

82

23

8
B55



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Ф. Вишневский, Ду Юань-цай, В.И. Мороз, А.В. Никитин,
Ю.А. Троян, Цзян Шао-цзюнь, Чжан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан

P-1282

ВОЗМОЖНОЕ ПОСТРОЕНИЕ СИСТЕМЫ ИЗОБАРНЫХ СОСТОЯНИЙ И СХЕМ ИХ ПЕРЕХОДОВ

Миклошика, 1964, т.9, № 2-3, с. 177-178.

В.Ф. Вишнеvский, Ду Юань-цай, В.И. Мороз, А.В. Никитин,
Ю.А. Троян, Цзян Шао-цзюн, Чжан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан

P-1282

ВОЗМОЖНОЕ ПОСТРОЕНИЕ СИСТЕМЫ ИЗОБАРНЫХ СОСТОЯНИЙ
И СХЕМ ИХ ПЕРЕХОДОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1983

83 / 1 / 1981

А н н о т а ц и я

На основании обзорных данных рассматриваются нуклонные и гиперонные резонансы как "возбужденные состояния" (изобары) нуклонов и гиперонов с определенными значениями эффективной массы, изотопического спина, спина, четности и т.д. Они разделены на три колонки по значениям "странности" (гиперзаряда): ($S=0$, $Y=+1$), ($S=-1$, $Y=0$) и ($S=-2$, $Y=-1$) соответственно. Предложены также возможные переходы между этими "возбужденными состояниями"; некоторые из них уже были подтверждены раньше экспериментально. Переходы внутри колонки совершаются путем испускания одного мезона со странностью "нуль" (π , ρ , η , ω), между колонками - мезона со странностью " ± 1 " (K , \bar{K}). Основные состояния последних двух колонок переходят в основное состояние нуклонных изобар, т.е. в оригинальный нуклон, через слабые взаимодействия.

В отдельной работе^{/9/} некоторые переходы изобар из этой схемы вместе с кинематическим методом применены для объяснения факта разделения Λ -гиперонов по группам в импульсных распределениях, установленного в Дубне^{/10/} в $\pi^- p$ взаимодействиях при энергиях 7-8 Бэв.

Abstract

Nucleon isobars and hyperon isobars are considered as 'excited states' in terms of their effective masses, isotope spins, spins and parities etc. They are classified into three groups according to ($S=0$, $Y=+1$), ($S=-1$, $Y=0$) and ($S=-2$, $Y=-1$) respectively. Possible transitions between these 'excited states' are suggested, several of them being already found experimentally. Within a single group the transitions are characterized by, as the 'quantum' of emission, a π -meson, or a ρ , a η or a ω while for the inter-groups the transitions are by a K -meson and \bar{K} . The ground states of the last two groups will have transitions by the weak interaction decay to the ground state of the nucleon isobars, i.e. the ordinary nucleons.

Concrete isobar transitions from such schemes have been given a satisfactory explanation, when applied, together with the kinematic method, to the analysis of the momentum groups of Λ^0 -hyperons as found experimentally in the 7-8 BeV $\pi^- p$ - interaction.

В многочисленных экспериментах по рассеянию π -мезонов на нуклонах и нуклонов на нуклонах, а также по фотообразованию π -мезонов на нуклонах^{/1/} выявляется существование некоторых сильных резонансных состояний системы из π -мезона и нуклона, что свидетельствует о наличии внутренней структуры нуклона. В настоящее время известно четыре таких резонансных состояния системы из π -мезона и нуклона с определенными квантовыми числами (таб. 1.). Можно представить себе эти резонансные состояния πN -системы как "возбужденные уровни" нуклона. Подобная мысль высказывалась также в^{/1/}. При переходе от более высоко возбужденного уровня к ниже расположенному уровню нуклон испускает один или несколько π -мезонов, при этом энергия возбуждения освобождается в виде массы покоя π -мезонов и энергии распада Q .

Т а б л и ц а I
Установленные нуклонные изобары^{/1, 2/ x)}

Название	Масса M Мэв	Ширина Γ Мэв (τ сек)	Барионное число B	Странность S	Изотоп- спин T	Спин и чётность J ^P
N	(+) 938,2 (0) 939,5	$\left(10^3 \text{ сек} \right)$	1	0	1/2	1/2 ⁺
N ₁ [*]	1238	145	1	0	3/2	3/2 ⁺
N ₂ [*]	1512	130	1	0	1/2	3/2 ⁻
N ₃ [*]	1688	140	1	0	1/2	5/2 ⁺
N ₄ [*]	1922	185	1	0	3/2	> 3/2 [?]

