ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3830

А.В.Тарасов

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СОУДАРЕНИЯХ НУКЛОНОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ ЛОУ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

P2 - 3830

7343/2 ч

А.В.Тарасов

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СОУДАРЕНИЯХ НУКЛОНОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ ЛОУ

Направлено в ЯФ

В предыдущей работе автора [1] получена амплитуда тормозного излучения в нуклон-нуклонных столкновениях (NNB) в приближении Лоу.

Здесь, используя результаты работы [1], мы выразим наблюдаемые в NNB через наблюдаемые NN-рассеяния.

Употребляемые обозначения всюду совпадают с обозначениями работы [1].

1. *Сечение процесса* ***NNB*** *в приближении Лоу*

Дифференциальное сечение NNB связано с матричным элементом (8) работы [1] соотношением

$$\frac{d^4\sigma^B}{d\Omega\, dO\, d\omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2}\,\beta\,\omega\,\sum_{\lambda} \mathrm{Sp}\, M^{\lambda}\rho M^{\lambda+}\,, \tag{1}$$

где $d\Omega = 2\pi\, d\cos\theta\,, \quad dO = d\phi\, d\cos\nu\,,$

ρ – поляризационная матрица плотности сталкивающихся нуклонов.

$$\beta = \beta(E,\omega,\theta,\nu,\phi) = \frac{|\vec{p}_2 - \vec{q}_2|^3}{v\{|\vec{p}_2-\vec{q}_2|^2(2E-\omega)+[(\vec{p}_2\vec{k})-(\vec{q}_2\vec{k})][E(\vec{p}_2)-E(\vec{q}_2)]\}}$$

$$\beta_{\omega\to 0} = 1 - \frac{\omega m^2}{2Ep^2} + O(\omega^2)\,.$$

Индексом "В" условимся обозначать наблюдаемые величины, относящиеся к тормозному излучению. Наблюдаемые величины без индекса относятся к упругому процессу.

В дальнейшем первые будут выражены через последние.

Рассмотрим простой случай, когда поляризованы, например, только нуклоны мишени (нуклоны 2).

В этом случае

$$\rho = \frac{1}{4} \left(I + \vec{\sigma}^{2} \vec{P} \right), \tag{3}$$

где $\vec{P}$ – поляризация частиц мишени.

Вводя обозначения

$$\begin{aligned} \sigma_0^B &= \frac{\omega}{4} \sum_\lambda \operatorname{Sp} M^\lambda M^{\lambda +}, \\ \sigma_0^B \, \mathcal{A}_i^{2B} &= \frac{\omega}{4} \sum_\lambda \operatorname{Sp} M^\lambda \sigma_i^2 M^{\lambda +}, \end{aligned} \tag{4}$$

получим

$$\begin{aligned} \omega \sum_\lambda \operatorname{Sp} M^\lambda \rho M^{\lambda +} &= \sigma_0^B \left(1 + \sum_i P_i \mathcal{A}_i^{2B} \right) = \\ &= \sigma_0^B \left(1 + P_n \mathcal{A}_n^{2B} + P_m \mathcal{A}_m^{2B} + P_\rho \mathcal{A}_\rho^{2B} \right). \end{aligned} \tag{5}$$

У вектора асимметрии $\mathcal{A}_i^B$,в отличие от случая упругого рассеяния, все три компоненты не равны нулю.

Ортогональная к плоскости рассеяния (плоскость, образованная векторами p_1 и $p_2 - q_2$) компонента $\mathcal{A}_n^B$, как и в упругом рассеянии, определяет право-левую асимметрию вылета нуклонов (при условии, что излучение фотона мало сказывается на направлении движения вылетающих нуклонов)

$$\frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} = P_n\, \mathcal{G}_n^{B} . \qquad (6)$$

Параллельные указанной плоскости компоненты, которые в силу сохранения четности пропорциональны $\cos\nu$, определяют вверх-вниз (по отношению к данной плоскости) асимметрию вылета фотонов

$$\frac{\sigma(\nu) - \sigma(\pi - \nu)}{\sigma(\nu) + \sigma(\pi - \nu)} = P_m\, \mathcal{G}_m^{B}(\nu) + P_\ell\, \mathcal{G}_\ell^{B}(\nu) . \qquad (7)$$

