2q^j)^2 + \kappa_N^2}{\kappa_N^2}].$$

## Зависимость от кратности перерасеяния для полного сечения

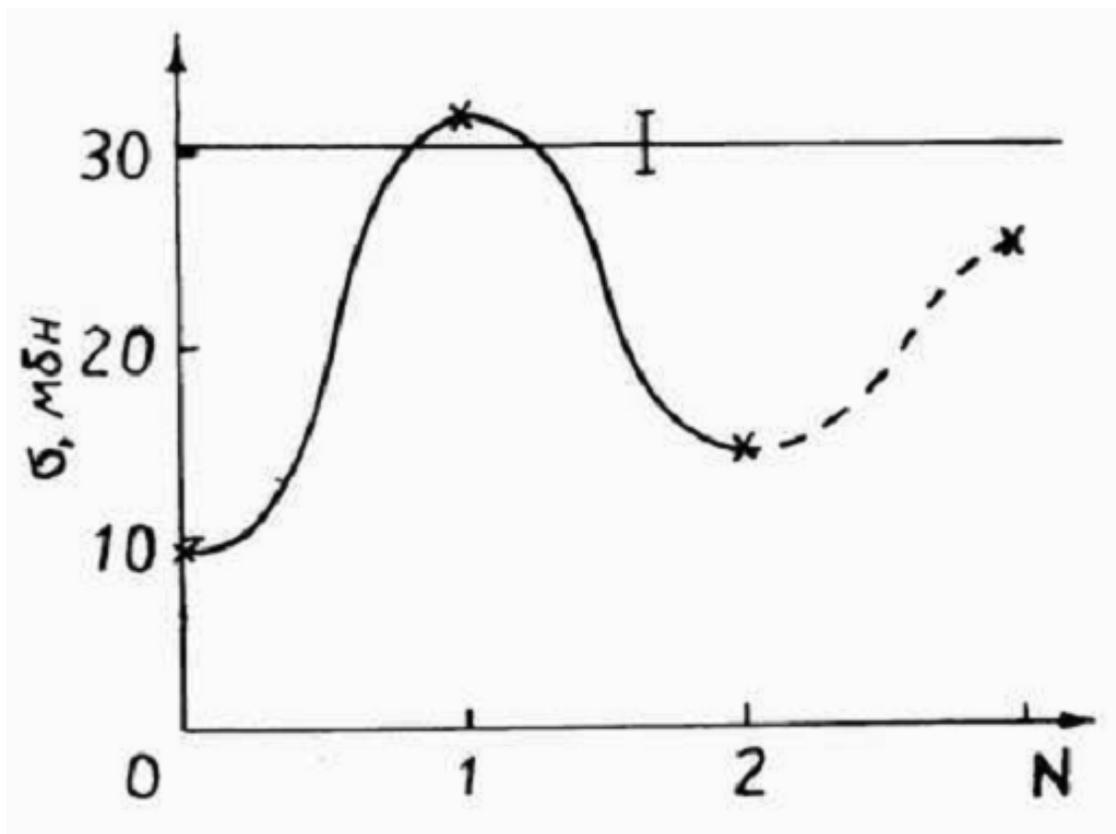


Рис. 2: Зависимость полного сечения реакции  $He^4(\bar{p}, M)He^3$  от кратности перерасеяния  $N$  для  $E_{\bar{p}} = 179,6$  МэВ.  $N = 0$  соответствует только рис. 1а,  $N = 1$  - сумме диаграмм рис. 1а и 1б.,  $N = 2$  - сумме диаграмм рис. 1а-1с. Горизонтальная линия - эксперимент [52, 53].

## Зависимость от кратности перерасеяния для парциальных сечений

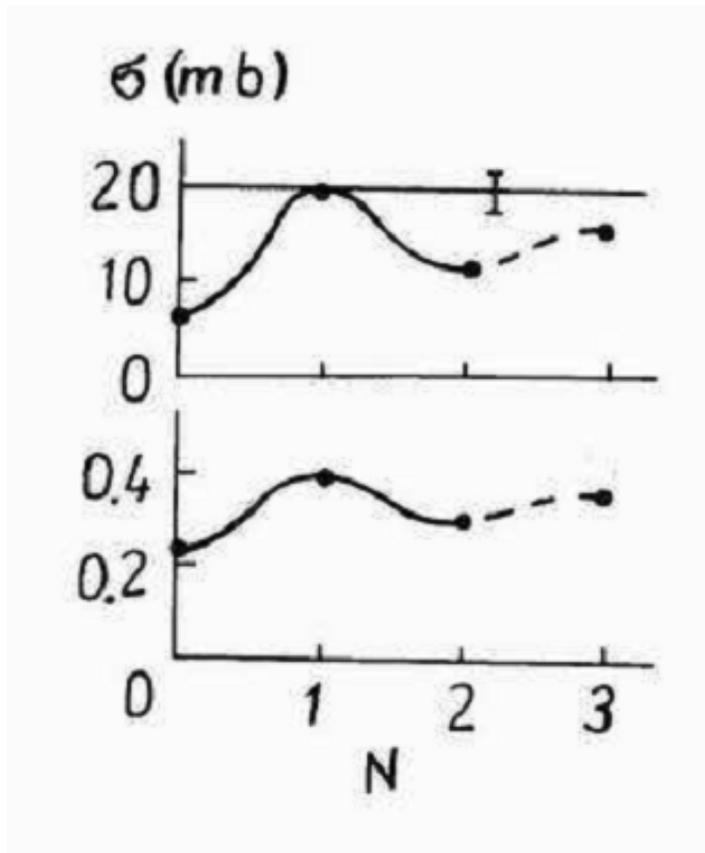


Рис. 3: То же, что и на рис. 2, но для парциальных сечений. Верхний и нижний рисунки - соответственно для  $M = 2\pi^- + \pi^+ + m\pi^0$  и  $M = 2\pi^- + \pi^+$ ,  $m \geq 0$ .

Сечения, как функции кратности перерасеяния  $N$  носят осциллирующий характер с затухающей амплитудой. Можно ограничиться эффективной моделью с  $N = 1$ .

## Зависимость от импульса антипротонов для полных сечений

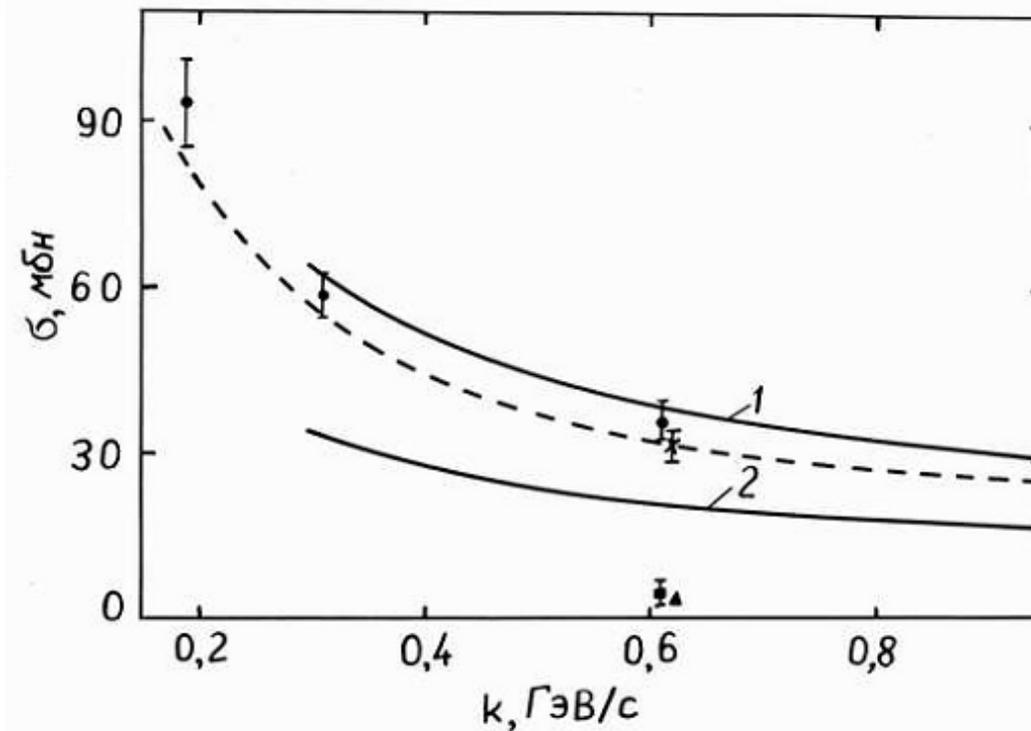


Рис. 4: Зависимость от импульса антипротонов для сечений образования  $He^3$  в  $\bar{p}He^4$ -взаимодействии. Штриховая кривая и заштрихованные кружочки - соответственно расчет с учетом однократного перерасеяния и эксперимент [52, 53] для реакции аннигиляции  $He^4(\bar{p}, M)He^3$ . Точки  $\circ$  и кривые 1, 2 - соответственно эксперимент [52, 53] и расчет с учетом одно- и двукратного перерасеяния для суммарного сечения реакций аннигиляции  $He^4(\bar{p}, M)He^3$  и выбивания  $He^4(\bar{p}, \bar{p}n)He^3$ . Заштрихованные треугольники и квадратики - соответственно расчет и эксперимент [52, 53] для реакции выбивания  $He^4(\bar{p}, \bar{p}n)He^3$ .

