СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 5340

В.М. Дубовик, Б.Л. Марковский, Л.М. Сороко,

Т.А. Стриж

ПОИСКИ ДУБЛЕТНОЙ СТРУКТУРЫ МЕЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С ПОМОЩЬЮ АЛГОРИТМА ФУРЬЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

Р1 - 5340

В.М. Дубовик, Б.Л. Марковский, Л.М. Сороко,

Т.А. Стриж

ПОИСКИ ДУБЛЕТНОЙ СТРУКТУРЫ МЕЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С ПОМОЩЬЮ АЛГОРИТМА ФУРЬЕ

Успехи групповых методов описания свойств частиц и резонансов привели, как известно, к возникновению модели кварков, ставшей общепризнанной основой классификации частиц/1/. Спектр масс резонансов и их квантовые числа объясняются в рамках этой модели только с учётом LS -связи, дающей так называемое тонкое расщепление уровней в системе кварк-антикварк. Для объяснения аналогичного тонкого расщепления вводят поправки, учитывающие спин-спиновое взаимодействие и тензорные силы. В этих условиях любое улучшение методов анализа экспериментальных данных без привлечения априорных гипотез о конкретных модельных представлениях является необходимым элементом улучшения чистоты эксперимента и уточнения самих моделей.

Поскольку структура экспериментального материала приобретает все больше спектроскопический характер, то вполне оправдано перенесение на эту область методов, развиваемых в последнее время в ядерной физике для целей обработки спектральной информации. В настоящей работе приведены результаты обработки нескольких "широких" резонансов с помощью алгоритма Фурье, позволяющего разделить компоненты дублета при их некогерентном наложении.

§1.

Первые эксперименты по расшифровке визуально неразрешенных дублетов в оптических спектрах осуществил А. Майкельсон в 1910 г./2/. Развивая метод интерферометра А. Майкельсона, П. Фелжет в 1951 г./3/ обосновал спектроскопию Фурье, которая в длинноволновом участке оптического спектра имеет решающие преимущества над обычными спектрометрами. С помощью инфракрасных спектрометров Фурье в последнее время удалось реализовать весьма высокое разрешение при наблюдении астрономических объектов/4/. В ядерной спектроскопии представление Фурье начали использовать в 1964 г./5/. Для экспериментатора важным достоинством здесь является то, что с помощью алгоритма Фурье удается чётко установить реальную разрешающую способность полученного на спектрометре массива данных. Эта последняя определяется не только полушириной кривой разрешения спектрометра, но также и более высокими компонентами "энергетических" частот.

Подробное изложение алгоритма Фурье для задач ядерной спектроскопии дано в/6/. Напомним, что если на вход спектрометра, характеризующегося кривой разрешения $g(E)$, поступает излучение со спектром $f_0(E)$, то регистрируемый сигнал $f(E)$ равен интегральной операции свертки первых двух функций, а именно:

$$f(E) = \int f_0(\epsilon)\, g(E-\epsilon)\, d\epsilon = f_0 * g \, . \tag{1}$$

Подвергнув соотношение (1) преобразованию Фурье, получим

$$F(\omega) = F_0(\omega)\, G(\omega), \tag{2}$$

где $F(\omega)$, $F_0(\omega)$ и $G(\omega)$ – фурье-образы соответствующих функций

$$F(\omega) = \int f(E)\, e^{-i\omega E} dE \tag{3}$$

$$F_0(\omega) = \int f_0(E)\, e^{-i\omega E} dE \tag{4}$$

$$G(\omega) = \int g(E)\, e^{-i\omega E} dE, \tag{5}$$

а ω – "энергетическая" частота.

Фурье-алгоритм сводится к следующим операциям: 1) измерение кривой разрешения спектрометра, $g(E)$, путем наблюдения синглетного излучения от подходящего образца; 2) измерения излучаемого спектра $f(E)$; 3) вычисление фурье-образов $G(\omega)$ и $F(\omega)$; 4) вычисление функции $F_0(\omega)$ путём деления комплекснозначной функции $F(\omega)$ на комплекснозначную функцию $G(\omega)$; 5) проведение обратного преобразования Фурье и нахождение искомого спектра $f_0(E)$.

Без стадии детального измерения кривой разрешения спектрометра задачу нахождения искомого спектра, строго говоря, решить нельзя из-за отсутствия существенной информации. На практике эту информацию часто заменяют гипотетическими данными и аппроксимируют измеренную кривую разрешения функцией Гаусса. Такой шаг является только приближением, причём, как будет видно из дальнейшего, принятие его приводит к огрублению реальной разрешающей способности.

Фурье-алгоритм в своей полной программе отличается от других методов обработки тем, что он позволяет выполнить анализ спектра без каких-либо огрублений и без какой-либо потери информации. При преобразованиях Фурье, которым подвергаются исходные и промежуточные данные, все информационные моменты исходных данных полностью сохраняются без какой-либо деградации.

§2.

При анализе данных о мезонных резонансах мы учитывали только некогерентный характер наложения компонент мультиплета. Так, например, дублетный спектр масс описывается выражением

$$f_0(E) = [A_1\delta(E-E_1) + A_2\delta(E-E_2)] * B(E), \qquad (6)$$

где $\Delta^{\partial} = E_1 - E_2$ – энергия расщепления дублета, $E_0 = \frac{1}{2}(E_1+E_2)$, а функция $B(E)$ дает энергетический профиль резонансного синглета, например, является функцией Брайта-Вигнера. Возможен также и когерентный механизм наложения компонент мультиплета, анализ которого еще не выполнен.

В случае некогерентного характера наложения компонент мультиплета алгоритм Фурье можно применить непосредственно в том виде, в каком он разработан для целей ядерной спектроскопии. В случае линейчатого дублета фурье-образа $F_0(\omega)$ первого множителя свёртки в выражении (6) имеет вид

$$F_0(\omega) = A_0(\omega)\, e^{i\Phi_0(\omega)} , \tag{7}$$

где

$$|F_0(\omega)| = A_0(\omega) = + \sqrt{1 + 2\, a \cos \Delta^{\partial}\omega + a^2} \tag{8}$$

$$\Phi_0(\omega) = \operatorname{arc\,tg}\left(\frac{a-1}{a+1}\ \operatorname{tg}\frac{\omega \Delta^{\partial}}{2}\right) - \omega E_0 \tag{9}$$

$$a = \frac{A_2}{A_1} . \tag{10}$$

Функция $A_0(\omega)$ имеет экстремумы при энергетических частотах, удовлетворяющих условию

$$\omega \Delta^{\partial} = n\pi . \tag{11}$$

В шкале $\frac{\omega \Delta^{\partial}}{\pi}$ максимумы расположены при чётных n, а минимумы – при нечётных n. Таким образом частоты, при которых расположены минимумы, равны (рис. 1)

$$\omega_{min} = \frac{\pi}{\Delta^{\partial}}(2k-1), \quad k = 1,2,\ldots \tag{12}$$

Отношение

$$\frac{A_0^{max}}{A_0^{min}} = \frac{1+a}{1-a} , \tag{13}$$

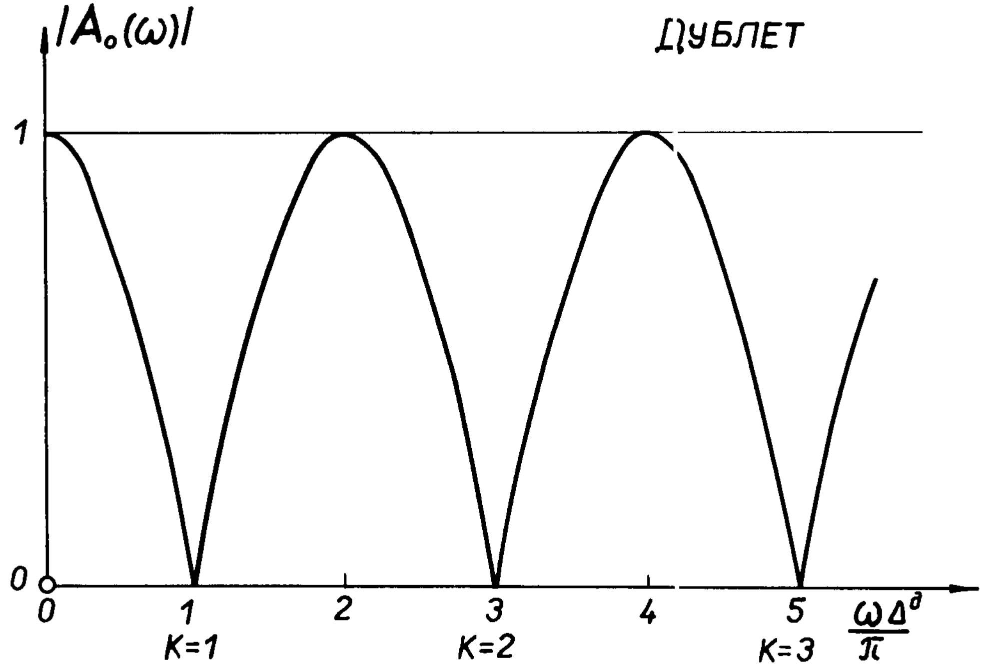

Рис. 1. Вид функции $A_0(\omega)$ для линейчатого дублета при одинаковых интенсивностях компонент. Минимумы функции $A_0(\omega)$ лежат на семействе точек