В приближении Лоу получаются следующие выражения для σ_0^B и $\mathcal{G}_i^B$:

$$\sigma_0^B = \left(\frac{T}{\omega} + A \frac{1}{E} \frac{\partial}{\partial E} E^2 + A' \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \sigma_0 ; \qquad (8)$$

$$\mathcal{G}_m^{2\,B} = \left(I + \frac{\omega A}{T} E \frac{\partial}{\partial E} + \frac{\omega A'}{T} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \mathcal{G}_n ; \qquad (9)$$

$$\mathcal{G}_m^{2\,B} = \frac{\omega}{T} (M - N - P + Q)\, \mathcal{G}_n ; \qquad (10)$$

$$\mathcal{G}_\ell^{2\,B} = \frac{\omega}{T} (K + R - L - S)\, \mathcal{G}_n . \qquad (11)$$

Здесь σ_0 и $\mathcal{G}_n$ - дифференциальное сечение и параметр асимметрии упругого процесса, сопоставленного данному неупругому соотношениями (3) работы /1/. $T, A, A', K, L, M, N, P, Q, R, S$ - некоторые вещественные функции кинематических переменных, конечные при $\omega \to 0$. Их связь с величинами t^λ , $A_i, A_i', K_i \ldots S_i$ показана в Приложении.

Из (8-11) видно, что в приближении Лоу сечение NNB выражается только через сечение (и его производные) некоторого упругого процесса, а компоненты вектора асимметрии NNB выражаются только через компоненту (единственную в силу сохранения четности) вектора асимметрии упругого процесса.

2. Поляризационные эффекты в NNB в приближении Лоу

Так как в приближении Лоу амплитуда NNB выражается линейно, а наблюдаемые NNB квадратично через амплитуды NN- рассеяния, в принципе не исключена возможность, чтс в простые поляризационные тензоры NNB входят такие же билинейные комбинации амплитуд NN - рассеяния, какие входят только в более сложные поляризационные тензоры упругого рассеяния.

Это позволило бы при помощи простых поляризационных измерений в NNB при малых ω получать такую же информацию об амплитудах NN - рассеяния, какая получается в более сложных поляризационных измерениях в упругом рассеянии, если последние по каким-то причинам затруднены.

В работе /2/, однако, показано, что сечение любого процесса, сопровождающегося излучением мягкого фотона, в приближении Лоу выражается только через сечение процесса без спускания фотона и производные от него по инвариантным переменным и, таким образом, не содержит новой информации об амплитудах "упругого" процесса.

Соотношение (8) находится в соответствии с этим общим результатом. А соотношения (9-11) указывают, что по крайней мере простые поляризационные измерения в NNB также не дают новой информации по сравнению с такими же измерениями в упругом рассеянии.

Интересно поэтому рассмотреть более сложные поляризационные эффекты в NNB . Результаты расчета в приближении Лоу поляризационных тензоров в NNB до второго ранга включительно приведены в Приложении.

Анализ этих результатов показывает, что компоненты любого поляризационного тензора нулевого, первого или второго ранга в NNB в приближении Лоу выражаются линейно только через компоненты аналогичного поляризационного тензора упругого процесса.

Этот результат заранее неочевиден, так как билинейные комбинации амплитуд NN-рассеяния, входящие в выражения для компонент данного поляризационного тензора (до 2-го ранга) упругого рассеяния, не исчерпывают всех возможных билинейных комбинаций этих величин.

Перейдем теперь к рассмотрению поляризационных тензоров третьего и четвертого рангов.

Легко видеть, что в силу вещественности величин $A_i, \ldots S_i$ (см. /1/) компоненты тензоров третьего ранга в NNB выражаются только через мнимые части билинейных комбинаций амплитуд NN-рассеяния ($\mathrm{Im}\, ab^*$, $\mathrm{Im}\, ac^*$ и т.д.), т.е. через $C^2_5 = 10$ величин.

Аналогично компоненты тензора четвертого ранга выражаются только через вещественные части билинейных комбинаций амплитуд NN-рассеяния ($|a|^2$, $\mathrm{Re}\, ab^*$ и т.д.), т.е. через $15 = C^2_5 + 5$ величин.

