и решение для структуры газодинамического скачка находится в виде квадратуры

$$\frac{x-x_0}{\Delta_v} = \int\limits_{(1+\omega_2)/2}^{\omega} \theta_i^{5/2}\omega' d\omega'/(\omega'-1)\left(4\omega'-1-\frac{3}{M_1^2}\right),$$

где

$$\theta_i = \frac{10M_1^2}{9}(1-\omega)^2 + \frac{4}{3}(1-\omega) + 2 - \omega^{-2/3}.$$

Это решение подобно структуре фронта поперечной волны в замагниченной плазме [4] — в обоих случаях решение в виде квадратуры удается получить потому, что поперечная компонента магнитного поля подавляет теплопроводность; специфика данного случая в том, что магнитное поле при этом не изменяется.

После вязкого скачка магнитное поле убывает согласно (14) и электроны нагреваются при столкновениях с ионами. Поэтому электронная теплопроводность возрастает и структура определяется теми же соотношениями, что и в случае $M_1^2>4/5$, $M_2^2<4/5$.

Отметим наконец, что в структуре фронта выключающей волны может проявиться одна из особенностей медленных ударных волн — убывание замагниченности во фронте. Так как $\Omega\tau \sim HT^{3/2}/n$, убывание величины $H\sqrt{1+h^2}$ может оказаться более существенным, чем возрастание $T^{3/2}/n$. Такая возможность осуществляется в пределе $h_1 \gg 1$, M_1, $M_2 \ll 1$, при этом в начале фронта основным процессом оказывается электронная теплопроводность, а в конце — джоулевы диссипации, как и в случае незамагниченной плазмы.

В заключение автор благодарит А. Л. Великовича и М. А. Либермана за постановку задачи и помощь в работе и акад. И. М. Лифшица за обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Андерсон Э. Ударные волны в магнитной гидродинамике. М., 1968. [2] Ройхваргер З. Б., Сыроватский С. И. ЖЭТФ, 1974, **66**, № 4, с. 1338. [3] Либерман М. А. ЖЭТФ, 1978, **75**, № 5, с. 1652. [4] Великович А. Л., Либерман М. А. ЖЭТФ, 1976, **71**, № 4, с. 1390. [5] Coronity F. V. Nucl. Fusion, 1971, **11**, p. 261. [6] Брагинский С. И. Вопросы теории плазмы. М., 1962, т. 1. [7] Todd L. J. Fluid Mech., 1966, **24**, p. 597. [8] Jaffrin M. Y., Probstein R. T. Phys. Fluids, 1964, **7**, p. 1658. [9] Имшенник В. С. Физика плазмы, 1975, **1**, с. 202.

Поступила в редакцию
10.06.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 2

УДК 539.17.013

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ π^--МЕЗОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ПРОТОНАМИ

А. М. Попова, С. Г. Серебряков, Е. К. Шабалина
(НИИЯФ)

Известно, что при взаимодействии протонов с дейтронами, имеющими импульс ~ 10 ГэВ/с, в направлении первичного дейтрона образуются π^--мезоны с энергией, значительно превышающей энергию, приходящуюся на один нуклон налетающего дейтрона [1, 2]. Такие мезоны принято называть кумулятивными.

Расчет дифференциального сечения реакции $d+p\to\pi^-(0°)+...$ в рамках импульсного приближения с учетом фермиевского движения нуклонов в дейтроне [3] показал, что эта простая модель не объясняет эффекта кумулятивного мезонообразования. Учет многократного рассеяния не дает заметного вклада в сечение рождения π^--мезонов вперед.

Определенный успех в понимании процесса кумулятивного мезонообразования при взаимодействии двух ядер был достигнут на основе гипотезы о существовании флуктонов в ядрах [5] и гипотезы о короткодействующих нуклонных корреляциях в ядерной материи [6].