$$\omega_{min} = \frac{\pi}{\Delta^\partial}(2k-1), \quad k = 1,2,3,\ldots$$

а контрастность кривой $A_0(\omega)$ равна

$$\gamma = \frac{A_0^{max} - A_0^{min}}{A_0^{max} + A_0^{min}} = a\,. \tag{14}$$

Производная от фазовой функции по частоте, $\dfrac{d\Phi_0(\omega)}{d\omega}$, равна

$$\frac{d\Phi_0(\omega)}{d\omega} = -E_0 + \frac{1}{2}\Delta^\partial\left(\frac{a-1}{a+1}\right) \cdot \frac{1}{\left[\cos^2\dfrac{\omega\Delta^\partial}{2} + \left(\dfrac{a-1}{a+1}\right)^2 \sin^2\dfrac{\omega\Delta^\partial}{2}\right]} \tag{15}$$

и в минимумах функции $A_0(\omega)$ принимает значение

$$\frac{d\Phi_0(\omega)}{d\omega}\Big|_{min} = -E_0 + \frac{\overset{\partial}{\Delta}}{2}\left(\frac{a+1}{a-1}\right). \tag{16}$$

Таким образом, функция $\frac{d\Phi_0(\omega)}{d\omega}$ содержит информацию о величине a, так же как и $A_0(\omega)$, а кроме того, позволяет установить порядок следования сильной и слабой компоненты.

Поскольку исходные экспериментальные данные представлены в виде гистограммы, а вычисления ведутся дискретно, то вместо непрерывной производной $\frac{d\Phi_0}{d\omega}$ следует анализировать поведение конечного приращения фазы Φ_0 между двумя соседними элементами. Если N – полное число точек отсчёта, взятых вдоль оси энергии E с шагом Δx, а $\Delta\omega$ – шаг вдоль оси энергетических частот ω, то

$$\Delta x \cdot \Delta\omega = \frac{2\pi}{N}, \tag{17}$$

а

$$\omega_{min} = \nu_1 \cdot \Delta\omega. \tag{18}$$

Тогда

$$\Delta\Phi_0(n) = \Phi_0(n+1) - \Phi_0(n) =$$

$$= \mathrm{arc\,tg}\left[\frac{\left(\frac{a-1}{a+1}\right)\sin\frac{\pi}{2\nu_1}}{\cos\frac{\pi}{2}\frac{n+1}{\nu_1}\cdot\cos\frac{\pi}{2}\frac{n}{\nu_1} + \left(\frac{a-1}{a+1}\right)^2 \sin\frac{\pi}{2}\frac{n+1}{\nu_1}\sin\frac{\pi}{2}\frac{n}{\nu_1}}\right] \tag{19}$$

Вблизи минимума $n = \nu_1$

$$\Delta\Phi_0(\nu_1) = \mathrm{arc\,tg}\left[\frac{\pi}{2\nu_1}\,\frac{a+1}{a-1}\right], \tag{20}$$

где

$$\nu_{\cdot} = \frac{\pi}{\Delta^{\partial}\cdot\Delta\omega}. \tag{21}$$

На рис. 2 приведено семейство кривых $\Delta\Phi_0(n)$ для четырёх значений a. Относительная ширина кривой $\Delta\Phi_0(n)$, т.е. величина $\frac{\Gamma}{\nu_1}$, однозначно определяется величиной a. Соотношение между a и $\frac{\Gamma}{\nu}$ приведено на рис. 3. Если $a > 1$, то кривая на рис 2, отображающая величину $\Delta\Phi_0(n)$, изменит знак на обратный, и на рис. 3 по оси абсцисс следует откладывать не a, в $a' = \frac{1}{a}$.

Поскольку функции $F(\omega)$, $F_0(\omega)$ и $G(\omega)$ являются комплекснозначными, то для полного представления данных эти функции можно отображать в виде годографов. Для синглета годограф функции $F_0(\omega)$ имеет вид монотонно сворачивающейся спирали. Любые неоднородности на ней указывают на мультиплетную структуру изучаемого спектра. Возможны неоднородности двух видов: немонотонное изменение длины радиуса-вектора годографа и неравномерность вращения радиуса-вектора. Характер последней определяется порядком следования сильной и слабой компоненты дублета. Если сильная компонента имеет меньшую энергию, чем слабая, то на годографе наблюдается сгущение точек (рис. 4а), вызванное замедлением вращения радиуса-вектора. Если, наоборот, сильная компонента имеет большую энергию, чем слабая компонента, то наблюдается ускорение вращения радиуса-вектора (рис. 4б). Общее выражение (20) описывает эти оба случая.

Различие между дублетом и триплетом выражается в том, что минимумы функции $A_0(\omega)$ расположены для триплета на ином семействе точек, чем для дублета.

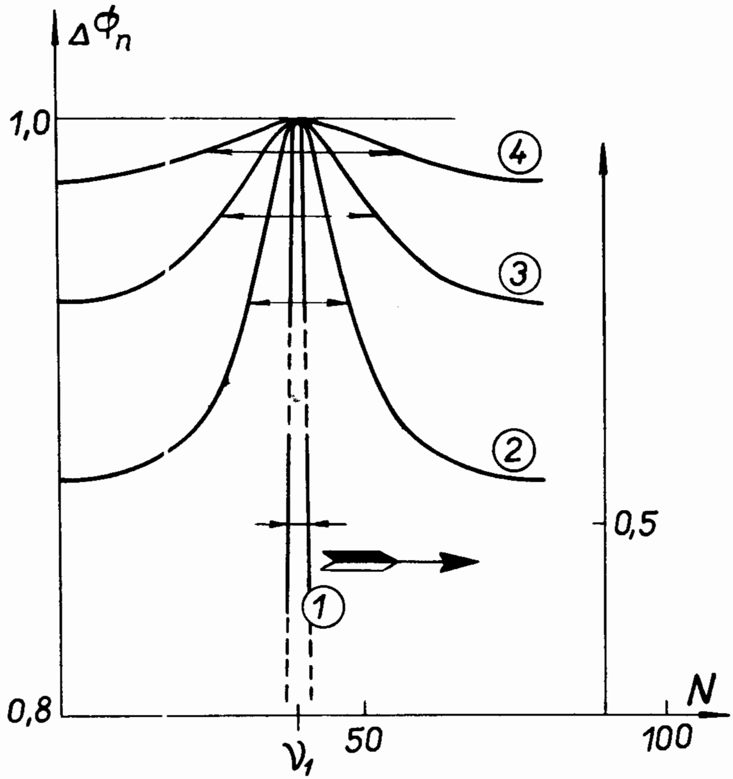

Рис. 2. Семейство кривых $\Delta\Phi_0(n) = \Phi_0(n+1) - \Phi_0(n)$ для четырёх значений отношения интенсивностей компонент дублета $a = \frac{A_2}{A_1}$: $a_1 = 0,9$; $a_2 = 0,5$; $a_3 = 0,3$; $a_4 = 0,1$.

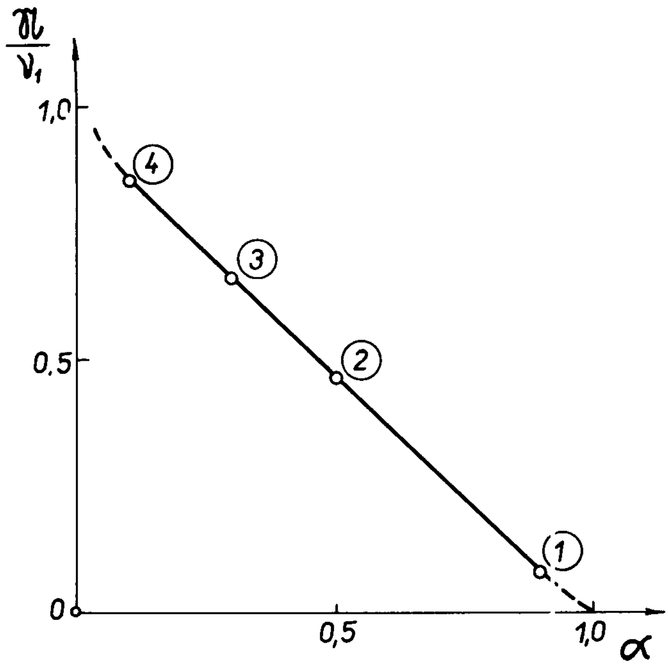

Рис. 3. Зависимость между относительной шириной кривой $\Delta\Phi_0(n)$, т.е. величиной $\frac{\Gamma}{\nu_1}$, и относительной интенсивностью компонент дублета α: $\alpha_1 = 0,9$; $\alpha_2 = 0,5$; $\alpha_3 = 0,3$; $\alpha_4 = 0,1$.