## Зависимость от импульса антипротонов для парциальных сечений

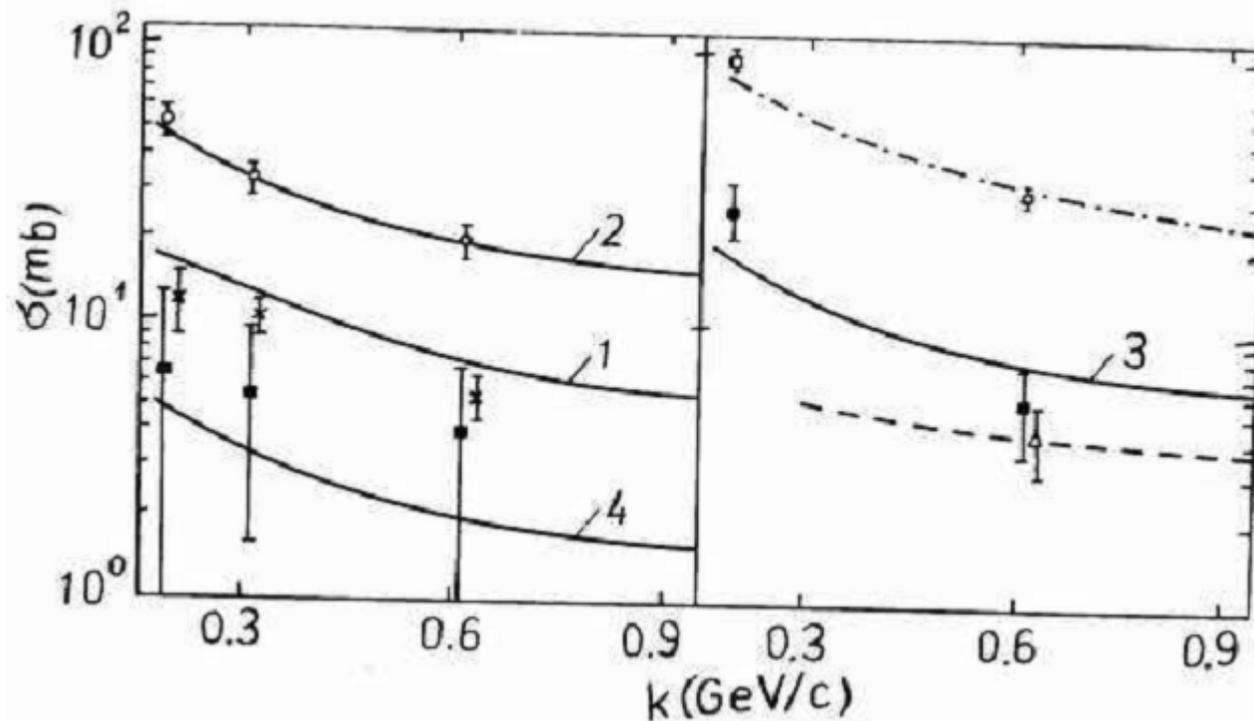


Рис. 5: Зависимости от импульса антипротонов для парциальных сечений реакций аннигиляции  $He^4(\bar{p}, M)He^3$  при различных значениях  $M$  и реакции выбивания  $He^4(\bar{p}, \bar{p}n)He^3$ . Кривые и точки - соответственно расчет и эксперимент [138, 139]. Кривая 1 и точки  $\times$  -  $M = 3\pi^- + 2\pi^+ + t\pi^0$ . Кривая 2 и точки  $o$  -  $M = 2\pi^- + \pi^+ + t\pi^0$ . Кривая 3 и заштрихованные кружочки -  $M = \pi^- + t\pi^0$ . Кривая 4 и квадратики - умноженные на 10 сечения реакции  $He^4(\bar{p}, 4\pi^- + 3\pi^+ + t\pi^0)He^3$ . Везде  $t \geq 0$ . Штрихпунктирная кривая и квадратики - полное сечение для реакции аннигиляции  $He^4 + \bar{p} \rightarrow He^3 + \text{мезоны}$ . Штриховая кривая и треугольники - сечение реакции выбивания  $He^4(\bar{p}, \bar{p}n)He^3$ .

## Распределения по множественностям пионов

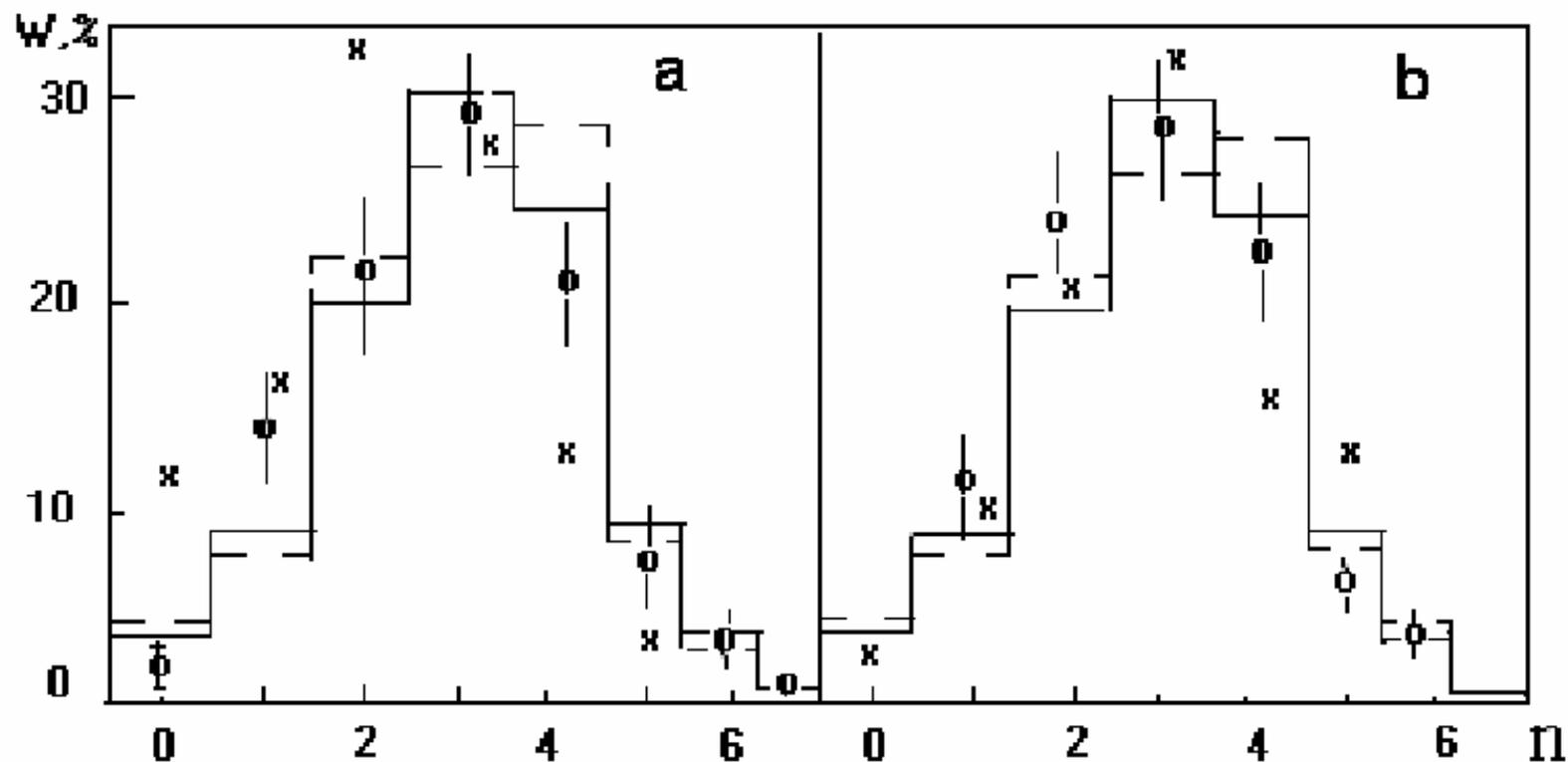


Рис. 6: Вероятность (в процентах) образования данного числа заряженных пионов в  $\bar{N}C^{12}$ -взаимодействии: **а** -  $\bar{p} + C^{12}$ ,  $E_{\bar{p}} = 120$  МэВ; **б** -  $\bar{n} + C^{12}$ ,  $E_{\bar{n}} = 750$  МэВ. Точки  $o$  - экспериментальные данные [75, 76],  $\times$  - расчет из работы [77], сплошные и штриховые гистограммы - наш расчет для значений параметра  $\omega = 1$  и  $0,75$  соответственно

## Реакции $(\bar{p}, Mp)$ и $(\bar{p}, Mn)$

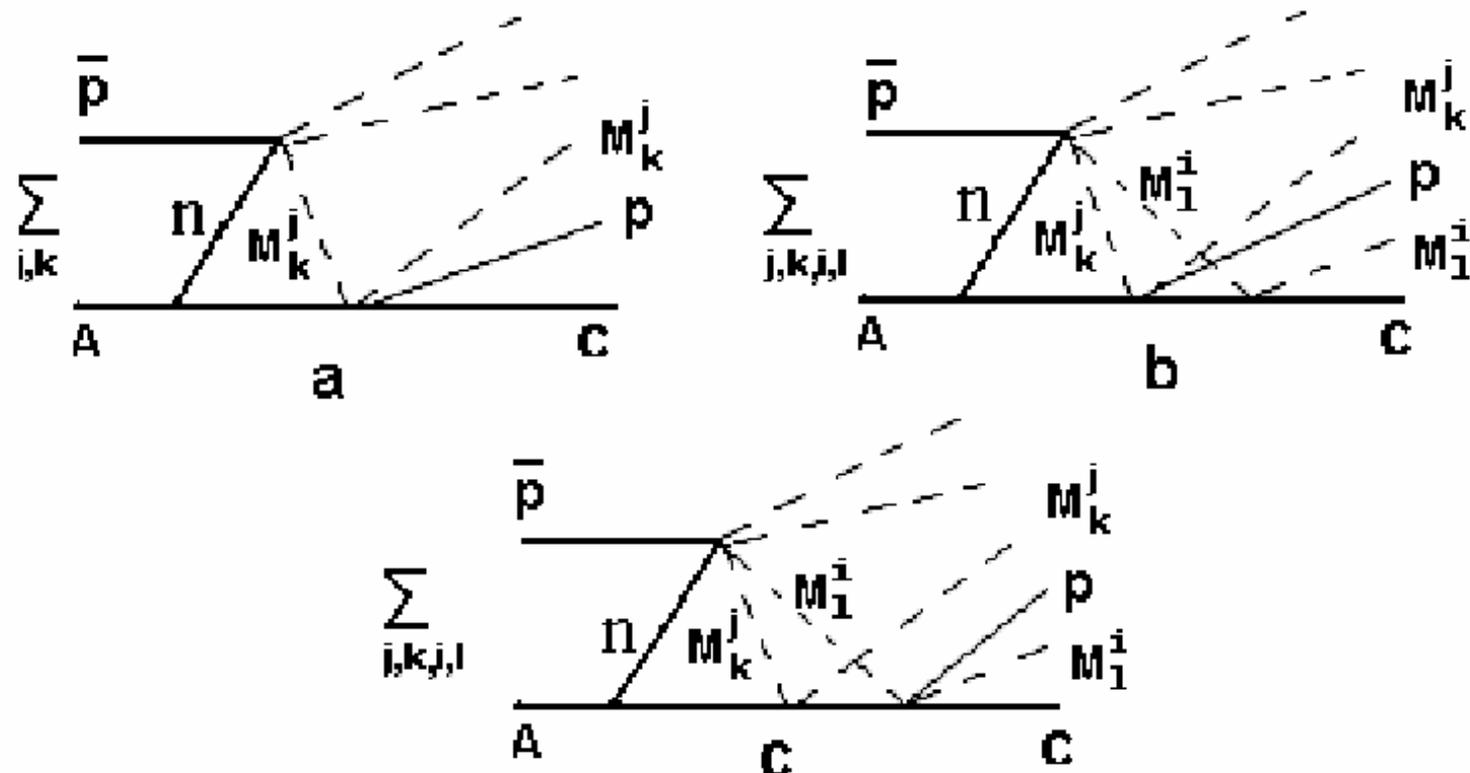


Рис. 7: Диаграммы для реакций  $(\bar{p}, Mp)$

Отличие от реакций, рассмотренных выше, состоит в том, что в конечном состоянии имеют место реакции выбивания.