Но любой поляризационный тензор третьего ранга в NN-рассеянии имеет ровно 10 линейно независимых компонент, выражающихся только через мнимые части билинейных комбинаций амплитуд NN-рассеяния, а тензор четвертого ранга имеет ровно 15 линейно независимых компонент, выражающихся только через вещественные части билинейных комбинаций амплитуд NN-рассеяния (см., например, /3/). Отсюда следует, что утверждение о связи поляризационных тензоров двух процессов, NNB- и NN-рассеяния, в случае тензоров 3-го и 4-го рангов выполняется автоматически.

Точно так же можно показать, что для процессов $0 + \frac{1}{2} \to 0 + \frac{1}{2} + \gamma$ (например, $\pi(k) + N \to \pi(k) + N + \gamma$) компоненты тензора деполяризации и вектора асимметрии этих процессов автоматически выражаются только через компоненты аналогичных величин соответствующих упругих процессов $\pi(k) + N \to \pi(k) + N$. Сечения этих процессов связаны в силу общего утверждения работы /2/.

Таким образом, на примере двух процессов $NN \to NN\gamma$ и $0 + \frac{1}{2} \to 0 + \frac{1}{2} + \gamma$ видно, что существует взаимно однозначное соответствие между результатами поляризационных измерений в тормозном излучении при малых ω и результатами аналогичных поляризационных измерений в упругом процессе и что невозможно получать информацию, заключенную в тензорах высшего ранга упругого процесса, путем измерений более простых тензоров в тормозном излучении.

По-видимому, этот результат, как и результат работы /2/, является частным случаем более общего утверждения, связывающего значения наблюдаемых любого процесса и значения таких же наблюдаемых соответствующего тормозного процесса.

3. *Имитация Т-неинвариантных эффектов в NN-рассеянии процессом тормозного излучения*

В заключение используем результаты расчетов, приведенные в Приложении, для рассмотрения слудующего вопроса.

Известно, что для упругого NN-рассеяния из Т-инвариантности следует ряд соотношений между наблюдаемыми величинами (см. соотношения 7.14, 7.17, 7.32, 7.80, 7.83 работы /4/). Известно также, что всякий упругий процесс сопровождается тормозным излучением и экспериментально измеряется не сечение упругого процесса, а величина

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega} + \int_0^{\Delta} d\omega \int dO \frac{d\sigma^{B}}{d\Omega\, dK\, d\omega}, \tag{12}$$

где Δ определяется разрешением аппаратуры.

Поскольку Т-инвариантность не накладывает ограничений на амплитуду тормозного излучения, упомянутые соотношения могут не выполняться при учете эффектов испускания мягких γ - квантов. Ясно, что учет только первого ($\approx \frac{1}{\omega}$) члена в амплитуде тормозного излучения не может изменить эти соотношения, поскольку спиновая структура этого слагаемого та же, что и амплитуды упругого процесса. Лишь учет интерференции первого ($\approx \frac{1}{\omega}$) и второго ($\approx \omega^0$) членов амплитуды тормозного излучения приводит к отклонению от указанных соотношений.

В приближении Лоу получаются следующие соотношения:

$$\bar{\mathcal{A}} - \bar{P} = 0 + O(\Delta^2)\,; \tag{13}$$

$$(\bar{A} + \bar{R}')\cos\theta_\lambda + (\bar{R} - \bar{A}')\sin\theta_\lambda = \bar{D}_{\ell m} + \bar{D}_{m\ell} =$$
$$= \frac{\alpha}{2\pi^2}(D_{mm} - D_{\ell\ell})\int_0^\Delta d\omega \int dO\,(G + H) + O(X\Delta^2)\,; \tag{14}$$

$$\bar{P}_{\ell\ell} - \bar{\mathcal{A}}_{\ell\ell} = \bar{\mathcal{A}}_{mm} - \bar{P}_{mm} = \frac{\alpha}{\pi^2} P_{m\ell}\int_0^\Delta d\omega \int dO\; G + O(\Delta^2)\,; \tag{15}$$

$$\bar{P}_{\ell m} + \bar{\mathcal{A}}_{\ell m} = \frac{\alpha}{2\pi^2}\left[\mathcal{P} P_{mm}\int_0^\Delta d\omega \int dO\,(G + H) - P_{\ell\ell}\int_0^\Delta d\omega \int dO\,(G - H)\right] + O(\Delta^2). \tag{16}$$

Здесь $\mathcal{A}$ и P – параметры асимметрии и поляризации нуклонов, A, A', R, R' – параметры тройного рассеяния Вольфенштейна, D_{ik}, P_{ik}, $\mathcal{A}_{ik}$ – компоненты тензоров деполяризации, корреляции поляризаций и асимметрии. θ_λ – угол рассеяния в л.с. Функции G и H определены в Приложении. Черта над наблюдаемыми означает, что они измеряются в реальном эксперименте и неизбежно включают эффекты тормозного излучения.