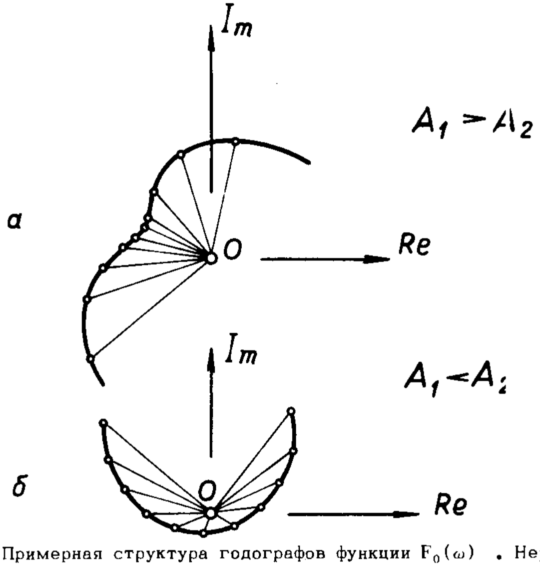

Рис. 4. Примерная структура годографов функции $F_0(\omega)$. Неравномерность вращения радиуса-вектора вызвана дублетной структурой спектра $f_0(E)$. Сгущение точек (а) наблюдается в случае, если сильная компонента имеет меньшую энергию, чем слабая; ускорение вращения радиуса-вектора (б) наблюдается тогда, когда сильная компонента имеет большую энергию, чем слабая.

Спектр для триплета имеет вид

$$f_0(E)=[A_1\delta(E-E_c-\Delta)+A_2\delta(E-E_0)+A_3\delta(E-E_0+\Delta)]*\ B(E), \qquad (22)$$

где

$$\Delta = E_3-E_2=E_2-E_1=\frac{1}{2}(E_3-E_1), \quad E_0=E_2\,. \qquad (23)$$

Если ограничиться случаем линейчатого симметричного зеемановского триплета, когда $A_1=A_2=A_3$, то

$$A_0(\omega)=+\sqrt{3+2\cos 2\omega\Delta+4\cos\omega\Delta}\,. \qquad (24)$$

Минимумы этой функции лежат при энергетических частотах, удовлетворяющих условиям (рис. 5)

$$\omega\Delta=\pi\left(2k+\frac{2}{3}\right)$$

$$\omega\Delta=\pi\left(2k+\frac{4}{3}\right). \qquad (25)$$

В шкале $\frac{3}{2}\,\frac{\omega\Delta}{\pi}$ минимумы лежат в точках 1; 2; 4; 5; 7; 8; ...
Там же расположены особенности функции $\frac{d\Phi_0(\omega)}{d\omega}$.

§3.

В рамках некогерентного механизма наложения компонент дублета имеет место следующее правило. Фурье-образ $G(\omega)$ кривой разрешения спектрометра недостающей массы является огибающей кривой $F(\omega)$– фурье-образа экспериментально наблюдаемой кривой спектра масс $f(E)$. Логику нашего анализа приходится нарушать из-за того, что ещё никто непосредственно не измерял кривую разрешения спектрометра недостающих масс $g(E)$ в изучаемом участке значений масс. Отсутствие таких данных вынудило нас выполнить анализ лишь в рамках некоторых гипотез.

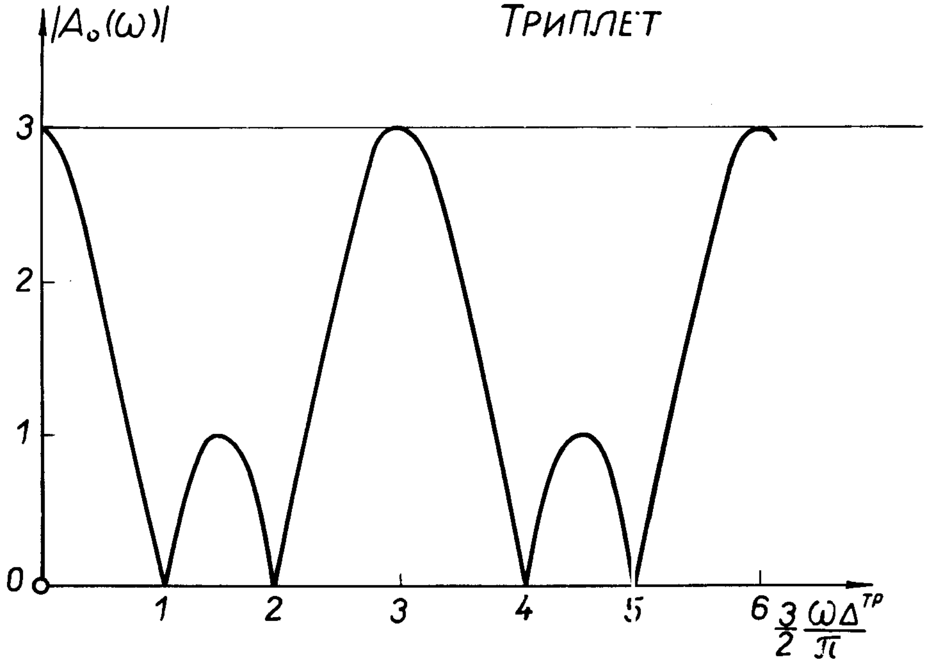

Рис. 5. Вид функции $A_0(\omega)$ для линейчатого симметричного зеемановского триплета. Минимумы функции $A_0(\omega)$ в шкале $\frac{3}{2}\frac{\omega\Delta}{\pi}$ лежат на семействе точек: 1; 2; 4; 5; 7; 8; ...

В качестве кривой разрешения спектрометра $\xi(E)$ мы взяли экспериментально измеренную в работе [12] гистограмму синглетного барионного резонанса Y^* (рис. 6), которая после некоторого сглаживания нормировалась по эффективной полуширине для всех остальных случаев. На рис. 7 приведена полученная таким образом функция $G(\omega)$. Там же для сравнения дан фурье-образ гауссовой формы кривой разрешения при одинаковой полуширине. Видно, что экспериментально измеренная кривая разрешения обогащена высокими энергетическими частотами в большей степени, чем распределение Гаусса. Наличие таких высокочастотных компонент расширяет информационную область кривой $F(\omega)$, что эквивалентно более высокой реальной разрешающей способности, чем в случае, когда эти высокие частоты отсутствуют. Действительно, те части кривой $F(\omega)$, которые лежат