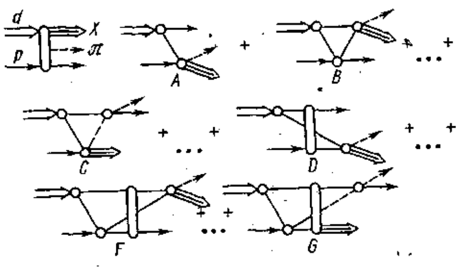

Рис. 1

В настоящей работе предложено теоретическое описание процесса $d+$ $+p\to\pi^-(0°)+...$, которое позволило не только качественно, но и количественно описать рассматриваемый эффект. Предложенная здесь модель реакции состоит в следующем. Взаимодействие трех нуклонов, участвующих в данной реакции до момента образования кумулятивных π^--мезонов, описывается в рамках теории рассеяния трех частиц с учетом двух- и трехчастичных сил [7]. Амплитуда реакции $d+$ $+p\to\pi^-(0°)+...$ в этой модели представлена бесконечным рядом диаграмм (рис. 1). Вершину трехчастичного взаимодействия рассматриваем как вклад от графика (рис. 2), представляющего рождение π-мезона на одном нуклоне, его резонансное рассеяние на другом нуклоне и затем поглощение π-мезона третьим нуклоном. Тогда амплитуда реакции оказывается суммой вкладов от бесконечного ряда графиков (рис. 3).

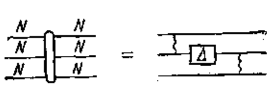

Рис. 2

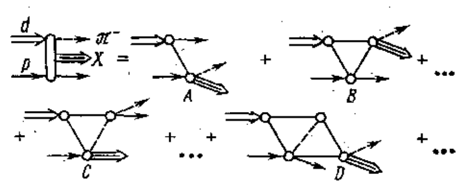

Рис. 3

При рождении π^--мезона в нуклон-нуклонной вершине графика A рис. 3 имеется следующее ограничение на величину импульса образующегося π^--мезона:

$$k_{NN}\leqslant\frac{m\,(E_d-2m)}{2m+E_d-k_d\cos\theta}, \tag{1}$$

где k_d и E_d — импульс и энергия налетающего дейтрона соответственно, θ — угол вылета π^--мезона в системе покоя мишени. В простейшем графике с учетом трехчастичного взаимодействия для величины импульса рожденного π^--мезона справедлива оценка вида

$$k\leqslant\frac{m\,(E_d-2m)}{2m+E_d-k_d\cos\theta-2\,(\cos\theta-k_d/E_d)q}, \tag{2}$$

где q — модуль импульса промежуточного π^--мезона, масса которого здесь не учитывается.

Из формулы (2) видно, что кинематические границы для рождения π^--мезонов в данном процессе расширяются по сравнению с границами в модели импульсного приближения для углов, удовлетворяющих условию $\cos\theta > k_d/E_d$.

Оценим дифференциальное сечение рождения π^--мезонов вперед. Выберем нормировку сечения в л. с. к. следующим образом:

$$\sigma_{dp} = (2\pi)^4 \frac{1}{4mk_d} \int \frac{d\mathbf{k}\,d\mathbf{k}_1}{(2\pi)^6\, 4E_{k_1}\omega} \,|F|^2, \tag{3}$$

где F — амплитуда реакции $d+p \to \pi^-(0^\circ) + \ldots$.

В нашем приближении амплитуда F запишется в виде

$$F = \sqrt{2E_d(2\pi)^3}\,(F^{(1)} + F^{(2)}),$$

где $F^{(1)}$ — амплитуда импульсного приближения (рис. 3, фиг. A); $F^{(2)}$ — амплитуда трехступенчатого процесса (рис. 4).