## **Изменение относительной вероятности каналов адрон-нуклонного взаимодействия в ядерной среде**

Показано, что относительная вероятность каналов адрон-нуклонного взаимодействия может меняться только за счет упругого перераспределения в конечном состоянии на спектаторе вплоть до фактора 2. Эффект обусловлен перенормировкой амплитуд в поле.

Из приложений отметим следующее. При извлечении сечений  $\bar{p}n$ -аннигиляции из эксперимента по  $\bar{p}d$ -аннигиляции, необходимо учитывать перераспределение на протоне, что не делалось.

## 2. Аннигиляция в промежуточном и конечном состояниях

Рассматривается поглощение в промежуточном и конечном состояниях и формулируются общие требования для моделей реакций, распадов и  $n\bar{n}$ -перехода в среде.

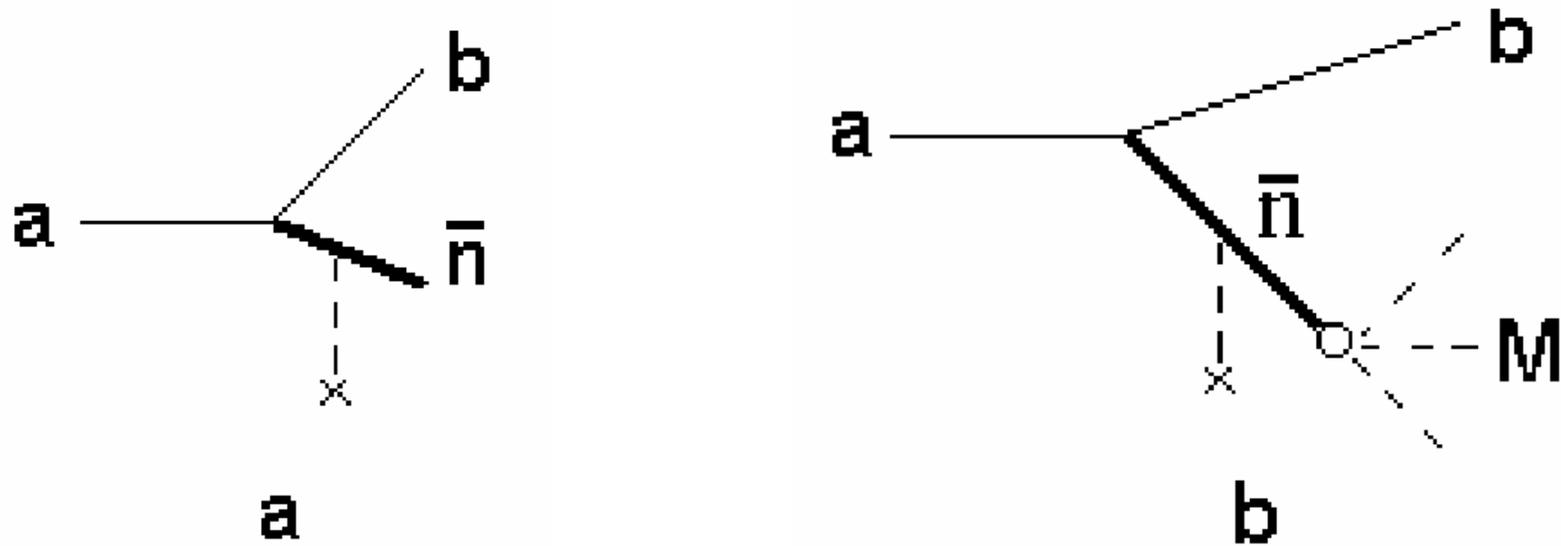


Рис. 8: (a) Распад  $a \rightarrow b + \bar{n}$  в среде без учета аннигиляции. (b) То же что и на рис. (a), но с учетом аннигиляции. Аннигиляция  $\bar{n}$  изображена кружком.

Обозначим  $W_t$  - полная вероятность распада,  $\mathcal{H}_a$  и  $\mathcal{H}_s$  - эрмитовы гамильтонианы аннигиляции и рассеяния  $\bar{n}$ .

Пусть  $\mathcal{H}_a = 0$  и  $\mathcal{H}_s \neq 0$ , тогда  $W_t = W_{\bar{n}}$  (см. рис. 1a). Включим возмущение  $\mathcal{H}_a$  (см. рис. 1b). В низшем порядке по  $\mathcal{H}_a$  имеем

$$W_t(\mathcal{H}_s + \mathcal{H}_a) = W_{\bar{n}}(\mathcal{H}_s + \mathcal{H}_a) + W_a(\mathcal{H}_s + \mathcal{H}_a) > W_{\bar{n}}(\mathcal{H}_s + \mathcal{H}_a) = W_{\bar{n}}(\mathcal{H}_s + 0) = W_t(\mathcal{H}_s + 0).$$

Следовательно

$$W_t(\mathcal{H}_s + \mathcal{H}_a) > W_t(\mathcal{H}_s + 0).$$

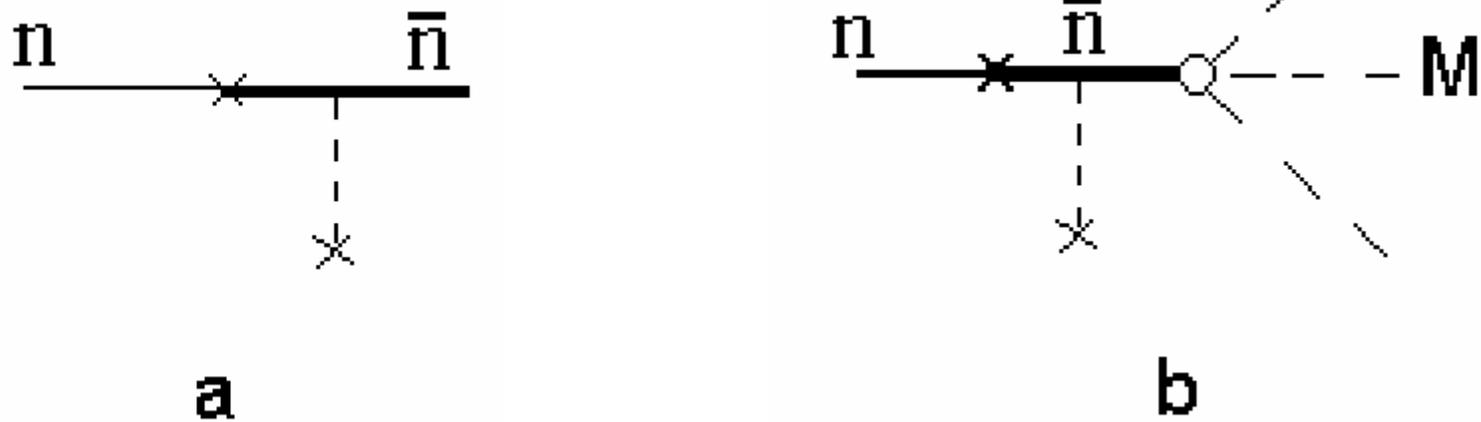


Рис. 9: То же что и на рис. 1, но для  $n\bar{n}$ -перехода в среде.

Очевидно, для  $n\bar{n}$ -перехода в среде имеем аналогичное неравенство

$$W_t(\mathcal{H}_s + \mathcal{H}_a) > W_t(\mathcal{H}_s + 0).$$

Стандартный расчет дает противоположный результат

Из рис.1а видно, почему при изучении аннигиляции появилась задача о  $n\bar{n}$ -переходе. Потому что вершине  $n\bar{n}$ -перехода отвечает 2-хвостка.

$$(i\partial_t - H_0)n(x) = \epsilon\bar{n}(x),$$

$$(i\partial_t - H_0 - V)\bar{n}(x) = \epsilon n(x),$$

$$H_0 = -\nabla^2/2m + U_n,$$

$$V = U_{\bar{n}} - U_n = \text{Re}U_{\bar{n}} - U_n - i\Gamma/2.$$

$\epsilon$  - недиагональная масса

$$\mathcal{H}_{n\bar{n}} = \epsilon\bar{\Psi}_{\bar{n}}\Psi_n + H.c.$$

Пусть  $W_t$  - полная вероятность  $n\bar{n}$ -перехода. Покажем, что

$$\mathbf{W}_t(\text{Re}\mathbf{V} + i\text{Im}\mathbf{V}) < \mathbf{W}_t(\text{Re}\mathbf{V} + \mathbf{0}),$$

$$d\mathbf{W}_t/d\Gamma < \mathbf{0},$$

что противоречит неравенству, приведенному ранее. Действительно, пусть  $\Gamma t \gg 1$ . Тогда

$$W_t(t) = 2\epsilon^2 t \frac{\Gamma/2}{(\text{Re}V)^2 + (\Gamma/2)^2} \approx 4\epsilon^2 t/\Gamma$$

В противоположном предельном случае  $|Vt| \ll 1$ ,

$$W_t(t) = \epsilon^2 t^2 (1 - \Gamma t/6)$$

и мы снова приходим к  $dW_t/d\Gamma < 0$ .

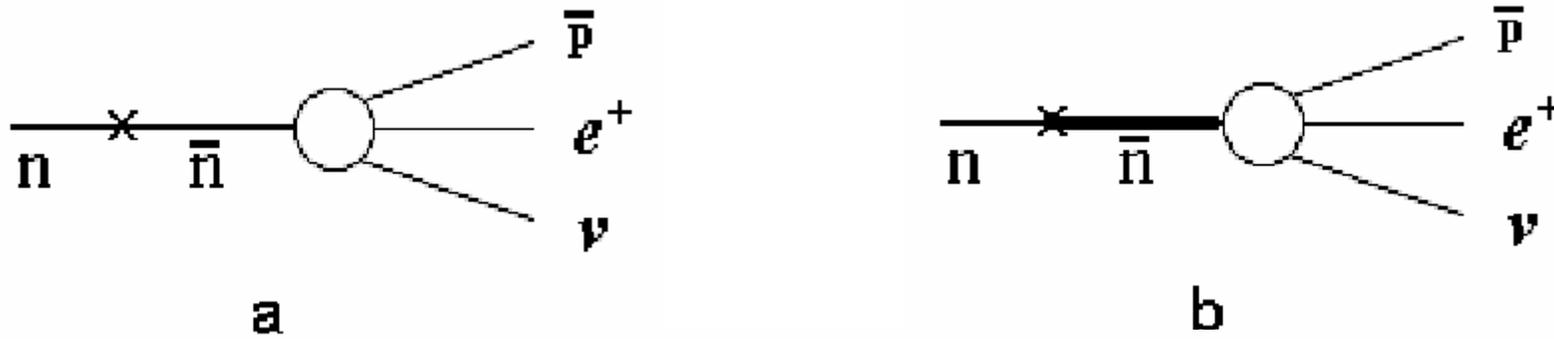


Рис. 10: (а) Распад в вакууме  $n \rightarrow \bar{n} \rightarrow \bar{p}e^+\nu$ .