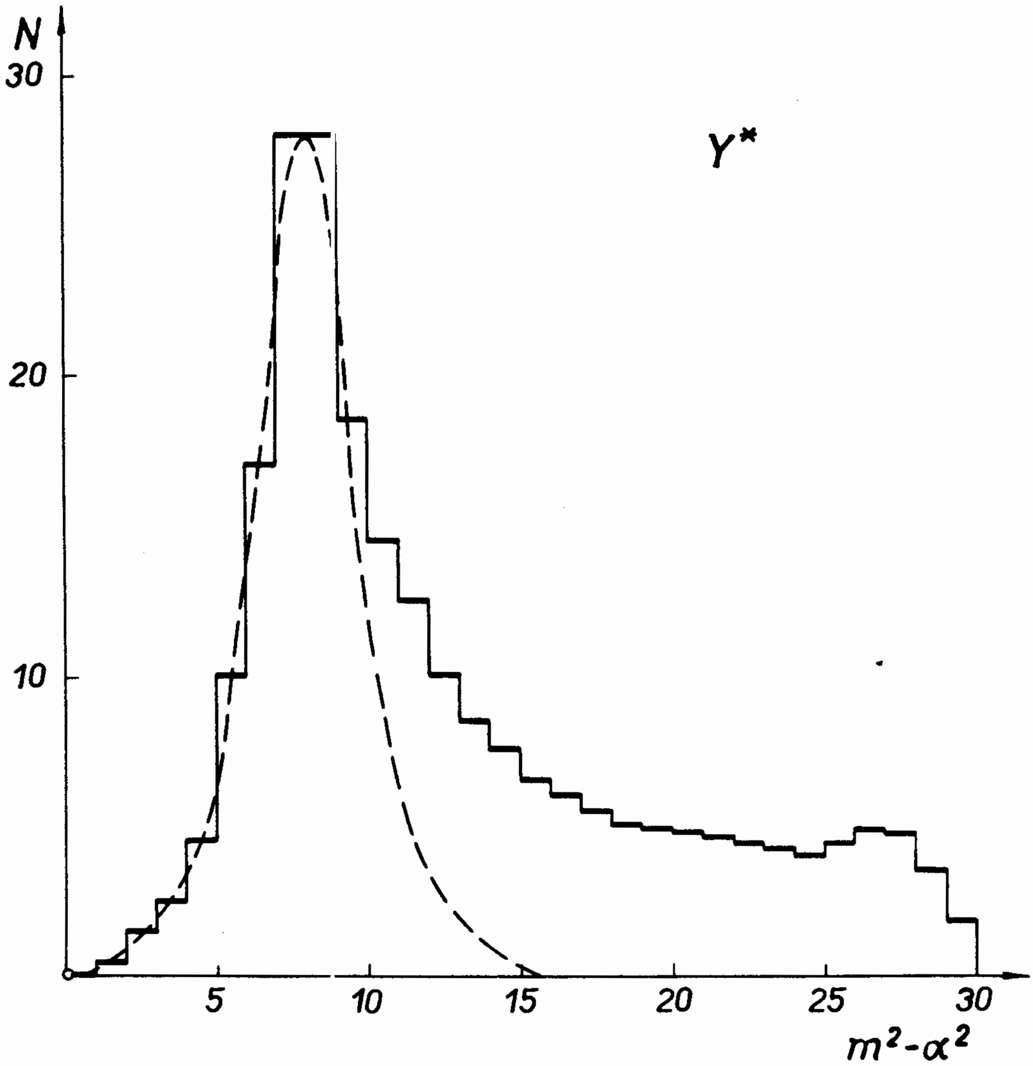

Рис. 6. Экспериментальные данные по синглетному барионному резонансу Y* , использованные в данной работе для получения кривой разрешения спектрометра g(E)(пунктирная кривая).

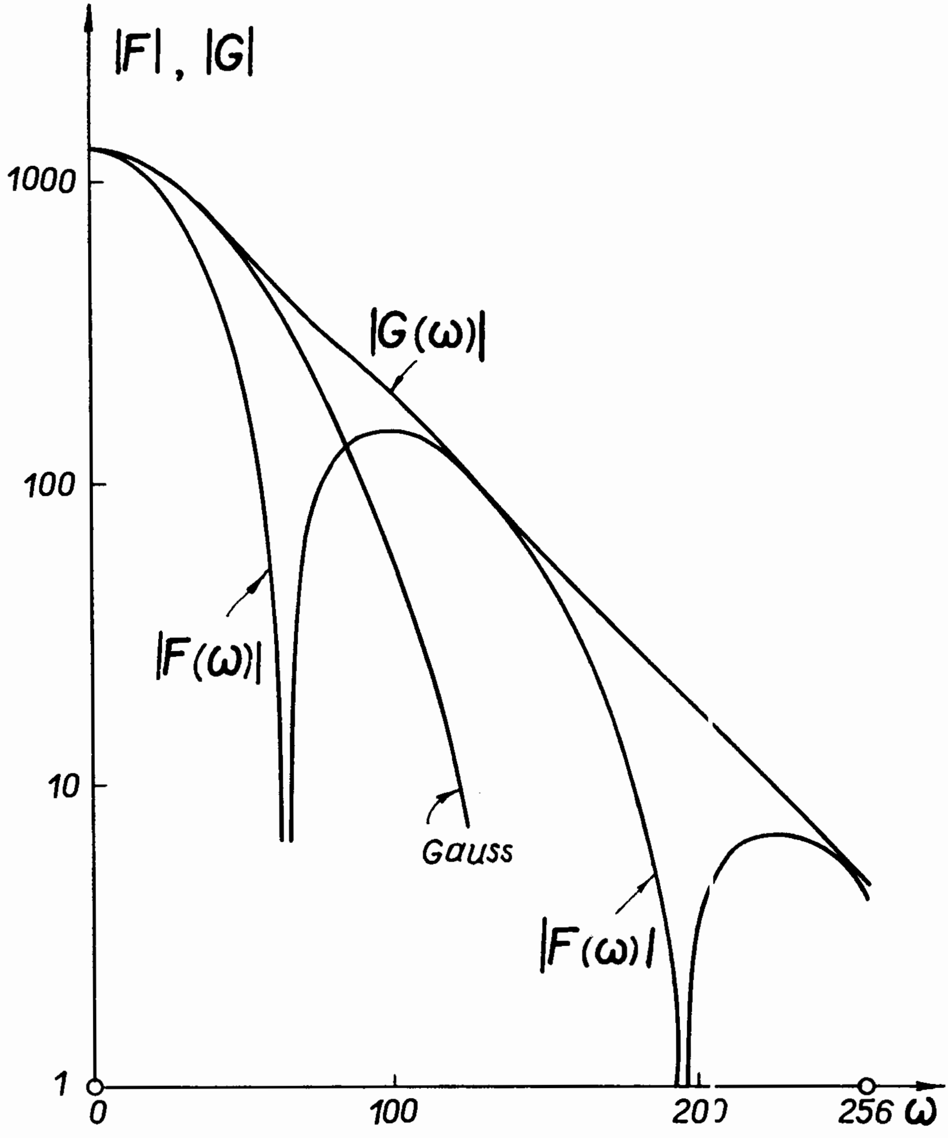

Рис. 7. Результаты моделирования линейчатого дублета с расщеплением в Δ^{∂} =4 элемента гистограммы. Кривая $G(\omega)$ – фурье-образ кривой $g(E)$, изображенной пунктирно на рис. 6. Кривая $g(E)$ – фурье-образ "модельного" дублета с расщеплением $\Delta^{\partial}=4$. Gauss – фурье-образ кривой разрешения гауссовой формы с той же полушириной, что и исходная кривая разрешения $g(E)$; $N=256$; $\nu_1=64$; $\nu_1 \Delta^{\partial}=256=N$.

выше кривой $G(\omega)$, попадают в безинформационную область энергетических частот, которая заполнена преимущественно шумами. Эти шумы вызваны одной или несколькими причинами: 1) статистическими флуктуациями числа наблюдаемых событий; 2) эффектом дискретности, т.е. конечной шириной каждого элемента гистограммы; 3) высоким уровнем квази-постоянной составляющей относительно высоты самих резонансных пиков. Все эти, и, возможно, другие факторы выступают одновременно, и индивидуальное отождествление их, строго говоря, невозможно без дополнительных прямых или моделирующих экспериментов.

На рис. 7 приведена также функция $F(\omega)$-фурье-образа, моделирующего линейчатого-дублетную структуру в виде

$$f(E) = g(E + \frac{\Delta^{\partial}}{2}) + g(E - \frac{\Delta^{\partial}}{2}), \qquad (26)$$

где $g(E)$, как и всюду здесь, кривая разрешения спектрометра. На рис. 6 эта функция представлена пунктирной кривой. Величина Δ^{∂} - энергетическое расщепление дублета - в данном моделирующем эксперименте была взята равным Δ^{∂} =4 элементам гистограммы (рис. 6). Минимумы кривой $F(\omega)$ на рис. 7 располагаются в точках: ν_1 =64; ν_3 =196= =3.64, подчиняясь общему правилу (12).

В качестве второго примера дублетной структуры мы взяли данные по барионному резонансу Y^*, приведенные на рис. 6 в виде сплошной гистограммы. На рис. 8, внизу, дана функция $\Delta\Phi(\omega)$. Её поведение ясно указывает на наличие дублетной структуры с расщеплением, равным Δ^{∂} = = 18 элементам гистограммы. Расщепление настолько велико, что наблюдаются минимумы вплоть до K =19. Расположение минимумов функции $\Delta\Phi(n)$ характеризует верхняя часть рис. 8. Условие (12) для минимумов, не считая некоторого постоянного слагаемого, соблюдается достаточно точно (см. также рис. 1). Знак функции $\Delta\Phi(n)$ вблизи своих экстремумов, а также их эффективная полуширина (см. рис. 8) указывают также на то, что компоненты дублета имеют разную интенсивность и обратный порядок следования $(A_1 > A_2)$, т.е. сильная компонента имеет меньшую массу, чем слабая компонента.