Для чисто упругого рассеяния при сохранении Т-инвариантности правые части соотношений (13)-(16) тождественно обращаются в нуль.

В реальном случае, при учете испускания γ - квантов, правые части соотношений (13)-(16) пропорциональны Δ – максимальной энергии незарегистрированного тормозного излучения, что характерно для приближения Лоу.

Отсутствие в (13) слагаемых, пропорциональных первой степени Δ, связано с сокращением основных (в приближении Лоу) членов.

Явные выражения интегралов, входящих в (13)-(16), в общем случае весьма громоздки.

Здесь мы приведем их значения в нерелятивистском пределе для упрощенного случая, когда разрешение аппаратуры таково, что допускает излучение γ - кванта с максимальной энергией Δ независимо от направления вылета фотона (т.е. интегрирования по $d\omega$ и dO в (14)-(16) производятся независимо).

1. np - рассеяние

$$\int_0^\Delta d\omega \int dO \; G = -\frac{4\pi}{3} \; \frac{\Delta}{m} \sin\theta ;$$

$$\int_0^\Delta d\omega \int dO \; H = 2\pi \left[\frac{3}{5} (\mu_p + \mu_n) - \frac{2}{3} \right] v^2 \frac{\Delta}{m} \sin\theta . \tag{17}$$

2. pp - рассеяние

$$\int_0^\Delta d\omega \int dO \; G = -\frac{8\pi}{5} \; v^2 \; \frac{\Delta}{m} \sin\theta \; \cos 2\theta ;$$

$$\int_0^\Delta d\omega \int dO \; H = 0 . \tag{18}$$

Таким образом, тормозное излучение мягких γ- квантов, сопровождающее всякий упругий процесс, имитирует нарушение Т-инвариантности в NN-рассеянии на уровне $\frac{a}{\pi} \; \frac{\Delta}{m}$. Этот эффект мал ($\frac{a}{\pi} \; \frac{\Delta}{m} \lesssim 10^{-4}$, если $\Delta \lesssim 30$ Мэв, что, по-видимому, соответствует действительности) и в настоящее время находится за пределами точности $\approx 1\%$, с которой проверено /6,5/ равенство нулю левых частей соотношений (13)-(14). Однако при дальнейшем увеличении точности в такого рода экспериментах его надо учитывать.

В принципе незарегистрированное тормозное излучение может также имитировать нарушение Р-инвариантности в упругом процессе. Это сказывалось бы в появлении отличных от нуля продольных компонент вектора поляризации, вектора асимметрии и т.д.

Однако при сделанных предположениях о разрешении (максимальная энергия незарегистрированного γ - кванта не зависит от направления его вылета) интегралы по $d0$ от соответствующих компонент поляризационных тензоров неупругого процесса, определяющие указанную имитацию, обращается в нуль, если четность в неупругом процессе сохраняется.

Автор благодарит Л.И.Лапидуса за постановку проблемы и полезные обсуждения. Автор благодарит также С.М.Биленького, Б.М.Головина, В.И.Огиевецкого, Р.М.Рындина за ряд целых замечаний.

Приложение

Здесь приведены выражения для просуммированных по поляризации фотона нуклонных поляризационных тензоров (до второго ранга включительно) процесса $NN \to NN\gamma$ через поляризационные тензоры NN-рассеяния и функции кинематических переменных A, A', A'', D, G, H, E, F, K, L, M, N, P, Q, R, S, T. Последние связаны с величинами t^λ, A_i, A_i', ... S_i работы /1/ соотношениями

$$(A, A', A'', D, E, F, G, H) = \omega \sum_\lambda t^\lambda \sum_i \alpha_i^\lambda (A_i, A_i', A_i'', D_i, E_i, F_i, G_i, H_i);$$

$$(K, L, M, N, P, Q, R, S) = \omega \sum_\lambda t^\lambda \sum_i \beta_i^\lambda (K_i, L_i, M_i, N_i, P_i, Q_i, R_i, S_i); \qquad (1.П)$$

$$T = \omega^2 \sum_\lambda |t^\lambda|^2 .$$

Заметим, что суммирование по поляризации фотона не является существенным для делаемых в тексте выводов и проведено для того, чтобы избежать в дальнейшем написания лишних индексов.