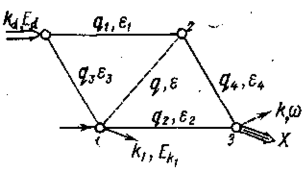

Рис. 4

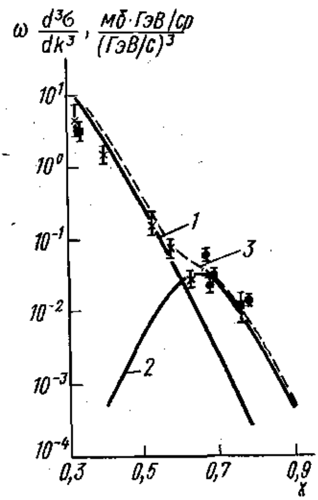

Рис. 5

Амплитуда импульсного приближения определяется выражением

$$F^{(1)} = \psi(\mathbf{p})\, t_{NN\to\pi^- X}(\mathbf{k}_d/2 + \mathbf{p} - \mathbf{k},\ 0;\ \mathbf{k}), \tag{4}$$

где $\mathbf{p} = \mathbf{k}_d/2 - \mathbf{k}_1$ — импульс нуклона в системе покоя дейтрона; $\psi(\mathbf{p})$ — волновая функция дейтрона, нормированная на единицу; $t_{NN\to\pi^- X}$ — амплитуда рождения π^--мезона в нуклон-нуклонной вершине.

Амплитуда трехступенчатого процесса согласно методу суммирования диаграмм [7] определяется интегралом

$$F^{(2)} = m\mu g \int \frac{d\mathbf{p}\,d\mathbf{q}_2}{8(2\pi)^6} \frac{\psi(\mathbf{p})\, t_{NN\to NN\pi}(0,\ \mathbf{k}_d/2+\mathbf{p};\ \mathbf{q}_2,\ \mathbf{k}_1,\ \mathbf{k}_d/2+\mathbf{p}-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1)}{[(E_d+m-E_{\mathbf{k}_1}-(\mathbf{k}_d/2-\mathbf{p})^2/2m-\mathbf{q}_2^2/2m)^2-(\mathbf{k}_d/2+\mathbf{p}-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1)^2-\mu^2]} \times$$

$$\times \frac{t_{NN\to\pi^- X}(\mathbf{k}_d-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1,\ \mathbf{q}_2;\ \mathbf{k})\, F_\pi(\mathbf{k}_d/2+\mathbf{p}-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1)}{[(E_d+m-E_{\mathbf{k}_1}-\mathbf{q}_2^2/2m)\,m-(\mathbf{k}_d-\mathbf{k}_1-\mathbf{q}_2)^2/2]\, E_{\mathbf{k}_d/2+\mathbf{p}} E_{\mathbf{q}} E_{\mathbf{k}_d-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1}}, \tag{5}$$

где $\mathbf{p} = \mathbf{k}_d/2 - \mathbf{k}_1$, $E_{\mathbf{q}} = \sqrt{\mathbf{q}^2 + \mu^2}$,

$$E_{\mathbf{k}_d/2+\mathbf{p}} = \sqrt{(\mathbf{k}_d/2+\mathbf{p})^2 + m^2};\quad E_{\mathbf{k}_d-\mathbf{k}_1-\mathbf{q}_2} = \sqrt{(\mathbf{k}_d-\mathbf{k}_1-\mathbf{q}_2)^2 + m^2},$$

g — константа связи для πN-взаимодействия; $g^2/4\pi = 14{,}7$; $F_\pi(\mathbf{q})$ — формфактор пиона; $t_{NN\to NN\pi}$ — амплитуда реакции $NN \to NN\pi$; обозначения импульсов и энергий соответствуют рис. 4.

Для оценки интеграла (5) сделаем следующие допущения.

Положим, что в вершине 1 имеют место только процессы типа

$NN \to NN\pi$. Вклад других процессов, например с множественным рождением пионов, в рассматриваемой области энергий мал [8]. Далее, будем считать, что в вершинах *1* и *3* имеют место реальные процессы рассеяния, т. е. амплитуды $t_{NN\to NN\pi}$ и $t_{NN\to\bar{\pi}\,X}$ лежат на поверхности энергии. Тогда в выражении для сечения (3) квадраты амплитуд могут быть заменены экспериментальными сечениями с соответствующими коэффициентами.