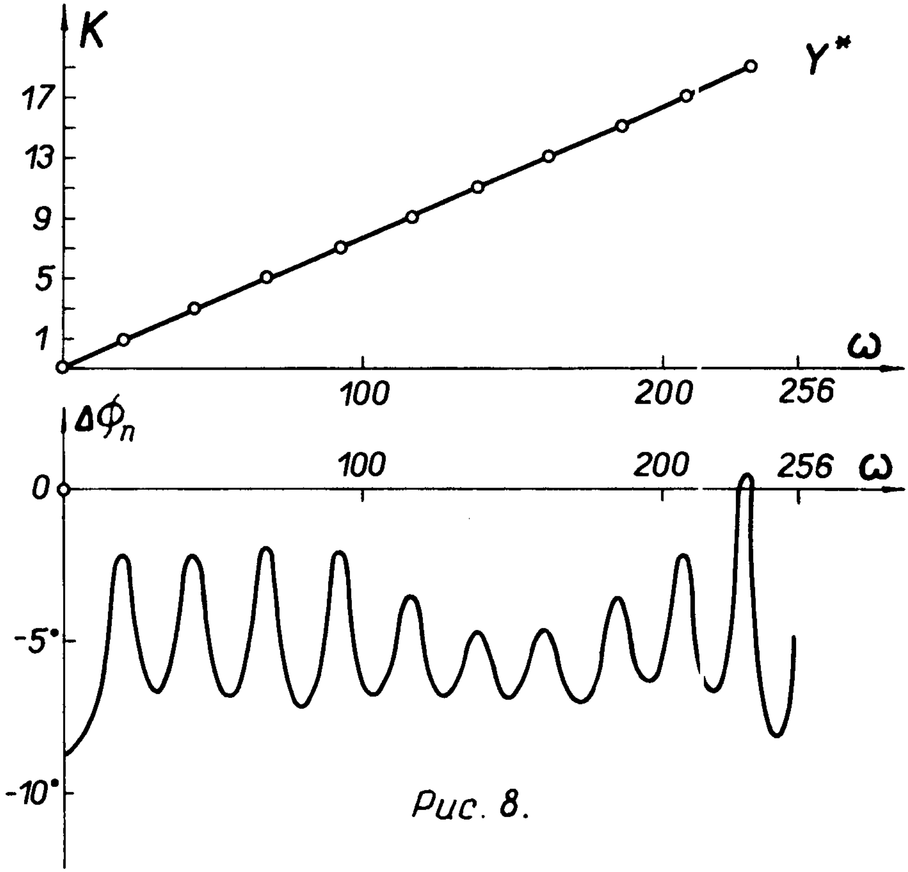

Рис. 8. Второй пример модельных расчётов. Использованы полные данные о Υ^* -резонансе (рис. 6 – сплошная гистограмма). Внизу $-\Delta\Phi(n)$. Вверху $k = 2m - 1$, $m = 1,2,3,\ldots, 9, 10$.

§4.

Для того, чтобы выявить реальные возможности метода, мы применили его сначала к A_2 -резонансу, используя в качестве исходных данных графический материал /7/, составленный по результатам предыдущих экспериментов на спектрометре недостающих масс ЦЕРН'а при импульсах 7,6 Гэв/с и 7 Гэв/с, а также по результатам, полученным на новом бозонном спектрометре при импульсе 2,6 Гэв/с. Данные достаточно убедительно демонстрируют дублетность этого резонанса. Совокупность их приводит к следующим значениям параметров расщепления A_2 -резонанса при различных гипотезах, которые помещены в табл. 1. Дальнейшее изучение каналов распадов резонанса на $K\bar{K}$ и сравнение с распадом на $\rho\pi$ подкрепляют, по-видимому, вторую гипотезу /1/.

Кроме этого, использованы данные по A_2 -резонансу, которые были получены недавно /9/. Установленные в этой работе параметры резонанса и спин-чётность отличаются от общепринятых.

Анализ данных по A_2-резонансу, проведенный нами по алгоритму Фурье, демонстрирует критерий нахождения границы раздела между информационной и безынформационной областями в шкале энергетических частот. Критерий этот выражается правилом: кривая $G(\omega)$ должна быть огибающей для кривой $F(\omega)$ (см. рис. 7).

Таблица 1

Гипотезы \ Параметры: масса, ширина	M_1 Γ_1	M_2 Γ_2	Достоверность P
1. Некогерентный дублет Брайта-Вигнера	1278	1318	0,2%
2. Когерентный дублет Брайта-Вигнера	1289 22	1309 22	40%
3. Несимметричное решение	1298 90	1297 12	40%
4. Двойной полюс (синглет)	1298 28		40%

Если кривая $F(\omega)$ начинает превышать кривую $G(\omega)$, то это может быть вызвано только шумами.

Кривая $G(\omega)$ всегда является монотонно и достаточно быстро спадающей кривой. Её годограф имеет вид постепенно закручивающейся спирали. Если ветви годографа $F(\omega)$ удаляются от начала координат дальше, чем $G(\omega)$, то это также следует интерпретировать как эффект шумов.

На рис. 9 представлены данные, которые были подвергнуты обработке по алгоритму Фурье. На рис. 10 приведены: кривая $G(\omega)$ – фурье-образ принятой нами кривой разрешения спектрометра $g(E)$ (см. рис. 6) пунктирной кривой); кривая $F(\omega)$ – фурье-образ экспериментальных данных о A_2 -резонансе (см. рис. 9). Пунктиром приведены участки кривой $F(\omega)$, которые отвечают дублетной структуре A_2 -резонанса.

Из рис. 10 видно, что, начиная с некоторой энергетической частоты, кривая $F(\omega)$ располагается выше кривой $G(\omega)$. Область частот $\omega > 70$ следует считать безынформационной или шумовой. В информационной области частот $\omega < 70$ расположен явно выраженный минимум кривой $F(\omega)$ с параметром $\nu_1 = 32$, который соответствует энергетическому расщеплению дублета $\Delta^{\partial} = 8$ элементам гистограммы на рис. 9. Такая величина расщепления хорошо совпадает с расщеплением, найденным в работе /7/. Тот факт, что минимум кривой $F(\omega)$ расположен в информационной области энергетических частот, позволяет нам утверждать, что дублетная структура резонанса существует достоверно, хотя наш метод еще не разработан до такой степени, чтобы оценить ее достоверность численно.

На рис. 11 приведены значения $\Delta\Phi(n)$, найденные по данным рис. 9. В информационной области частот расположен явно выраженный минимум при $\nu_1 = 32$. Глубина и ширина минимума кривой $F(\omega)$ и функции $\Delta\Phi(n)$ позволяют утверждать, что компоненты дублета имеют приблизительно равные интенсивности, сильная компонента имеет большую массу, чем слабая.

Шумы становятся преобладающими, начиная с энергетической частоты $\omega \approx 70$. Эта граница раздела на информационную и безынформационную области задает предельную реальную разрешающую способность исходного массива данных, равную около $\Delta^{\partial} \approx 3,7$ элементам гистограммы.

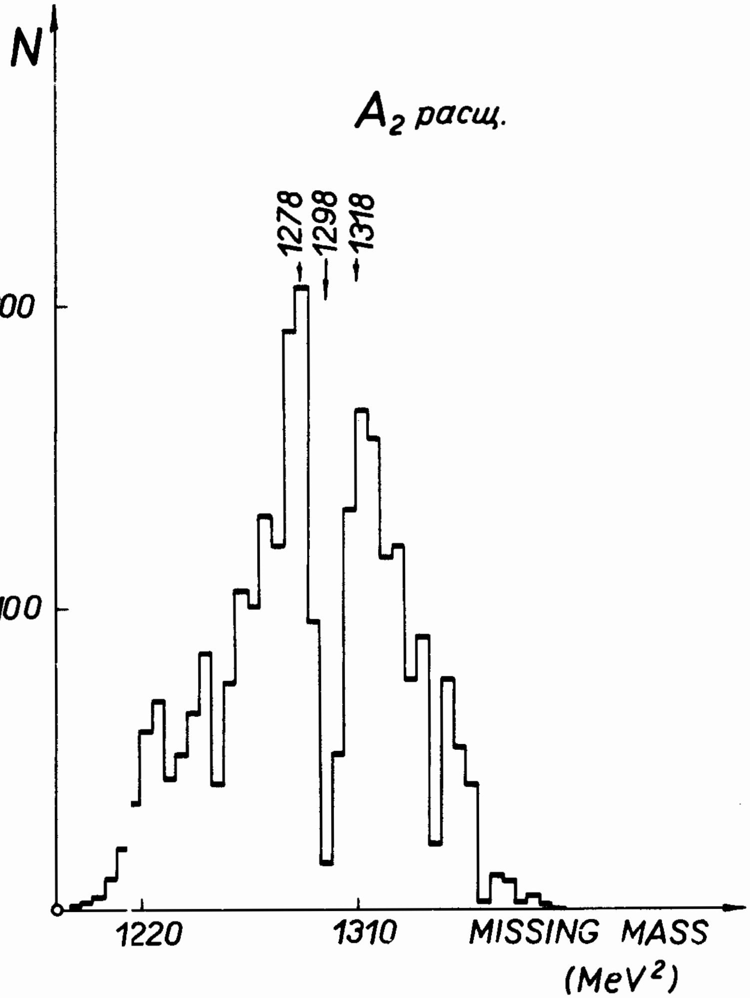

Рис. 9. Экспериментальные данные по A_2 -резонансу, взятые из работы[7] за вычетом пьедестала и подвергнутые обработке по алгоритму Фурье.