Эрмитов и феноменологический гамильтонианы имеют вид

$$\mathcal{H}_I = \epsilon \bar{\Psi}_{\bar{n}} \Psi_n + H.c. + \mathcal{H}_h^\beta,$$

$$\mathcal{H}_I = \epsilon \bar{\Psi}_{\bar{n}} \Psi_n + H.c. - i \frac{\Gamma_\beta}{2} \bar{\Psi}_{\bar{n}} \Psi_{\bar{n}}.$$

Для феноменологической модели полная вероятность  $n\bar{n}$ -перехода:

$$W_t^\beta(t) = -2\text{Im}\epsilon G\epsilon t \approx 4\epsilon^2 t / \Gamma_\beta,$$

$\Gamma_\beta t \gg 1$ .  $n\bar{n}$ -переход драматически подавлен распадом в конечном состоянии:

$$W_t^\beta(t) / W_f(t) \sim 1 / \Gamma_\beta t \ll 1.$$

Очевидно, это неправильно, так как состояние промежуточного  $\bar{n}$  совпадает с конечным состоянием  $n\bar{n}$ -перехода в вакууме и, следовательно,  $\beta^+$ -распад не может влиять на подпроцесс  $n\bar{n}$ -конверсии.

Причина в неунитарности  $S$ -матрицы. Решение получено из формулы:

$$W_t(t) = 1 - |U_{ii}(t)|^2 \approx 2\text{Im}T_{ii}(t),$$

где  $U(t)$  - оператор эволюции,  $U_{ii}(t) = 1 + iT_{ii}(t) = \langle n(0) | n(t) \rangle$ .

Так как  $\mathcal{H}$  неэрмитов, то

$$(U(t)U^+(t))_{fi} = \delta_{fi} + \alpha_{fi}(t),$$

$\alpha_{fi} \neq 0$ , что дает

$$W_t(t) = \sum_{f \neq i} |T_{fi}(t)|^2 \approx 2\text{Im}T_{ii}(t) + \alpha_{ii}(t) \neq 2\text{Im}T_{ii}(t),$$

поскольку величина  $2\text{Im}T_{ii}$  крайне мала:

$$2\text{Im}T_{ii}(t_0) = \frac{4\epsilon^2 t_0}{\Gamma} < 10^{-31}.$$

Следовательно, базовое уравнение (1) и результаты, полученные с его помощью, неверны.  $S$ -матрица должна быть унитарной.

Если задача описывается уравнением типа Шредингера (а не системой уравнений)

$$(i\partial_t - H_0 - U_{\bar{n}})\bar{n} = 0, \quad 1 = |U_{ii}|^2 + W_{\text{Sch}},$$

то накладывается дополнительное условие сохранения вероятности что унитаризует задачу.

# Обобщения и выводы

Модель с неэрмитовым гамильтонианом описывает только канал с  $\bar{n}$  в конечном состоянии:

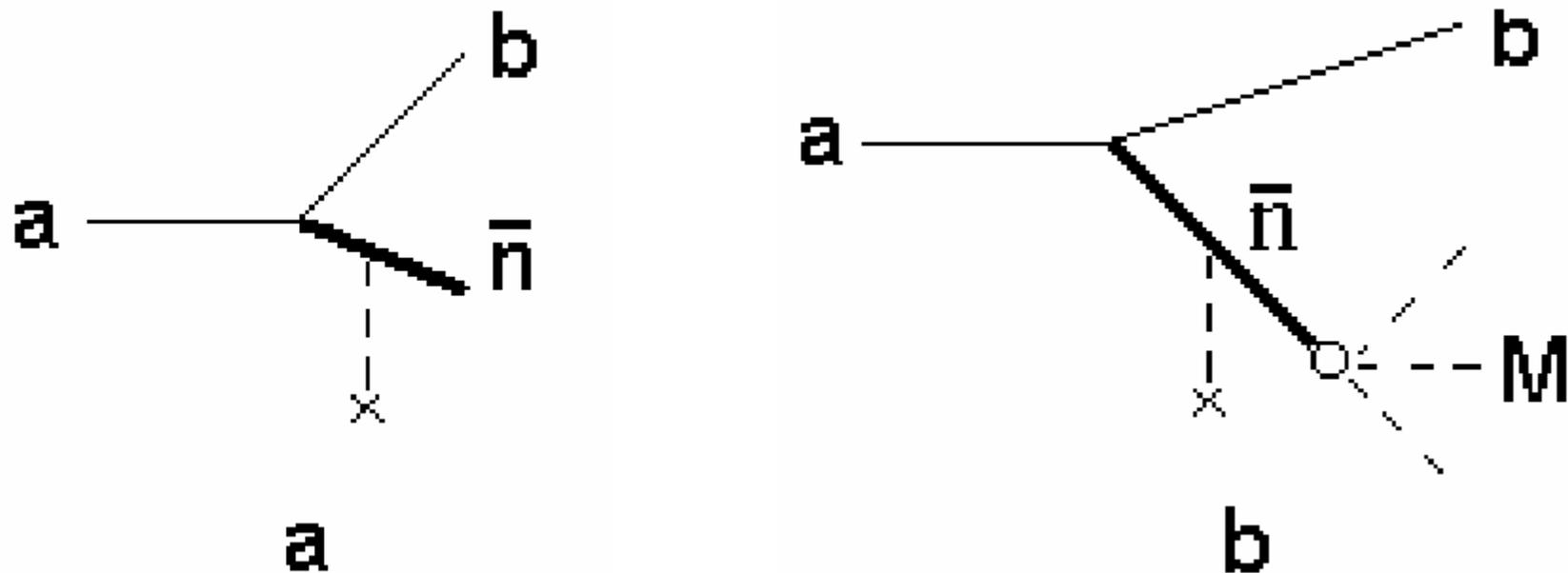


Рис. 11: (а) Распад  $a \rightarrow b + \bar{n}$  в среде без учета аннигиляции. (б) То же что и на рис. (а), но с учетом аннигиляции. Аннигиляция  $\bar{n}$  изображена кружком.

Для более сложных реакций и распадов выводы аналогичны.

Для поглощения в промежуточном состоянии феноменологическая модель дает только качественное описание.

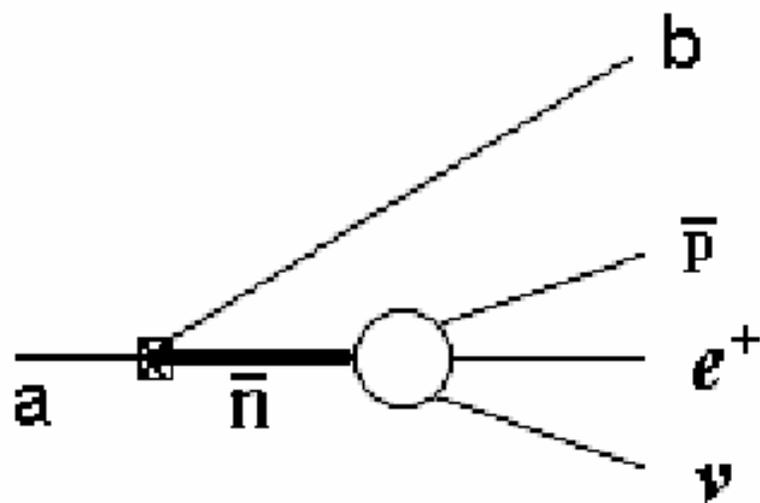


Рис. 12: Распад  $a \rightarrow b + \bar{n} \rightarrow b + \bar{p} + e^+ + \nu$  в среде. Жирная линия отвечает аннигиляции  $\bar{n}$  в промежуточном состоянии.

Основной вывод:

Поглощение в конечном состоянии не приводит к подавлению процесса.

### 3. Три новых модели

Показано, что  $W_t \sim \Gamma$  (а не  $W_t \sim 1/\Gamma$ ) и  $S$ -матрица должна быть унитарной. Предлагаются 3 модели, удовлетворяющие этим требованиям.

Расчет с помощью диаграммной техники

Модель

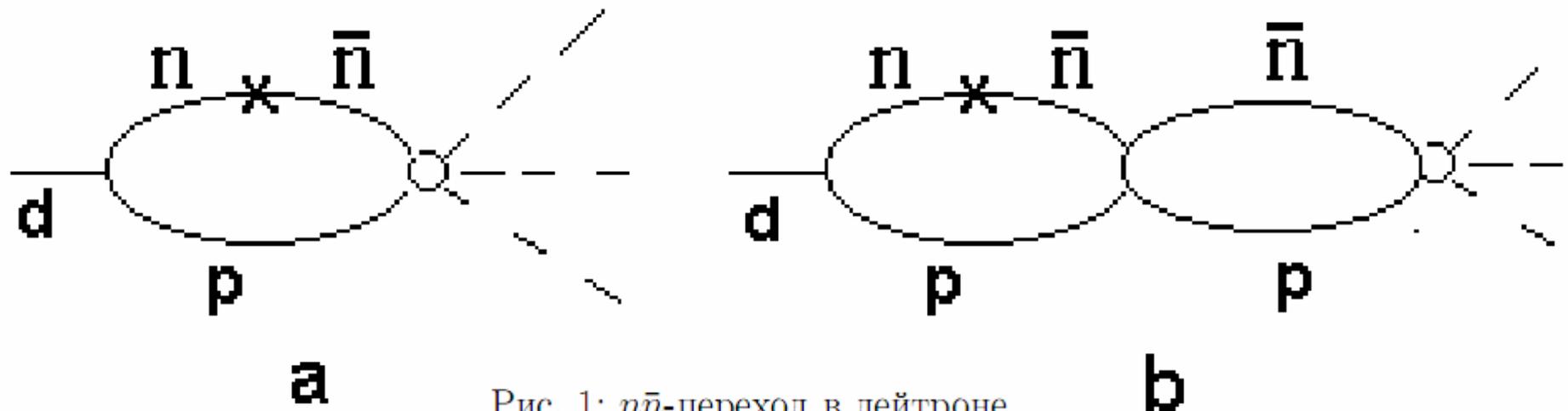


Рис. 1:  $n\bar{n}$ -переход в дейтроне

При низких энергиях вакуумное сечение  $\bar{n}N$ -аннигиляции  $\sigma_a$  больше сечения упругого рассеяния

$$\sigma_a > 2.5\sigma_s,$$

поэтому доминирует первая диаграмма.