При интегрировании в (5) учтем, что волновая функция дейтрона $\psi(p)$ быстро падает с увеличением p — относительного импульса нуклонов в дейтроне. Поэтому вынесем амплитуды, слабо зависящие от p, за знак интеграла в точке $p=0$ и пренебрежем в пропагаторе членами, содержащими p и p^2. Тогда выражение (5) имеет вид

$$F^{(2)} = \frac{m\mu g\pi\sqrt{\alpha\beta(\alpha+\beta)}}{2E_d(2\pi)^6}\int \frac{t_{NN\to NN\pi}(0,\,\mathbf{k}_d/2;\ \mathbf{q}_2,\ \mathbf{k}_1,\ \mathbf{k}_d/2-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1)}{[(E_d+m-E_{\mathbf{k}_1}-\mathbf{q}_2^2/2m)^2-(\mathbf{k}_d/2-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1)^2-\mu^2]}\times$$

$$\times\frac{F_\pi(\mathbf{k}_d/2-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1)\,t_{NN\to\pi^-X}(\mathbf{k}_d-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1,\ \mathbf{q}_2;\ \mathbf{k})\,q_2^2dq_2d\Omega_{\mathbf{q}_2}}{[(E_d+m-E_{\mathbf{k}_1}-\mathbf{q}_2^2/2m)\,m-(\mathbf{k}_d-\mathbf{k}_1-\mathbf{q}_2)^2/2]\,E_{\mathbf{k}_d-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1}E_{\mathbf{k}_d/2-\mathbf{q}_2-\mathbf{k}_1}}. \qquad (6)$$

Волновую функцию дейтрона выберем в виде

$$\psi(\mathbf{p}) = \frac{\sqrt{\alpha\beta(\alpha+\beta)}}{\pi(\beta-\alpha)}\left(\frac{1}{\mathbf{p}^2+\alpha^2}-\frac{1}{\mathbf{p}^2+\beta^2}\right),$$

где $\alpha=0{,}0451$ ГэВ/c; $\beta=0{,}237$ ГэВ/c.

Для упрощения интеграла (6) учтем, что энергетическое распределение нуклонов в реакции $NN\to NN\pi$ в рассматриваемом интервале энергий имеет резко выраженный пик при импульсе вылетающего нуклона $q_0\sim500$ МэВ/c. В этой точке вынесем амплитуды за знак интеграла и получим для $F^{(2)}$ выражение вида

$$F^{(2)} = \frac{m\mu g\sqrt{\alpha\beta(\alpha+\beta)}}{(2\pi)^4\cdot 4E_d}\,t_{NN\to NN\pi}(0,\,\mathbf{k}_d/2;\ \mathbf{q}_0,\ \mathbf{k}_1,\ \mathbf{k}_d/2-\mathbf{q}_0-\mathbf{k}_1)\times$$

$$\times F_\pi(\mathbf{k}_d/2-\mathbf{q}_0-\mathbf{k}_1)\,t_{NN\to\pi^-X}(\mathbf{k}_d-\mathbf{q}_0-\mathbf{k}_1,\ \mathbf{q}_0;\ \mathbf{k})\,I, \qquad (7)$$

где I есть результат вычисления оставшегося интеграла по $dq_2d\cos\theta_{q_2}$.

Пренебрегая ферми-движением нуклонов в дейтроне, для вклада в сечение импульсного приближения получим

$$\omega\,\frac{d^3\sigma^{(1)}}{dk^3} = \sigma_{\mathrm{tot}}\rho(x,\,k_\perp), \qquad (8)$$

где $\rho=(\omega/\sigma_{\mathrm{tot}})(d^3\sigma_{pp}/dk^3)$ — плотность одночастичного распределения π^--мезонов в реакции $pp\to\pi^-X$; параметризация $\rho(x,\,k_\perp)$ взята из работы [1]; $x=k/(k_{\max})_{NN}$; σ_{tot} — полное сечение pp-взаимодействия, равное 43 мб.

Из выражения (8) видно, что сечение $\omega d^3\sigma^{(1)}/dk^3$ спадает как $\rho(x,\,k_\perp)$, т. е. существенно быстрее, чем экспериментальное при $x>0{,}5$. Расчет этого сечения приведен на рис. 5.