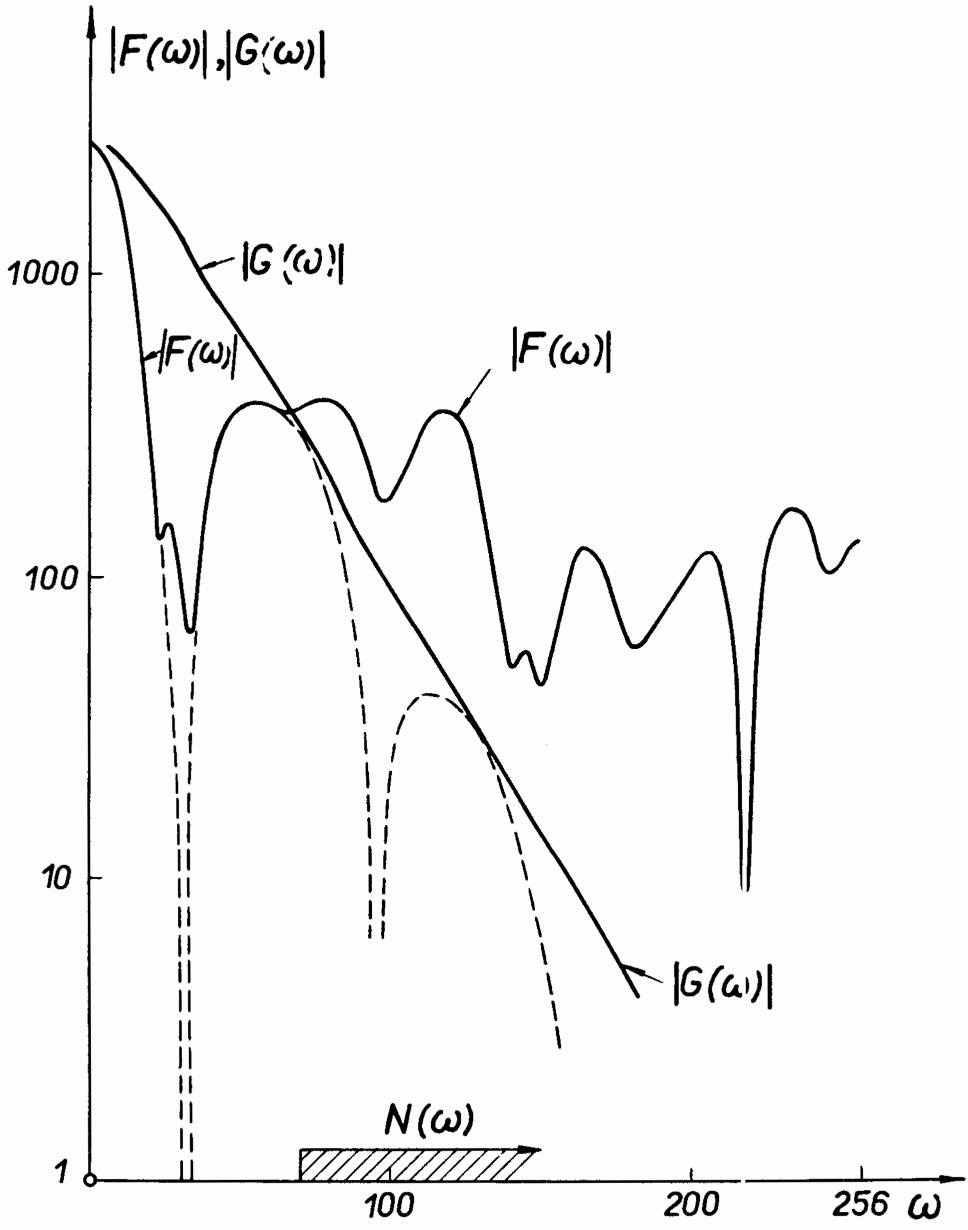

Рис. 10. Результаты анализа A_2-резонанса. Кривая $G(\omega)$ – фурье-образ кривой $g(E)$, взятой из рис. 6, и нормированной по полуширине. Кривая $F(\omega)$ – фурье-образ экспериментальных данных. A_2 – резонанс, рис.9. Граничная энергетическая частота $\omega_{шум.} \approx 70$, наблюдаемое расщепление $\Delta_{набл.}=8$, предельное разрешение дублета $\Delta^{\partial}_{пред.} \approx 3,7$ элемента гистограммы.

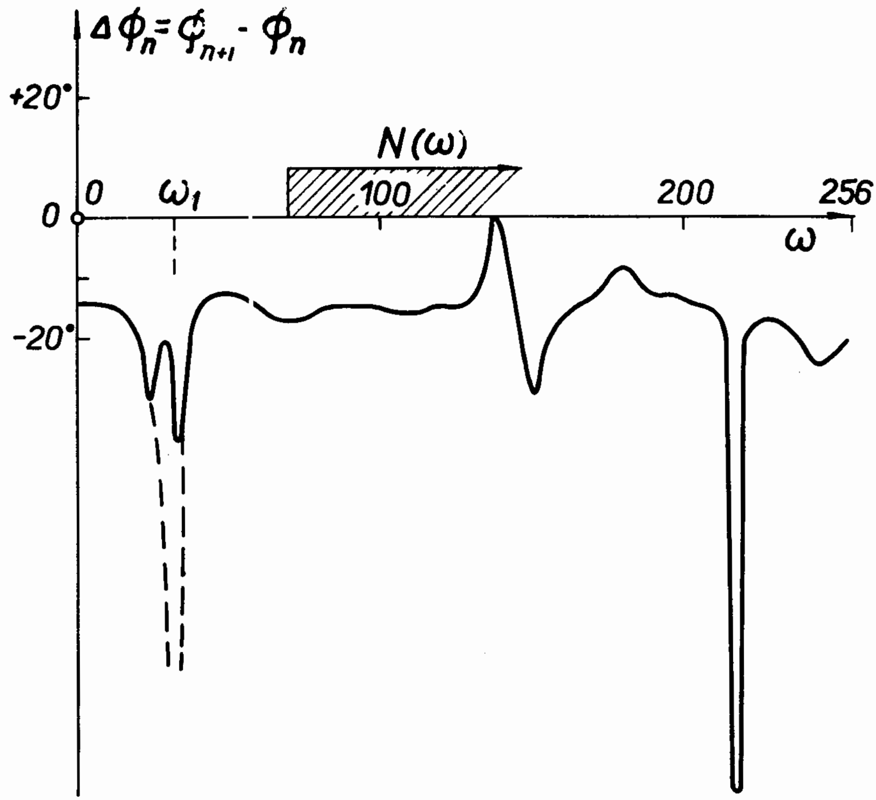

Рис. 11. Функция $\Delta\Phi(n)$ для A_2 -резонанса, рис. 9 положение минимума ν_1 =32, расщепление $\Delta_{\text{набл.}}$=8 элементов гистограммы.

Все структурные особенности кривой $F(\omega)$ в безынформационной области энергетических частот, которые можно заменить на кривые $|F(\omega)|$ ии $\Delta\Phi(n)$, следует считать несущественными, обусловленными главным образом шумами. С повышением "статистики" уровень шумов будет понижаться, а это приведет к расширению информационной области. Чем положе кривая $G(\omega)$ в области высоких энергетических частот, тем сильнее растёт реальная разрешающая способность спектрометра. Наоборот, если кривая $G(\omega)$ спадает очень круто в области высоких частот, что имеет место в случае гауссовой формы кривой разрешения спектрометра $g(E)$, то усилия на повышение "статистики" становятся сравнительно обесцененными.

Результаты обработки данных работы [9] не дают указаний на факт расщепления A_2 -резонанса, так как шумы начинаются при очень низкой энергетической частоте.

Поиски дублетности были проведены также и для резонанса $K^*(1420)$, из тензорного нонета 2^+ . Были использованы данные из работы [10], авторы которой исследовали возможность дублетной структуры резонанса $K^*(1420)$, образующегося в канале реакции

$$K^+ p \to \underbrace{K^*(1420)^o}_{\hookrightarrow K^+\pi^-} \pi^+ p \qquad (27)$$

Эксперимент проводился на K^+ -мезонном пучке при 13 Гэв/с на SLAC'е . При определении эффективной массы K_π было достигнуто разрешение канала, (ширина элемента гистограммы), равное 7 Мэв (рис. 12). В этой работе было обнаружено, что синглетный резонанс Брайта-Вигнера с шириной 100 ± 10 Мэв описывает экспериментальные данные с большой достоверностью. Гипотеза о двойном полюсе имеет вероятность менее 1%. В этом же опыте были измерены также параметры $K^*(890)$. Проведенный анализ показывает, что двойной полюс имеет вероятность $\approx$ 1%.