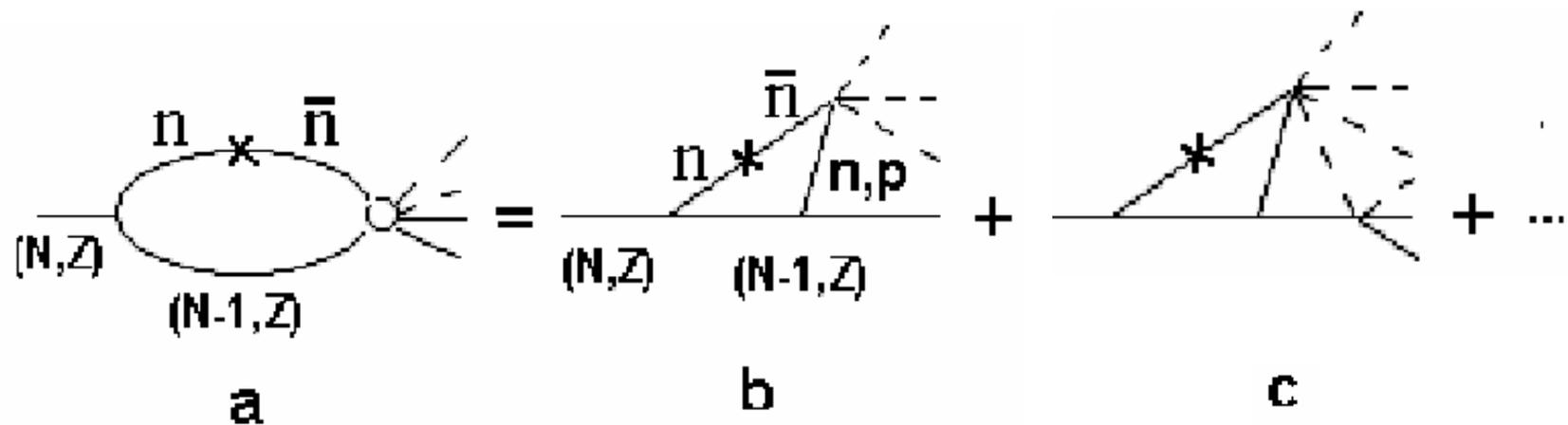


Рис. 2:  $n\bar{n}$ -переход, аннигиляция в ядрах

Амплитуда для рис.1a и 2a

$$M^{(n)} = -\frac{im^2 m_B}{2\pi^4} \epsilon \int d\mathbf{q} dE \frac{M(q) M_a^{(n)}(m_A)}{(\mathbf{q}^2 - 2mE - i0)^2 [\mathbf{q}^2 + 2m_B(E + E_n) - i0]}$$

Петля режется пропагаторами, их три.

Для нижней границы на период  $n\bar{n}$ -осцилляций в вакууме получено

$$\tau_{min} = 1.1 \cdot 10^8 \text{ с.}$$

Потенциальная модель дает

$$\tau_{min} = (0.7 - 1.5) \cdot 10^8 \text{ с.}$$

Модель оказалась плохой и приводится только по следующей причине: а) Подобный расчет был повторен...Но в том, что она не годится сознался только я и, следовательно, надо показать что в ней плохо.

# Модели с голым и одетым пропагаторами

## $\bar{n}N$ аннигиляция

$\mathcal{H}_{\bar{n}N}$  - гамильтониан  $\bar{n}N$  взаимодействия. Амплитуда аннигиляции  $M$ :

$$\langle M | T \exp(-i \int dx \mathcal{H}_{\bar{n}N}(x)) - 1 | \bar{n}N \rangle = N_a (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) M.$$

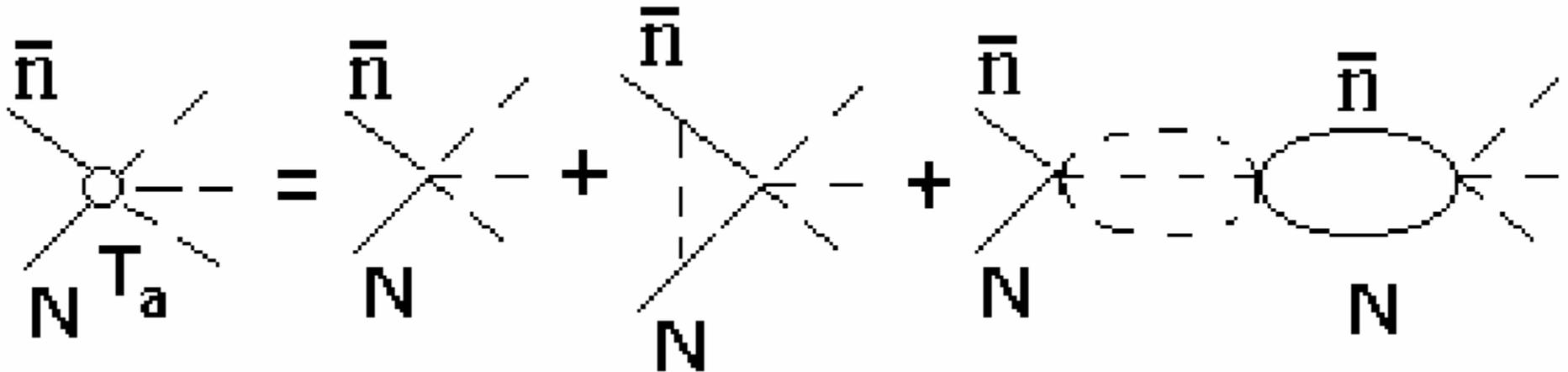


Рис. 1:  $\bar{n}N$  аннигиляция в вакууме

## Амплитуда аннигиляции в среде

$$\langle M0 | T \exp(-i \int dx \mathcal{H}(x)) - 1 | 0\bar{n}_p \rangle = N_a (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) M.$$

Здесь  $|0\bar{n}_p\rangle$  - состояние среды, содержащей антинейтрон с 4-импульсом  $p$ ,  $\langle M |$  - обозначает продукты аннигиляции,  $N$  - включает нормировочные множители;  $\mathcal{H}$  - гамильтониан взаимодействия  $\bar{n}$ -среда. Для него возьмем модель

$$\mathcal{H} = V \bar{\Psi}_{\bar{n}} \Psi_{\bar{n}} + \mathcal{H}_a$$

$\mathcal{H}_a$ -эффективный гамильтониан аннигиляции в представлении вторичного квантования,  $V$  - потенциал  $\bar{n}$ .

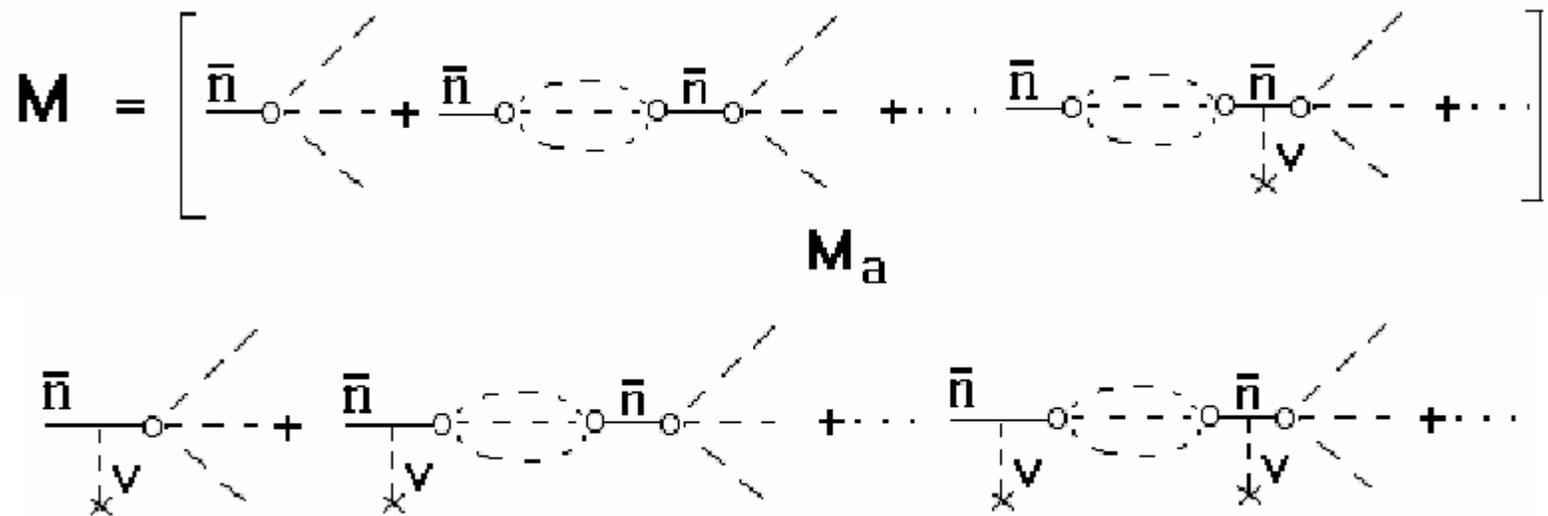


Рис. 2: Аннигиляция антинейтрона в среде. Аннигиляционная вершина показана кружком.

# $n\bar{n}$ переход в среде

$$n \rightarrow \bar{n} \rightarrow M.$$

Гамильтониан взаимодействия

$$\mathcal{H}_I = \mathcal{H}_{n\bar{n}} + \mathcal{H}.$$

$\mathcal{H}_{n\bar{n}}$  - гамильтониан  $n\bar{n}$ -перехода.

С помощью формальных разложений в низшем порядке по  $\mathcal{H}_{n\bar{n}}$  для амплитуды однозначно имеем

$$M_{3a} = \epsilon \frac{1}{\epsilon_n - \mathbf{p}_n^2/2m - U_n + i0} M \sim \frac{1}{0}.$$

Амплитуда аннигиляции антинейтрона  $M$  определена выше. Пропагатор  $\bar{n}$  автоматически голый поскольку все взаимодействия  $\bar{n}$ -среда, заканчивающиеся аннигиляцией включены в  $M$ . Это модель с голым пропагатором. Ей отвечает рис. 3а.