Для вклада в сечение трехступенчатой диаграммы получим следующее выражение:

$$\omega\,\frac{d^3\sigma^{(2)}}{dk^3} = C'\int\frac{E_{\mathbf{q}}}{E_{\mathbf{k}_1}}\,j'F_\pi^{2}(\mathbf{k}_d/2-\mathbf{k}_1-\mathbf{q}_0)\,I^2\rho(x',\,k_\perp)\,\frac{d\sigma}{dT_{\mathbf{k}_1}}\,k_1dk_1d\cos\theta_{\mathbf{k}_1},$$

$$C' = \frac{2m^2\mu^2\,\alpha\beta(\alpha+\beta)\,\gamma\sigma_{\mathrm{tot}}}{(2\pi)^3E_dq_0(c_1-c_2)^2};\ \ \gamma=\frac{g^2}{4\pi};$$

$$j' = E_{q_0} E_{k_d - q_0 - k_1} j; \quad j = \sqrt{(\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2)^2 - [\mathbf{V}_1 \mathbf{V}_2]^2}, \tag{9}$$

где $\mathbf{V}_1'$ и $\mathbf{V}_2$ — скорости налетающих частиц в вершине *3*, (c_1, c_2) — интервал интегрирования сечения $d^5\sigma/dT_{k_1} d\Omega_{k_1} d\Omega_{q_2}$ по $d\cos\theta_{k_1}$ и $d\cos\theta_{q_2}$; $x' = k/(\mathcal{K}^{(3)}_{\max})$; $\mathcal{K}^{(3)}_{\max}$ — максимальный импульс π^--мезона по кинематике NN-взаимодействия в вершине *3* рис. 4.

Следует заметить, что в вершине *1* рис. 4 возможны различные процессы: $pn \to \pi^- pp$; $pn \to \pi^0 pn$; $pp \to \pi^+ np$; $pp \to \pi^0 pp$. Поэтому под выражением $d\sigma/dT_{k_1}$ в (9) понималась сумма сечений всевозможных указанных процессов. При этом спектр протонов $d\sigma/dT_{k_1}$ реакции $pp \to \pi^+ np$ был взят из работы [9]. Далее предполагалось, что полные сечения остальных процессов и сечение $\sigma_{pp \to \pi^+ np}$ связаны соотношением

$$\sigma_{\pi^+ np} = 3{,}94\, \sigma_{\pi^0 pp}; \quad \sigma_{np\pi^0} = 0{,}21 \sigma_{\pi^+ np},$$

$$\sigma_{\pi^0 np} = \frac{1}{2} \sigma_{\pi^+ np} + \sigma_{\pi^- pp} - \sigma_{\pi^0 pp}.$$

В качестве $F_\pi(q)$ в (9) использовался формфактор Феррари — Селлери [10].

Предположим, что амплитуда кумулятивного рождения π^--мезона определяется вкладами графиков A и D рис. 1. Тогда дифференциальное сечение этого процесса должно определяться следующим выражением:

$$\omega \frac{d^3\sigma}{dk^3} = \omega \frac{d^3\sigma^{(1)}}{dk^3} + \omega \frac{d^3\sigma^{(2)}}{dk^3} + \omega \frac{d^3\sigma^{\text{interfer}}}{dk^3}, \tag{10}$$

где слагаемое $\omega d^3\sigma^{\text{interfer}}/dk^3$ является интерференцией амплитуд процессов, изображенных графиками (рис. 1, фиг. A и D). Вычислим данный интерференционный член в (10):

$$\omega \frac{d^3\sigma^{\text{interfer}}}{dk^3} = \frac{E_d}{8mk_d (2\pi)^2} \int \frac{k_1^2 dk_1 d\Omega_{k_1}}{E_{k_1}} \operatorname{Re} F^{(1)} F^{(2)*}. \tag{11}$$