Эти "возбужденные состояния" нуклона обычно называются также изобарами (в последующем будем называть их нуклонными изобарами). Из такого представления естественно предположить, что процесс взаимодействия нуклона с другими частицами происходит в два этапа: вначале нуклон возбуждается на определенный "возбужденный уровень", и образуется изобара, а затем, испуская π -мезон, изобара переходит на ниже расположенный уровень через некоторый промежуток времени ($\leq 10^{-21}$ сек), достаточный для того, чтобы изобара и взаимодействующие с ней частицы разошлись друг от друга настолько, что взаи-

x/ В последнем номере *Phys. Rev. Lett.* 10, 262, (1963) опубликована работа, где упомянуто еще три нуклонные изобары с эффективной массой $M = 1650, 2190$ и 2360 Мэв и изотопическим спином $T = 3/2, 1/2, 3/2$ соответственно.

модействием между ними можно пренебречь. Такое представление и есть изобарная модель^{х/}.

В последние годы установлено существование еще ряда резонансных состояний системы из π -мезонов и гиперона, также из \tilde{K} -мезона и нуклона (таблица II). Рассматривая эти резонансы тоже как "возбужденные уровни" гиперонов (гиперонные изобары), можно попытаться построить из этих установленных резонансов (включая вышеупомянутые нуклонные изобары) систему "возбужденных уровней" барионов (изобар) — см. график 1.

Тот факт, что барионы и барионные резонансы, в конце концов, все распадаются на нуклоны, тоже приводит к мысли о том, что нуклоны являются фундаментом всех барионов и барионных резонансов и что барионы и барионные резонансы отличаются от нуклонов только изменением структуры.

На графике 1 изобары расположены по эффективной массе и разделены на три колонки по странности S (гиперзаряду Y). Здесь приведены только хорошо установленные барионные изобары. Линии со штрихами означают основные уровни, которые или стабильны, или распадаются через слабые взаимодействия на π -мезон и основной уровень соседней колонки со странностью на единицу меньше (за исключением $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$). Такие распады через слабые взаимодействия обозначаются ломаной линией со стрелкой, вертикальная часть — более жирная и означает π -мезон, высота этой части равна массе покоя π -мезона, а наклонная стрелка означает распад через слабые взаимодействия, при котором странность меняется на единицу. Электромагнитный распад Σ^0 на $\Lambda + \gamma$ обозначается волнистой линией.

Естественным следствием представления барионных резонансов как "возбужденных уровней" барионов является допущение каскадных переходов между этими уровнями. В настоящее время подтверждено существование еще ряда резонансных состояний системы из мезонов (см. таблицу III). Если рассматривать эти мезонные резонансы как мезонные изобары и считать их вместе с π -мезонами и K -мезонами носителями сильных взаимодействий, подобно u -квантам в электромагнитных взаимодействиях, то, соблюдая все законы сохранения для сильных взаимодействий, можно попытаться определить возможные схемы распадов через сильные взаимодействия у каждой барионной изобары, т.е. определить возможные переходы между "возбужденными уровнями" барионов и оценить отношение вероятностей различных типов распада у одной и той же изобары.

х/

Отсюда следует, что процесс распада изобары совершенно не зависит от способа ее образования и все ее распадные свойства (время жизни, типы распада и отношения вероятностей различных типов распада) постоянны во всех реакциях и определяются собственными квантовыми числами этой изобары. Если верить имеющимся данным по ширинам этих изобар (см. табл. I, табл. II и табл. III), то время жизни у них имеет такой же порядок, как и время, необходимое для того, чтобы изобара и взаимодействующие частицы разошлись настолько, чтобы взаимодействием можно было пренебречь. Поэтому нужно весьма осторожно относиться к этому предположению об изобарной модели. Однако, несмотря на это, не было обнаружено явной зависимости распадных свойств этих изобар от способов их образования, за исключением ρ -мезона. По-видимому, такое предположение об изобарной модели еще справедливо. Кроме того, нужно отметить, что в случае каскадного распада изобары между двумя каскадами может существовать также некоторая угловая корреляция.