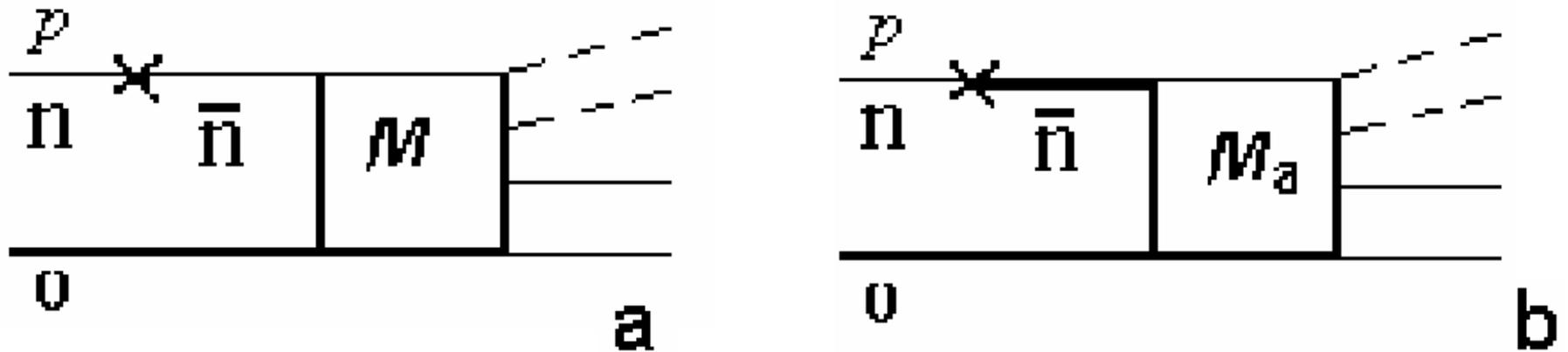


Рис. 3: Модели с голым (а) и одетым (b) пропагаторами

## Модель с одетым пропагатором

Гамильтониан взаимодействия тот же, что и для модели с голым пропагатором:

$$\mathcal{H}_I = \mathcal{H}_{n\bar{n}} + V\bar{\Psi}_{\bar{n}}\Psi_{\bar{n}} + \mathcal{H}_a.$$

Включим потенциал  $V$  в пропагатор антинейтрона  $G^m$ :

$$G^m = G_0^m + G_0^m V G_0^m + \dots = \frac{1}{(1/G_0^m) - V} = -\frac{1}{V},$$
$$G_0^m = \frac{1}{\epsilon_n - \mathbf{p}_n^2/2m - U_n + i0} \sim \frac{1}{0}.$$

Для амплитуды всего процесса  $M$  получим  $M = -\epsilon G^m M_a = \epsilon \frac{1}{V} M_a$ .

Здесь  $M_a$  - амплитуда аннигиляции виртуального антинейтрона с массой  $m - V$ . Поскольку часть вз-ия включена в пропагатор, то  $M_a$  является усеченной по сравнению с  $M$  (см. рис. 2).

Как вычислять  $M_a$  - не ясно. Это главный недостаток модели с одетым пропагатором. Для оценок положим

$$M_a = M$$

Тогда для ширины распада  $\Gamma_f$  получим  $\Gamma_f = \frac{\epsilon^2}{V^2} \Gamma$ .

Если  $V \rightarrow 0$ , то  $\Gamma_f$  квадратично расходится (приходим к модели с голым пропагатором).

Модель дает ограничение в пять раз более сильное, чем потенциальная модель при тех же значениях параметров:

$$\tau_{\min}^d = (3.5 - 7.5) \cdot 10^8 \text{ с.}$$

Этот результат будет нижней границей. Верхней будет отвечать случай  $V = 0$ .

## Сравнение моделей

1. В модели с одетым пропагатором приближение  $M_a = M$ , строго говоря, неконтролируемо.
2. Параметр  $V$  неопределен.
3. Поскольку  $\sigma_a > 2.5\sigma_s$ , то в первом взаимодействии  $\bar{n}$ -среда происходит аннигиляция. Потенциал  $V$  просто не успевает "наработаться". Физика модели с одетым пропагатором представляется неправильной.
4. Амплитуда модели с голым пропагатором сингулярна.

## 4. Низкоплотностное приближение как тест для моделей сложных процессов в ядрах

Для модели с голым пропагатором ответ будет отличаться на 15 порядков (но не на  $\infty!$ ), поэтому рассмотрим вопрос об адекватности этой модели, т.е. вопрос о собственной энергии  $\bar{n}$ .

### Модель с учетом только аннигиляционной вершины

Рассмотрим  $\bar{n}N$ -аннигиляцию и возьмем гамильтониан  $\mathcal{H}_{\bar{n}N} = \Phi_M^* g_a \Psi_{\bar{n}} \Psi_N$ , где  $\Phi_M$  - обозначает поля мезонов.

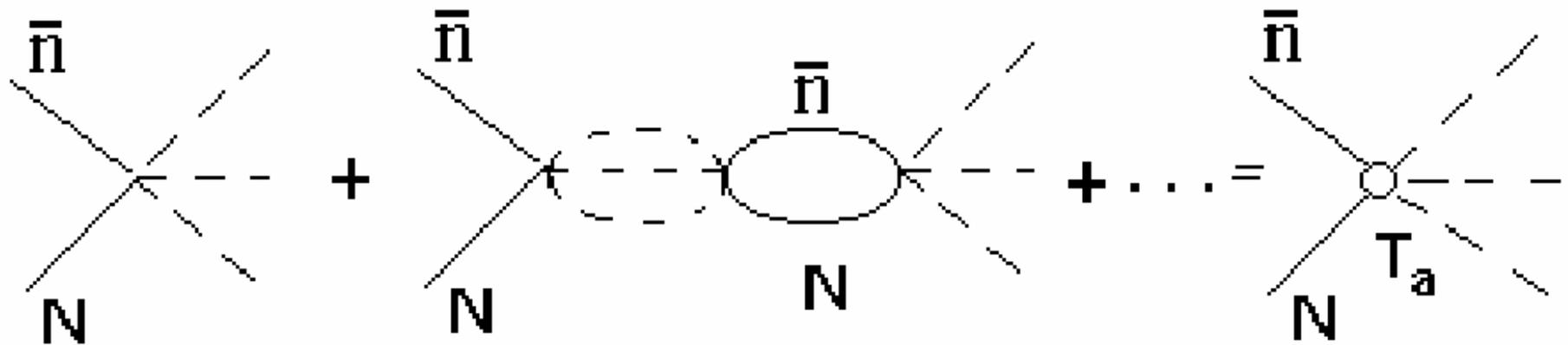


Рис. 1:  $\bar{n}N$ -аннигиляция.

Аннигиляция в среде для того же гамильтониана  $\bar{n}N$ -взаимодействия

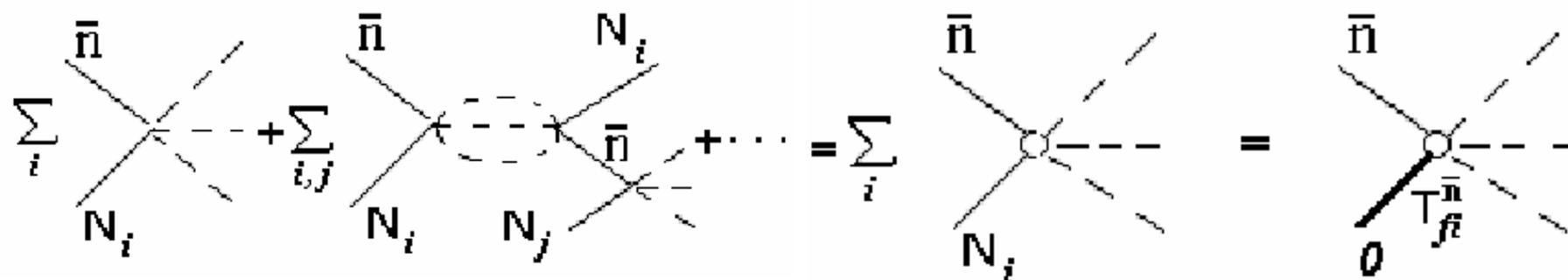


Рис. 2: Аннигиляция антинейтрона в среде.

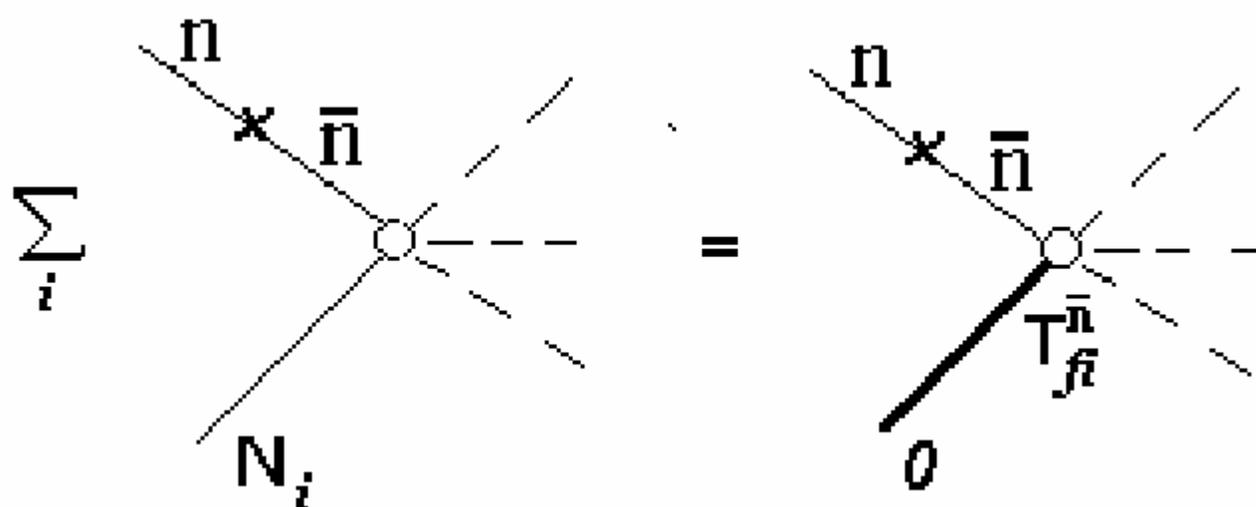


Рис. 3:  $n\bar{n}$ -переход, аннигиляция в среде.

Рассмотренная модель является разумной поскольку  $\sigma_a > 2.5\sigma_s$ . Вопросы, связанные с собственной энергией, не возникают в принципе. **Пропагатор антинейтрона голый.**

$\Sigma$  генерируется взаимодействием в промежуточном состоянии. Для его изучения предлагается использовать газовое приближение. Получены формулы, которые могут служить тестом для любых моделей сложных процессов в ядрах (реакций, распадов,  $n\bar{n}$ -перехода). Для распада в среде

$$a \rightarrow \pi^0 \bar{n} \rightarrow \pi^0 M$$

рассмотрим модели с голым (рис. а) и одетым (рис. б) пропагаторами.