На рис. 13 показаны графики $F(\omega)$ и $G(\omega)$ для резонанса $K^*(1420)$. На рис. 14 приведена разность $\Delta\Phi(n)$. Видно, что в случае $K^*(1420)$ -резонанса шумы относительно менее интенсивны, чем в случае A_2 -резонанса (рис. 10). Этот факт, по-видимому, вызван тем, что пики A_2 -резонанса расположены на очень высоком пьедестале. Возникают более интенсивные шумы, чем если бы этого пьедестала не было.

Рассматривая кривые $F(\omega)$ и $G(\omega)$ на рис. 13, мы можем сделать вывод о том, что в информационной области энергетических частот не наблюдается минимумов, которые можно было бы рассматривать как указание на мультиплетную, в частности, дублетную структуру этого резонанса. Предельная разрешающая способность равна $\Delta^{\partial}_{\text{пред.}} \approx 1{,}8$ элемента гистограммы для дублета и $\Delta^{\text{тр.}}_{\text{пред.}} \approx 1{,}2$ - для триплета (см. [23] и [25]).

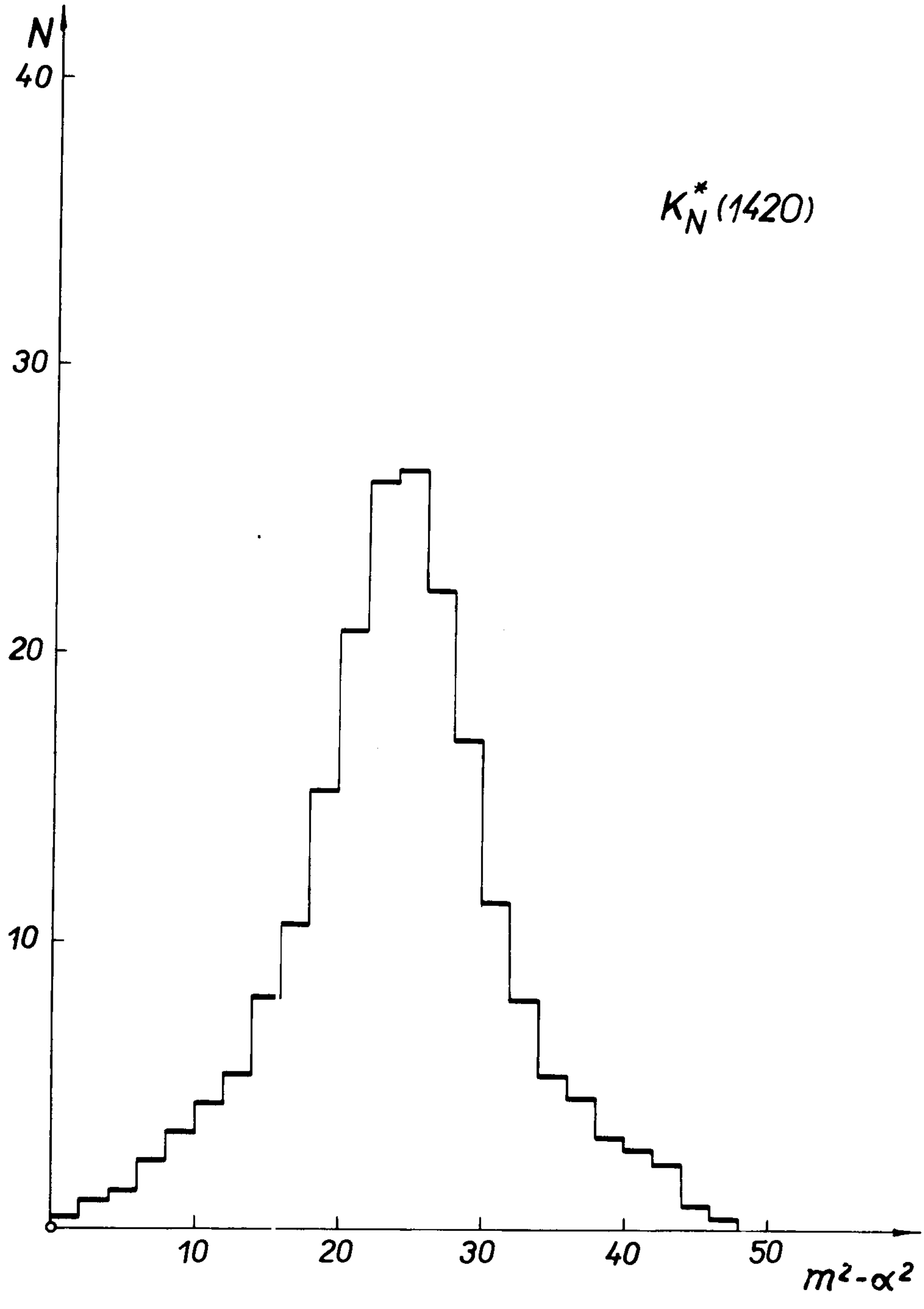

Рис. 12. Экспериментальные данные о $K^*(1420)$ – резонансе, за вычетом пьедестала, взятые из работы /10/.

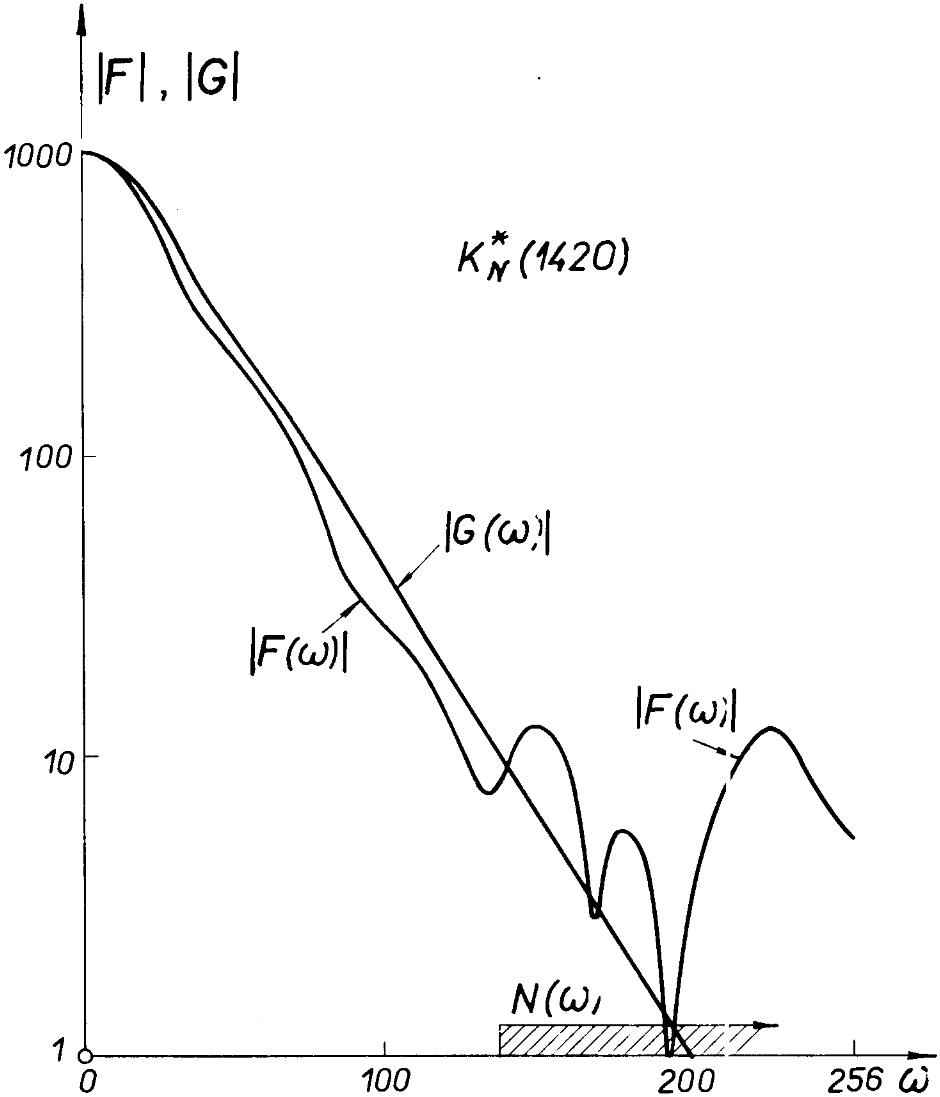

Рис. 13. Результаты анализа $K^*(1420)$ -резонанса. Кривая $G(\omega)$ – фурье-образ нормированной кривой разрешения $g(E)$, взятой из рис. 6. Кривая $F(\omega)$ – фурье-образ экспериментальных данных о $K^*(1420)$-резонансе (рис. 12). Граничная энергетическая частота $\omega_{шум} \approx 140$, расщепления не наблюдается; предельное разрешение дублета $\Delta^{\partial}_{пр.} \approx 1{,}8$ элемента гистограммы.