Полагая, что амплитуда процесса $NN \to NN\pi$ чисто мнимая, и подставляя (7) и (4) в (11), получим

$$\omega \frac{d^3\sigma^{\text{interfer}}}{dk^3} =$$

$$= -B \int \frac{k_1^{3/2} E_q^{1/2}}{E_{k_1}} \left(\frac{d\sigma}{dT_{k_1}}\right)^{1/2} \rho^{1/2}(x, k_\perp) \rho^{1/2}(x', k_\perp)\, I \sqrt{j'}\, F_\pi dk_1 d\cos\theta_{k_1},$$

$$B = \frac{4\sigma_{\text{tot}} m\mu (\alpha + \beta)^2 \gamma^{1/2}}{(c_2 - c_1)\, \alpha\beta q_0^{1/2} (2\pi)^2}.$$

Результаты расчета сечения рождения кумулятивных π^--мезонов представлены на рис. 5. Экспериментальные точки — данные из работы [1]. Кривая *1* — расчет в импульсном приближении по формуле (8). Кривая *2* дает вклад в сечение трехступенчатого процесса. Кривая *3* представляет расчет в рамках предложенной модели по формуле (10) с учетом интерференции.

Как видно из рисунка, учет трехчастичных сил в реакции кумулятивного мезонообразования дает существенно лучшее согласование с опытом [1], чем расчет в импульсном приближении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Балдин А. М. и др. Ядерная физика, 1974, 20, № 6, с. 1201. [2] Papp J. et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 34, p. 601. [3] Лобов Г. А., Маркушин В. Е., Соловьев В. В., Шапиро И. С. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, № 2, с. 118. [4] Кондратюк Л. В., Копелиович В. Б. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, № 1, с. 88. [5] Лукьянов В. К., Титов А. И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 815. [6] Стрикман М. И., Франкфурт Х. Х. Ядерная физика, 1980, 32, с. 1403. [7] Комаров В. В., Попова А. М., Шаблов В. Л. Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, 24, № 4, с. 868. [8] Гаспарян А. П., Никитин А. В., Троян Ю. А. Сообщения ОИЯИ, 1-5041, 1970. [9] Bugg D. et al. Phys. Rev., 1964, 133B, p. 1017. [10] Ferrari E., Selleri F. Phys. Rev. Lett., 1961, 7, p. 387.

Поступила в редакцию
12.06.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 2

УДК 534.24

О ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЯХ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН

В. В. Крылов

(кафедра акустики)

Среди многообразия типов волновых движений, известных в акустике, видное место принадлежит нормальным волнам, или волнам, распространяющимся в слоистых средах без изменения своей формы (волноводное распространение) [1, 2]. Поскольку получение полных дисперсионных зависимостей, описывающих совместное влияние внутренних физических механизмов и геометрии волновода на фазовые скорости нормальных волн, возможно лишь в немногочисленных частных случаях, имеет смысл выяснить возможность применения к величине $n(\omega)=c(\infty)/c(\omega)$, которую естественно называть коэффициентом преломления нормальных волн, дисперсионных соотношений, в том числе известных формул Крамерса — Кронига (см., например, [3—6])

$$\operatorname{Re} n(\omega)-1=\frac{1}{\pi}\,\mathrm{V.P.}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\operatorname{Im} n(\omega')}{\omega'-\omega}\,d\omega', \tag{1}$$

$$\operatorname{Im} n(\omega)=-\frac{1}{\pi}\,\mathrm{V.P.}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\operatorname{Re} n(\omega')}{\omega'-\omega}\,d\omega'. \tag{2}$$

Здесь $c(\omega)$ — фазовая скорость нормальной волны, а интегралы понимаются в смысле главного значения.

Насколько нам известно, первая попытка использования соотношений типа Крамерса — Кронига для расчета фазовых скоростей нормальных волн была сделана в работе [7]. Однако возможность применимости дисперсионных соотношений к слоистым средам при этом не обосновывалась, что не могло не повлечь за собой неверные выводы. Предварительное рассмотрение показывает, что этот вопрос далеко не тривиален и заслуживает специального исследования. Результаты такого исследования и будут приведены ниже.

Напомним, что существование дисперсионных соотношений вида (1) и (2) обусловлено аналитичностью функции $n(\omega)$ в верхней или нижней полуплоскостях комплексного переменного ω, которая, в свою очередь, обычно следует из принципа причинности [3—6]. В случае нор-