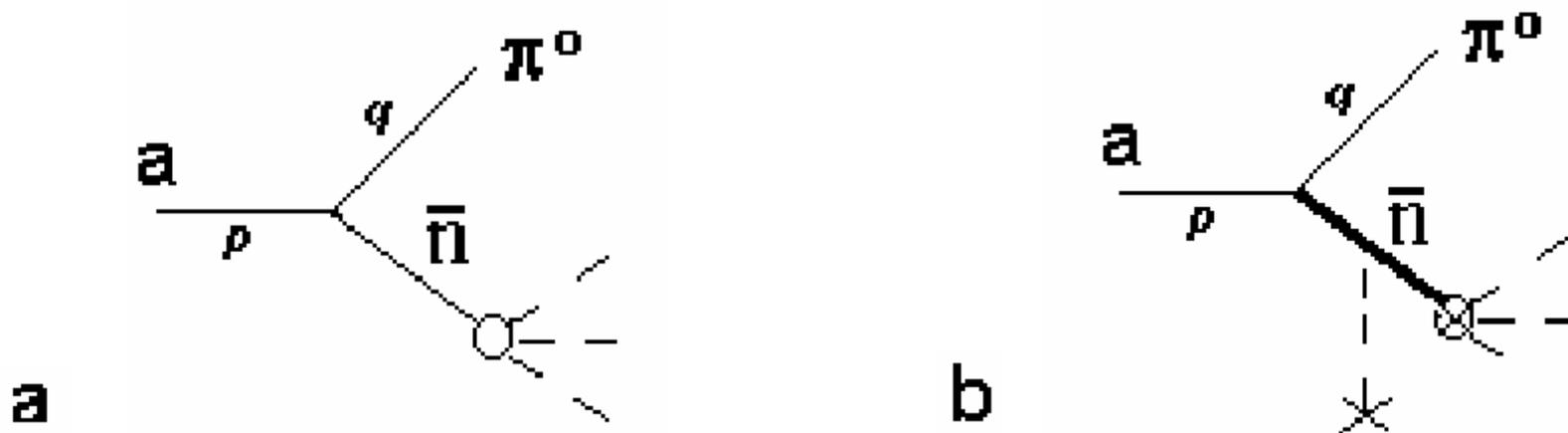


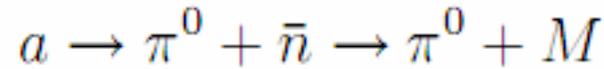
Рис. 4: **а** Распад  $a \rightarrow \pi^0 + \bar{n} \rightarrow \pi^0 + M$  в ядерной материи. **б** То же, что и **а**, но с одетым пропагатором

Рис. б означает, что аннигиляция включается после того, как наработается  $\Sigma \neq 0$ . Это противоречит соотношению:

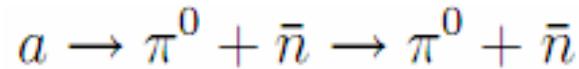
$$\sigma_a > 2.5\sigma_s, \quad \frac{\sigma_a}{\sigma_t} > 0.7.$$

Должна воспроизводиться конкуренция между упругим и неупругим взаимодействиями в промежуточном состоянии. Диаграмма а воспроизводит этот эффект.

Для распада в среде имеют место каналы аннигиляции



и рассеяния



Пусть  $\Gamma_a$ ,  $\Gamma_s$  - ширины этих каналов;  $\Gamma_t = \Gamma_a + \Gamma_s$ . Показано что

$$\frac{d\Gamma_a/dq}{d\Gamma_t/dq} = \frac{\sigma_a}{\sigma_t} > 0.7,$$

где  $q$  - модуль 3-импульса  $\pi^0$ . Аналогичные соотношения получены для реакций и  $n\bar{n}$ -перехода. Модель с голым пропагатором является разумной со всех точек зрения, кроме сингулярности  $S$ -матричной амплитуды.

## 5. Расчет для модели с голым пропагатором

$n\bar{n}$ -переходы с  $\bar{n}$  в конечном состоянии

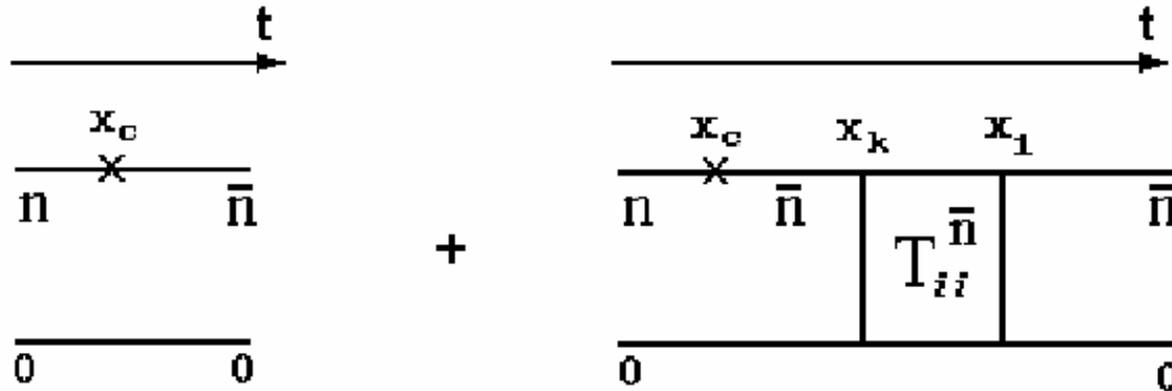


Рис. 5:  $n\bar{n}$ -переход в среде с  $\bar{n}$  в конечном состоянии.

Гамильтониан взаимодействия тот же, что и раньше  $\mathcal{H}_I = \mathcal{H}_{n\bar{n}} + \mathcal{H}$ .

Введем оператор эволюции  $U(t, 0) = I + iT(t, 0)$ . В низшем порядке по  $\epsilon$ :

$$\langle \bar{n}0 | U(t, 0) - I | 0n \rangle = iT_{\bar{n}n}(t, 0) = -i \langle \bar{n}_p 0 | \int_0^t dt_c H_{n\bar{n}}(t_c) + T^{\bar{n}}(t, 0) \int_0^{t_c} dt_c H_{n\bar{n}}(t_c) | 0n_p \rangle,$$

$$T^{\bar{n}}(t, t_c) = T \exp\left(-i \int_{t_c}^t dt_1 H(t_1)\right) - 1 = \sum_{k=1}^{\infty} (-i)^k \int_{t_c}^t dt_1 \dots \int_{t_c}^{t_{k-1}} dt_k H(t_1) \dots H(t_k).$$

Отличие в пределах интегрирования по  $t$ . Если взять  $H = V = \text{const}$ , то все легко считается и воспроизводятся все результаты потенциальной модели:

1. Вероятность найти  $\bar{n}$ :  $W_{\bar{n}}(t, 0) = |T_{\bar{n}n}(t, 0)|^2$ .
2. Полная вероятность  $n\bar{n}$ -перехода:  $W_t(t, 0) = 1 - |U_{ii}(t, 0)|^2 \approx 2\text{Im}T_{ii}(t, 0)$ , где  $U_{ii}(t, 0) = \langle n_p 0 | U(t, 0) | 0n_p \rangle$ .

$n\bar{n}$ -переход, аннигиляция

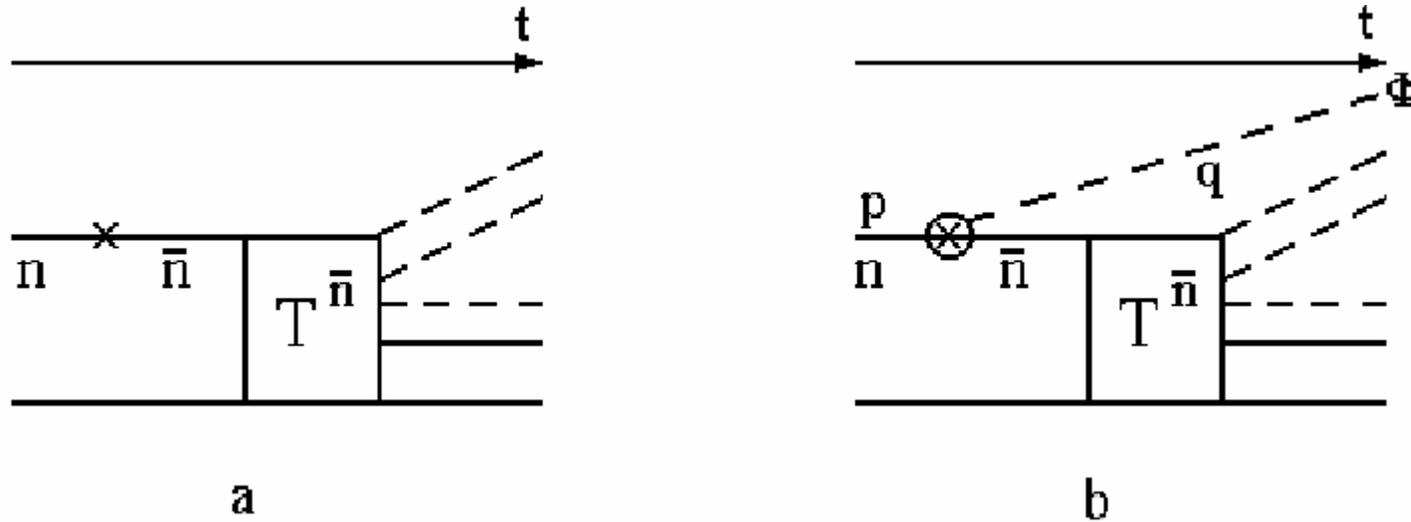


Рис. 6: (а)  $n\bar{n}$ -переход, аннигиляция в среде. (б) То же, что и на рис. (а), но с испусканием частицы в вершине  $n\bar{n}$ -перехода.

$$T_{fi}(t) = - \langle \Phi_q f 0 | \sum_{k=1}^{\infty} T_k(t) \int_{-t/2}^{t_k} dt_c H'_{n\bar{n}}(t_c) | 0 n_p \rangle,$$

$$T_k(t) = (-i)^k \int_{-t/2}^{t/2} dt_1 \dots \int_{-t/2}^{t_{k-1}} dt_k H(t_1) \dots H(t_k).$$

Расчет является стандартным

$$\Psi_n(x) | n_p \rangle = \Psi_n(x) b^+(p) | 0 \rangle = N_n e^{-ipx} | 0 \rangle,$$