Определим поляризационные тензоры в тормозном излучении:

$$\sigma_0^B = \frac{\omega}{4} \sum_\lambda \mathrm{Sp}\, M^\lambda M^{\lambda +} ;$$

$$P_i^{1,2\,B} = \frac{\omega}{4\,\sigma_0^B} \sum_\lambda \mathrm{Sp}\, \sigma^{1,2} M_i^\lambda M^{\lambda +} ;$$

$$\mathfrak{A}_i^{1,2\,B} = \frac{\omega}{4\,\sigma_0^B} \sum_\lambda \mathrm{Sp}\, M^\lambda \sigma_i^{1,2} M^{\lambda +} ;$$

$$D_{ik}^{1,2\,B} = \frac{\omega}{4\,\sigma_0^B} \sum_\lambda \mathrm{Sp}\, \sigma_i^{1,2} M^\lambda \sigma_k^{1,2} M^{\lambda +} ; \tag{2П}$$

$$K_{ik}^{1,2\,B} = \frac{\omega}{4\,\sigma_0^B} \sum_\lambda \mathrm{Sp}\, \sigma_i^{2,1} M^\lambda \sigma_k^{1,2} M^{\lambda +} ;$$

$$P_{ik}^B = \frac{\omega}{4\,\sigma_0^B} \sum_\lambda \mathrm{Sp}\, \sigma_i^1 \sigma_k^2 M^\lambda M^{\lambda +} ;$$

$$\mathfrak{A}_{ik}^B = \frac{\omega}{4\,\sigma_0^B} \sum_\lambda \mathrm{Sp}\, M^\lambda \sigma_i^1 \sigma_k^2 M^{\lambda +}.$$

Множитель ω введен в определение наблюдаемых величин из соображений удобства. При таком определении дифференциальные сечения тормозного излучения и упругого рассеяния связаны при малых ω обычным соотношением

$$\sigma_0^B \approx \frac{\sigma_0}{\omega} .$$

Поляризационные тензоры упругого рассеяния определяются следующим образом:

$$\sigma_0 = \frac{1}{4}\ \mathrm{Sp}\ M M^{+}\ ;$$

$$P_i^{1,2} = \frac{1}{4\,\sigma_0}\ \mathrm{Sp}\ M M^{+}\ \sigma_i^{1,2} \tag{3.П}$$

и т.д. Здесь M – матричный элемент упругого процесса.

Поскольку в силу симметрии M по спиновым переменным обоих нуклонов величины с индексами 1 и 2 в упругом процессе совпадают, мы в дальнейшем будем опускать индексы 1,2 у наблюдаемых упругого рассеяния.

Кроме того, в силу Т-инвариантности компоненты тензоров $\mathcal{G}_{ik}$ и P_{ik} упругого процесса совпадают с точностью до знаков, и поэтому всюду будут использоваться только последние.

Всюду в последующие выражения входят поляризационные тензоры упругого процесса, сопоставленного данному неупругому соотношениями (3) работы /1/.

Ниже (см. таблицу) приведены выражения только для величин с индексом 1 – (P_{ik}^{1B} , $\mathcal{G}_i^{1B}$, D_{ik}^{1B} , K_{ik}^{1B}).

Выражения для величин с индексом 2 – (P_i^{2B} , $\mathcal{G}_i^{2B}$, D_{ik}^{2B} , K_{ik}^{2B}) получаются из последних изменением знака перед D , H , L , N , Q , S .