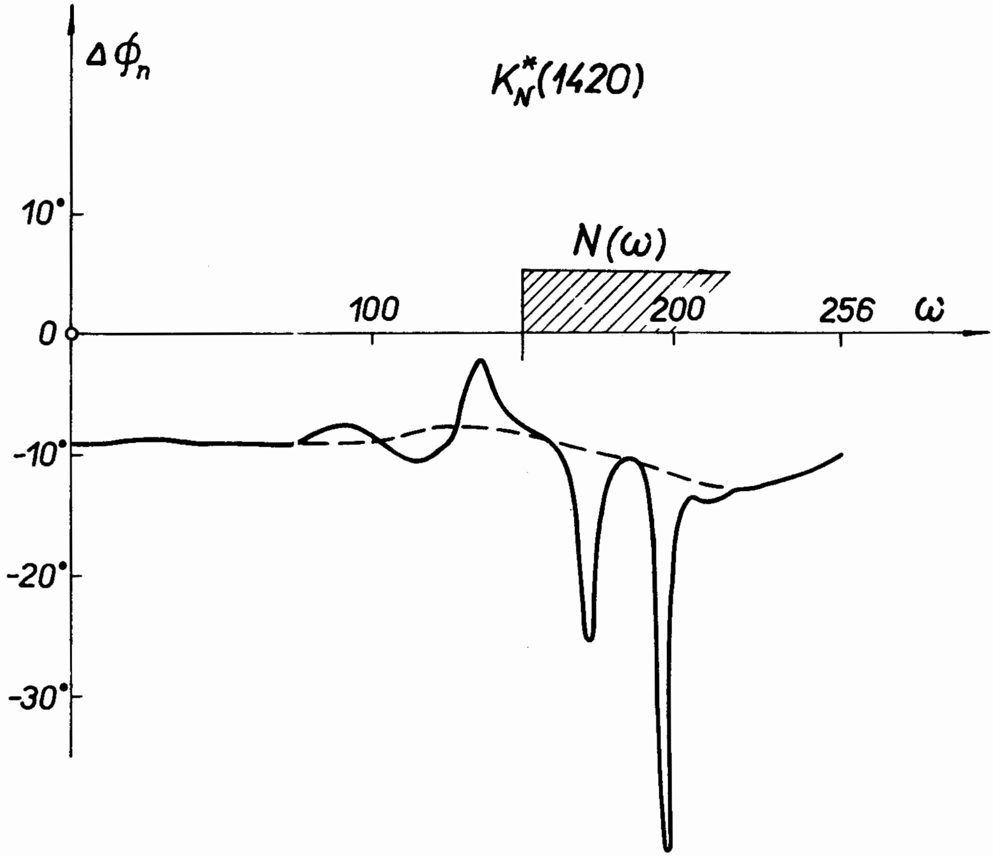

Рис. 14. Функция $\Delta\Phi(n)$ для $K^*(1420)$ -резонанса; $\omega_{шум.}=140$.

Аналогичные результаты были получены для $K^*(890)$ -резонанса, где предельная разрешающая способность равна $\Delta^{\partial}_{пр.}\approx 12{,}8$, а $\Delta^{тр.}_{пр.}\approx 8{,}5$ элемента гистограммы /10/.

На рис. 15 приведены данные о ρ_0 -резонансе, взятые из работы /11/. Дублетной структуры не обнаружено вплоть до $\Delta^{\partial}_{пред.}\approx 4{,}1$ элемента гистограммы.

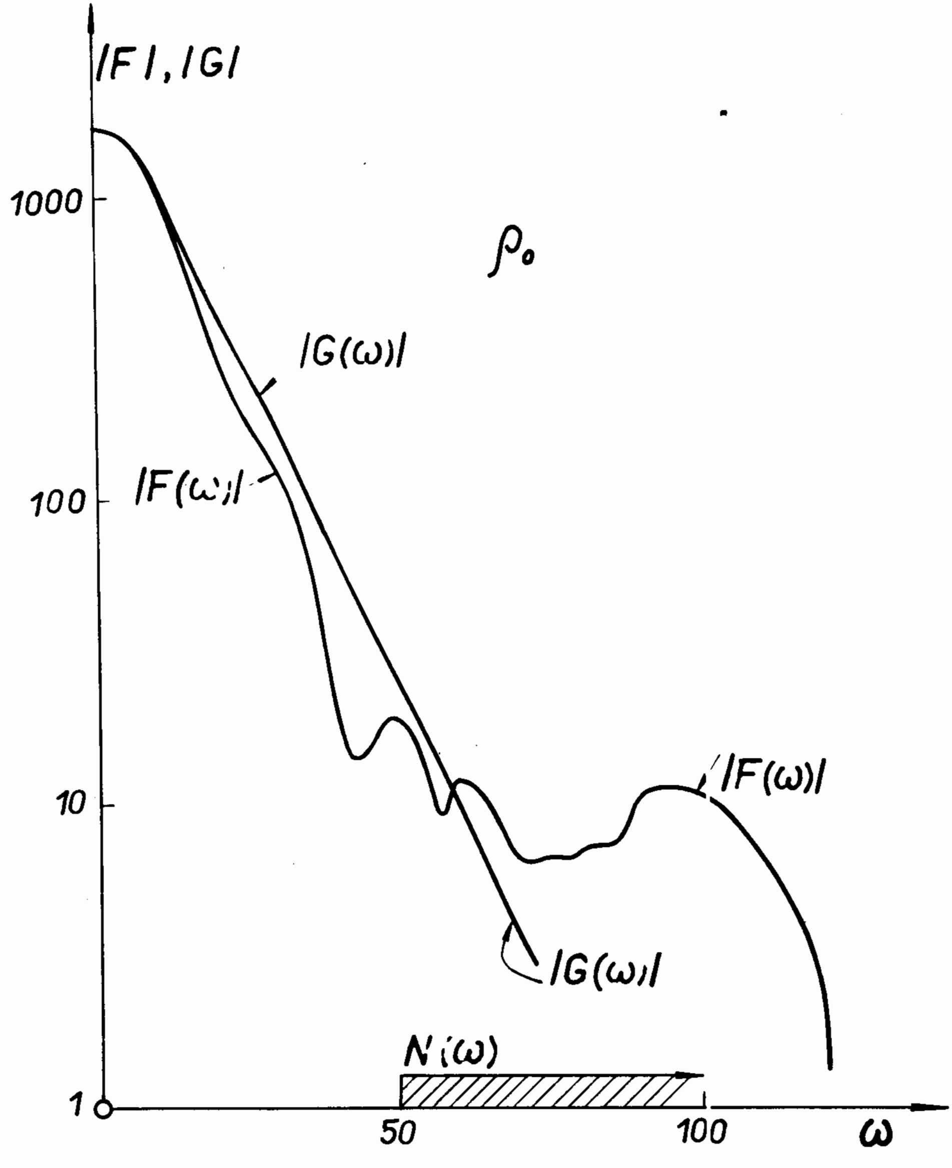

Рис. 15. Результаты анализа ρ_0 -резонанса. Обозначения те же, что и на рис. 10 и 13. Граничная частота $\omega^{шум.} \approx 62$, расщепления не наблюдается; предельное разрешение равно $\Delta\partial_{пред.} \approx 4{,}1$ элемента гистограммы.

Литература

1. M. Derrick. Invited Talk at the Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society, Bouldler, (1969).
2. А.А. Майкельсон. Исследования по оптике. Госиздат М-Л (1932).
3. Л. Мерц. "Интегральные преобразования в оптике", МИР, Москва (1969).
4. J. Connes and P. Connes. Multiplex Spectroscopy of Planets. Science Journal, 3, No4, 61-63, (1967).
5. T. Inouye. "The Super Resolution of Gamma-Ray Spectrum". Nucl. Instr. and Meth., 30, 224-228, (1964).
6. Л.М. Сороко. "Фурье-алгоритм обработки спектральной информации в ядерной физике". Сообщение ОИЯИ 1-5030, Дубна (1970).
7. H. Benz, G.E. Chikovani et al., Phys. Lett., 28,B, 233 (1968).
8. G. Chikovani, M.N. Focassi et al., Phys. Lett., 25 B, 44 (1967).
9. D.J. Crenell, V. Karshon et al., Phys. Rev. Lett., 22, 1327 (1969).
10. P.J. Davis, S.E. Derenze et al., Phys. Rev. Lett., 23, 1071 (1969).
11. W.W. Allison, W.A. Cooper et al., Preprint Aragon. Nat. Lab., 60439 (69).
12. Ph. Eberhard, J.H. Friedman, M. Pripstein and R.K. Ross, Phys. Rev. Lett., 22, 200 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 августа 1970 года.