и т.д. вплоть до интегрирования по  $t$ . Приходим к выражению

$$T_{fi}(t) = -i\epsilon' N_n N_\Phi \langle f0 | \sum_{k=1}^{\infty} (-i) T_{k-1}(t) \int_{-t/2}^{t_{k-1}} dt_k \int d^3 x_k \mathcal{H}'(x_k) e^{i(\mathbf{p}-\mathbf{q})\mathbf{x}_k} I(t_k) | 0 \rangle,$$

$$I(t_k) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_0}{2\pi} \int_{-t/2}^{t_k} dt_c \frac{1}{k_0 - m_{\bar{n}} - (\mathbf{p} - \mathbf{q})^2/2m_{\bar{n}} + i0} e^{-ik_0 t_k} e^{it_c(q_0 - p_0 + k_0)}.$$

С этого места расчет диаграмм рис. 2а и рис. 2б существенно различен. Пусть  $q \neq 0$ . Тогда, если  $t \rightarrow \infty$ , то придем к  $S$ -матричной амплитуде. Но если  $q = 0$  и  $t \rightarrow \infty$ , то получим  $1/0$ . Поэтому предельный переход  $t \rightarrow \infty$  **не делается**. Считаем без приближений, но иначе, в частности меняем порядок интегрирования по  $t$ :

$$\int_{-t/2}^{t/2} dt_1 \dots \int_{-t/2}^{t_{k-1}} dt_k \int_{-t/2}^{t_k} dt_c f(t_1, \dots, t_c) = \int_{-t/2}^{t/2} dt_c \int_{t_c}^{t/2} dt_1 \dots \int_{t_c}^{t_{k-1}} dt_k f(t_1, \dots, t_c).$$

Окончательно

$$T_{fi}(t) = -\epsilon \int_0^t dt_c i T_{fi}^{\bar{n}}(t - t_c),$$

$$i T_{fi}^{\bar{n}}(t - t_c) = i T_{fi}^{\bar{n}}(\tau) = \langle f | T \exp(-i \int_{t_c}^t dt_1 H(t_1)) - 1 | 0 \bar{n}_p \rangle.$$

Здесь  $T_{fi}^{\bar{n}}(\tau)$  - матричный элемент аннигиляции антинейтрона в среде **за время**  $\tau = t - t_c$ .

## Временная зависимость

Аннигиляция  $\bar{n}$  в ядерной материи может рассматриваться как распад одночастичного состояния с характерным временем  $\tau_a \sim 1/\Gamma$ . Соответственно,  $T_{fi}^{\bar{n}}(\tau)$  может интерпретироваться как матрица распада  $\bar{n}$ -ядерного состояния. Очевидно, что при  $\tau \gg 1/\Gamma$

$$\sum_{f \neq i} |T_{fi}^{\bar{n}}|^2 = 1,$$

а матрица распада выходит на асимптотический режим:

$$T_{fi}^{\bar{n}}(\tau \gg \tau_a) \approx T_{fi}^{\bar{n}}(\infty) = \text{const.}$$

Тогда, при больших  $t$

$$t \gg 1/\Gamma$$

подпроцесс аннигиляции можно рассматривать как мгновенный и

$$T_{fi}(t) = -\epsilon \int_0^t dt_c i T_{fi}^{\bar{n}}(t - t_c) \approx -i\epsilon \int_0^t dt_c T_{fi}^{\bar{n}}(\infty) = -i\epsilon t T_{fi}^{\bar{n}}.$$

Вероятность всего процесса

$$W_a(t) = \sum_{f \neq i} |T_{fi}(t)|^2 \approx \epsilon^2 t^2 \sum_{f \neq i} |T_{fi}^{\bar{n}}|^2 = \epsilon^2 t^2.$$

Благодаря аннигиляционному каналу,  $W_a$  практически совпадает с вероятностью  $n\bar{n}$ -перехода в вакууме.

Инфракрасные расходимости - следствие неправильной постановки задачи. Они говорят о том, что **нет асимптотического режима** и задача должна формулироваться на конечном временном интервале.

## Сравнение моделей

1. В модели с одетым пропагатором  $W_a \sim t$  тогда как  $W_f \sim t^2$ . **Временная зависимость для процессов в вакууме и в среде различна.** В модели с голым пропагатором она одинакова:  $W_a \sim W_f \sim t^2$ .

2. Модель с голым пропагатором воспроизводит все результаты по осцилляциям частиц. В модели с одетым пропагатором это невозможно, поскольку это модель распада, а не осцилляций.

3. Модель с голым пропагатором воспроизводит конкуренцию между упругим рассеянием и аннигиляцией в промежуточном состоянии.

4. Если ограничиться только вершиной аннигиляции то пропагатор обязан быть голым.

## Ограничение на период $n\bar{n}$ -осцилляций

$$\tau_{min}^b = 10^{16} \text{ лет,}$$

что на 15 порядков превосходит ограничение, полученное в рамках модели с одетым пропагатором.

**А что следовало ожидать от  $1/0$ ? 15 порядков не  $\infty$ .**

## Поправки и другие процессы с не сохранением барионного числа

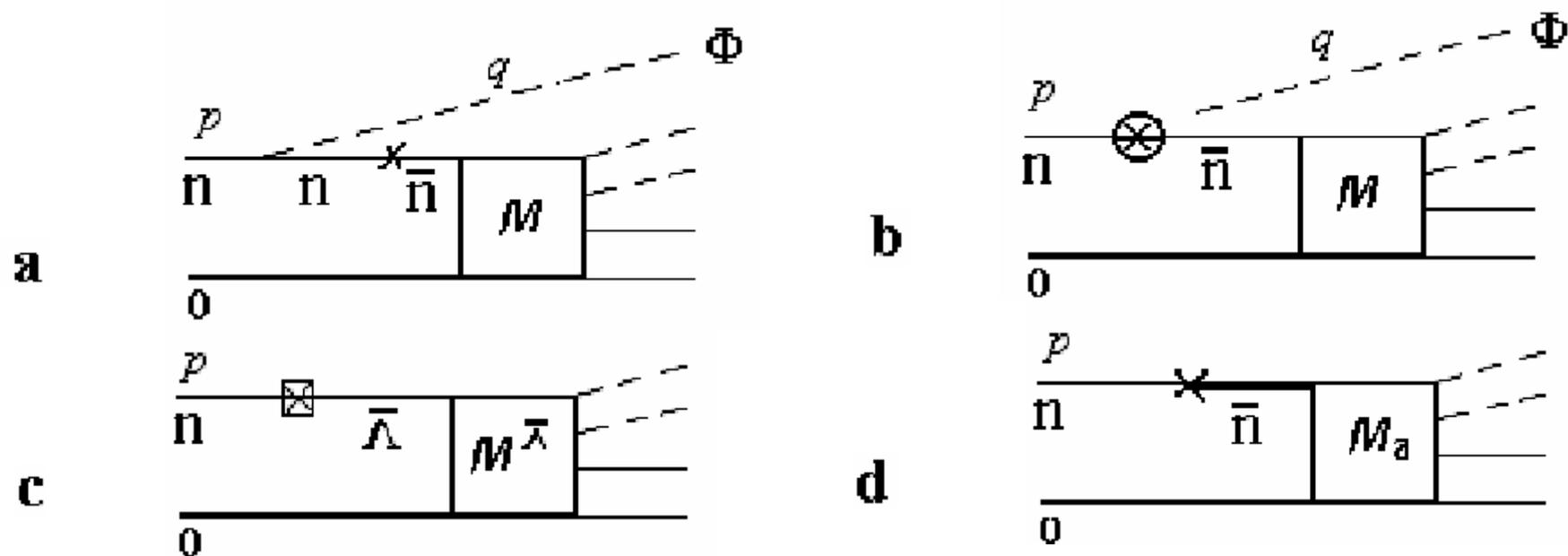


Рис. 7: **a** Рождение мезона,  $n\bar{n}$ -переход. **b** и **c** Другие процессы с не сохранением барионного числа. **d** Модель с одетым пропагатором.

Для модели с одетым пропагатором рис. 3d вкладом поправки рис.3a можно пренебречь, поскольку:

$$\frac{\Gamma_{3a}}{\Gamma_{3d}} = \frac{V^2}{m_\Phi^2} \ll 1.$$

Оценить вклад рис.3b, 3c нельзя поскольку неизвестны константы связи.

В модели с голым пропагатором зависимость от времени квадратична  $W_a \sim t^2$ . Для всех диаграмм рис.3 зависимость от времени линейна. Поэтому при  $t \gg 1/\Gamma$  для модели с голым пропагатором вкладом всех диаграмм 3 можно пренебречь.

## Сравнение моделей

Модель с одетым пропагатором дает ограничение в пять раз более сильное, чем потенциальная модель:

$$\tau_{\min}^d = (3.5 - 7.5) \cdot 10^8 \text{ с.}$$

Модели с голым пропагатором отвечает нулевая передача импульса и, как следствие, сингулярность  $S$ -матричной амплитуды. Уже отсюда ясно, что можно ожидать и других сюрпризов, в частности, другой временной зависимости. Обратная ситуация была бы странной. С этой точки зрения ограничение

$$\tau_{\min}^b = 10^{16} \text{ лет,}$$

не удивительно. Однако, задача **неустойчива**. Не модель, а сам процесс, как неустойчиво положение карандаша на острие. Можно получить эффективную передачу

$$q \neq 0$$

за счет некоторого неучтенного процесса или неадекватности модели. Поэтому, модели с голым и одетым пропагаторами и их результаты могут рассматриваться как предельные случаи, дающие верхнюю и нижнюю границы.

## Основные результаты

- 1) Модель аннигиляции антинуклонов на легких ядрах с ядром в фиксированном конечном состоянии. Конкретные расчеты в рамках модели, указанной выше. Сравнение с экспериментом.
- 2) Расчеты распределений по множественностям пионов в инклюзивной  $\bar{N}$ -ядерной аннигиляции; сравнение с экспериментом.
- 3) Изучение эффекта изменения относительной вероятности каналов вакуумного адрон-нуклонного взаимодействия в ядерной среде, обусловленного упругим перерасеянием в конечном состоянии.
- 4) Изучение роли эффекта поглощения в промежуточном и конечном состояниях для сложных процессов в ядрах. Показано, что поглощение в конечном состоянии не приводит к подавлению канала, отвечающего поглощению, а также полной вероятности процесса. Расчет с помощью унитарной  $S$ -матрицы должен приводить к увеличению соответствующих величин. Это относится к реакциям, распадам и  $ab$ -переходам в целом.
- 5) Определение области применимости стандартной модели поглощения частиц, основанной на оптическом потенциале.
- 6) Формулы, связывающие вероятности различных каналов для процессов в ядре в низкоплотностном пределе и относительные вероятности соответствующих каналов вакуумного адрон-нуклонного взаимодействия.
- 7) Подход, свободный от инфракрасных расходимостей.
- 8) Разработка и изучение двух новых моделей  $n\bar{n}$ -переходов в среде, не использующих концепцию оптического потенциала.
- 9) Исследование роли поправок и других процессов с не сохранением барионного числа.