Таблица

$$\sigma_0^{B} = \left(\frac{T}{\omega} + \frac{A}{E}\,\frac{\partial}{\partial E}\,E^2 + A'\,\frac{\partial}{\partial \theta} \right) \sigma_0$$

$$P_n^{1B} = \mathcal{G}_n^{1B} = \left(1 + \frac{\omega}{T}\,A E\,\frac{\partial}{\partial E} + \frac{\omega}{T}\,A'\,\frac{\partial}{\partial \theta} \right) P = \hat{r}\,P_n$$

$$P_{\ell}^{1B} = \frac{\omega}{T}(S + R - L - K)\,P_n$$

$$P_{m}^{1B} = \frac{\omega}{T}(M + N + P + Q)\,P_n$$

$$\mathcal{Q}_{\ell}^{1B} = \frac{\omega}{T}(L + K + R + S)\,\mathcal{Q}_n$$

$$\mathcal{Q}_{m}^{1B} = \frac{\omega}{T}(M + N - P - Q)\,\mathcal{Q}_n$$

$$D_{nn}^{1B} = \hat{r}\,D_{nn}$$

$$D_{\ell\ell}^{1B} = \hat{r}\,D_{\ell\ell} + \frac{2\omega}{T}(D - A'')\,D_{m\ell}$$

$$D_{mm}^{1B} = \hat{r}\,D_{mm} + \frac{2\omega}{T}(D - A'')\,D_{m\ell}$$

$$D_{\ell m}^{1B} = \hat{r}\,D_{\ell m} + \frac{\omega}{T}(D - A'' + G + H)\,D_{mm} + \frac{\omega}{T}(D - A'' - G - H)\,D_{\ell\ell}$$

$$D_{m\ell}^{1B} = \hat{r}\,D_{m\ell} + \frac{\omega}{T}(A'' - D + G + H)\,D_{mm} + \frac{\omega}{T}(A'' - D - G - H)\,D_{\ell\ell}$$

$$\frac{1}{2}(D_{n\ell}^{1B} + D_{\ell n}^{1B}) = \frac{\omega}{T}(R + S)(D_{nn} - D_{\ell\ell}) - \frac{\omega}{T}(P + Q)\,D_{m\ell}$$

$$\frac{1}{2}(D_{n\ell}^{1B} - D_{\ell n}^{1B}) = \frac{\omega}{T}(K + L)(D_{nn} - D_{mm}) - \frac{\omega}{T}(M + N)\,D_{m\ell}$$

$$\frac{1}{2}(D_{mn}^{1B} + D_{nm}^{1B}) = \frac{\omega}{T}(M + N)(D_{nn} - D_{mm}) - \frac{\omega}{T}(K + L)\,D_{m\ell}$$

$$\frac{1}{2}(D_{mn}^{1B} - D_{nm}^{1B}) = \frac{\omega}{T}(P + Q)(D_{nn} - D_{\ell\ell}) - \frac{\omega}{T}(R + S)\,D_{m\ell}$$

$$K_{nn}^{1B} = \hat{r}\,K_{nn}$$

$$K_{\ell\ell}^{1B} - \hat{r}\,K_{\ell\ell} = K_{mm}^{1B} - \hat{r}\,K_{mm} = -\frac{2\omega}{T}(A'' + H)\,K_{m\ell}$$

$$\frac{1}{2}(K_{m\ell}^{1B} - K_{\ell m}^{1B}) = \hat{r}\,K_{m\ell} + \frac{2\omega}{T}(A''' + H)(K_{mm} + K_{\ell\ell})$$

$$\frac{1}{2}(K_{m\ell}^{1B} + K_{\ell m}^{1B}) = \frac{\omega}{T}(G - D)(K_{mm} - K_{\ell\ell})$$

$$\frac{1}{2}(K_{n\ell}^{1B} + K_{\ell n}^{1B}) = \frac{\omega}{T}(R + L)(K_{nn} - K_{\ell\ell}) + \frac{\omega}{T}(N - P)\,K_{m\ell}$$

$$\frac{1}{2}(K_{n\ell}^{1B} - K_{\ell n}^{1B}) = \frac{\omega}{T}(K + S)(K_{nn} + K_{\ell\ell}) + \frac{\omega}{T}(Q - M)\,K_{m\ell}$$

$$\frac{1}{2}(K_{mn}^{1B} + K_{nm}^{1B}) = \frac{\omega}{T}(M - Q)(K_{nn} - K_{mm}) - \frac{\omega}{T}(K + S)\,K_{m\ell}$$

$$\frac{1}{2}(K_{nm}^{1B} - K_{mn}^{1B}) = \frac{\omega}{T}(N - P)(K_{nn} - K_{mm}) + \frac{\omega}{T}(R + L)\,K_{m\ell}$$

$$\left.\begin{matrix} P_{nn}^{B} \\ \mathcal{Q}_{nn}^{B} \end{matrix}\right\} = \hat{r}\,P_{nn}$$

$$\left.\begin{matrix} P^B_{\ell\ell} \\ \mathcal{G}^B_{\ell\ell} \end{matrix}\right\} = \hat{r}\, P_{\ell\ell} - \frac{2\omega}{T}(A'' \mp G)\, P_{m\ell}$$

$$\left.\begin{matrix} P^B_{mm} \\ \mathcal{G}^B_{mm} \end{matrix}\right\} = \hat{r}\, P_{mm} + \frac{2\omega}{T}(A'' \mp G)\, P_{m\ell}$$

$$\left.\begin{matrix} P^B_{\ell m} \\ \mathcal{G}^B_{\ell m} \end{matrix}\right\} = \pm\hat{r}\, P_{\ell m} + \frac{\omega}{T}(G \mp A'' + H \pm D)\, P_{mm} + \frac{\omega}{T}(H \mp D - G \pm A'')\, P_{\ell\ell}$$

$$\left.\begin{matrix} P^B_{m\ell} \\ \mathcal{G}^B_{m\ell} \end{matrix}\right\} = \pm\hat{r}\, P_{m\ell} + \frac{\omega}{T}(G \mp A'' - H \mp D)\, P_{mm} - \frac{\omega}{T}(H \pm D + G \mp A'')\, P_{\ell\ell}$$

$$\left.\begin{matrix} \frac{1}{2}(P^B_{\ell n} + P^B_{n\ell}) \\ \frac{1}{2}(\mathcal{G}^B_{\ell n} + \mathcal{G}^B_{n\ell}) \end{matrix}\right\} = \frac{\omega}{T}(R \mp K)(P_{nn} - P_{\ell\ell}) - \frac{\omega}{T}(P \pm M)\, P_{m\ell}$$

$$\left.\begin{matrix} \frac{1}{2}(P^B_{\ell n} - P^B_{n\ell}) \\ \frac{1}{2}(\mathcal{G}^B_{\ell n} - \mathcal{G}^B_{n\ell}) \end{matrix}\right\} = \frac{\omega}{T}(S \mp L)(P_{nn} + P_{\ell\ell}) + \frac{\omega}{T}(Q \pm N)\, P_{m\ell}$$

$$\left.\begin{matrix} \frac{1}{2}(P^B_{mn} + P^B_{nm}) \\ \frac{1}{2}(\mathcal{G}^B_{mn} + \mathcal{G}^B_{nm}) \end{matrix}\right\} = \frac{\omega}{T}(M \pm P)(P_{nn} - P_{mm}) + \frac{\omega}{T}(K \mp R)\, P_{m\ell}$$

$$\left.\begin{matrix} \frac{1}{2}(P^B_{mn} - P^B_{nm}) \\ \frac{1}{2}(\mathcal{G}^B_{mn} - \mathcal{G}^B_{nm}) \end{matrix}\right\} = \frac{\omega}{T}(N \mp Q)(P_{nn} + P_{mm}) - \frac{\omega}{T}(L \pm S)\, P_{m\ell}$$

Литература

1. *А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, Р2-3803, Дубна, 1968.*
2. *T.H.Burnett and N.M.Kroll. Phys.Rev.Letters, 20, 86 (1968).*
3. *Р.М.Рындин. Диссертация ОИЯИ, 1957.*
4. *С.М.Биленький, Л.И.Лапидус, Р.М.Рындин. УФН, 84, 243 (1964).*
5. *Р.Я.Зулькарнеев, В.С.Надеждин, В.И.Сатаров. См. Yu. M.Kazarinov. Rev. Mod. Phys., 39, 509 (1967).*
6. *R.Handler, S.C. Wright, L.Poudvom, P.Limon, S.Olsen and P.Kloeppel. Phys. Rev. Letters, 19, 933 (1967).*

Рукопись поступила в издательский отдел

22 апреля 1968 года.