Т а б л и ц а П
Установленные гиперонные изобары /2/

Назва- ние	Масса M Мэв	Ширина Г Мэв (г сек)	Барион- ное чис- ло B	Стран- ность S	Изотоп- спин T	Спин и чёт- ность J ^P	Продукты распада резонанса
Λ	1115,4	$(2,5 \times 10^{-10} \text{ сек})$	1	-1	0	$1/2^+$	_____
Σ	(+) 1189,4 (-) 1196,0 (0) 1191,5	$\left(\begin{matrix} 0,81 \\ 1,61 \end{matrix} \right) \times 10^{-10}$ сек	1	-1	1	$1/2^{+?}$	_____
Y_1^*	1385	50	1	-1	1	$3/2_{xxx}^?$	$\pi\Lambda$ (98%) $\pi\Sigma$ (2%)
Y_0^*	1405	50 или < 2	1	-1	0	$?^?$	$\pi\Sigma$
Y_0^*	1520	15	1	-1	0	$3/2^{-?}$	$\bar{K}N$ (60%) $\pi\Sigma$ (30%) $\pi\pi\Lambda$ (10%)
Y_1^*	1680	?	1	-1	1	$?^?$	$\pi\Lambda$ x) $\pi\Sigma$ $\pi\pi\Lambda$ $\pi\pi\Sigma$
Y_0^*	1815	?	1	-1	0	$> 3/2^?$	$\bar{K}N$ $\pi\Sigma$ xx) $\pi\pi\Lambda; (\pi Y_1^*)$
Ξ	(-) 1321 (0) ?	$(1,2 \times 10^{-10} \text{ сек})$	1	-2	1/2	$?^?$	_____
Ξ^*	1532	?	1	-2	1/2	$?^?$	$\pi\Xi$

x) См. работу /3/
xx) См. работу /4/
xxx) См. работу /11/

Т а б л и ц а И И
Установленные мезонные изобары / 1, 2 /

Назва- ние	Масса M Мэв	Ширина Г Мэв (τ сек)	Бари- онное число B	Стран- ность S	Изо- топ- спин T	Спин, чётность, G чёт- ность J^{PG}	Продукты распада ре- зонанса
π	$\begin{pmatrix} (+) 139,6 \\ (0) 135,0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 2,5 \times 10^{-8} \\ 2 \times 10^{-16} \end{pmatrix}$	0	0	1	0^{--}	—
η	548	10	0	0	0	0^{-+}	нейтральный (75%) $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (25%)
ρ	750	100	0	0	1	1^{-+}	$\pi \pi$
ω	782	15	0	0	0	1^{--}	нейтральный (14%) $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (86%)
$(K\bar{K})$	≈ 1020	?	0	0	0?	? [?]	$(K\bar{K})$ x)
f^0	≈ 1250	?	0	0	0?	$2^{??}$	$\pi \pi$ xx)
(4π)	1350	?	0	0	?	? [?]	4π x) $2\pi\rho$
K	$\begin{pmatrix} (+) 493,9 \\ (0) 497,8 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1,22 \times 10^{-8} \\ 10^{-10}; 6 \times 10^{-8} \end{pmatrix}$	0	± 1	1/2	$0^{-?}$	—
K^*	888	50	0	± 1	1/2	? [?]	πK (100%)

x) См. работу /4,8/.

xx) См. работу /6/.

На графике 1 изображены также возможные схемы распадов изобар с испусканием одного мезона-носителя, включая π , K , ρ , ω , η . Все установленные изобары распадаются через сильные взаимодействия. Такие распады обозначаются ломаной или вертикальной линиями со стрелкой. Двойная часть линии является символом носителя взаимодействий, ее высота равняется значению массы покоя носителя. Если эта часть вертикальная, то носитель - мезон со странностью "нуль" (π, η, ρ, ω). Если наклонная - мезон со странностью "единица" (K, \bar{K}). Одиночная часть линии со стрелкой всегда вертикальна и означает распад через сильные взаимодействия, причём высота этой части равняется энергии распада, т.е. сумме кинетических энергий продуктов распада в системе покоя изобары. Подтвержденные на экспериментах типы распада изображены сплошными линиями, а пока еще не подтвержденные на экспериментах, но возможные по приведенной в этой работе схеме, - пунктирными. В таблице IV приведен перечень этих возможных распадов изобар с испусканием одного мезона (включая π , K , η , ρ , ω).

Интересно экспериментально определить сечения образования этих изобар в различных реакциях, проверить эти возможные схемы распада через сильные взаимодействия и оценить отношения вероятностей различных мод распада одной и той же изобары (см. сноску, стр.4). Эти данные могут дать некоторые сведения для понимания взаимодействия между элементарными частицами и для понимания внутренней структуры барионов.

Хотелось бы отметить, что возможны также некоторые моды распада изобар через электромагнитные взаимодействия, но вероятность распада через электромагнитные взаимодействия обычно намного меньше, чем вероятность распада через сильные взаимодействия. Однако ими тоже нельзя пренебречь по следующим причинам. Во-первых, хотя вероятность распада через электромагнитные взаимодействия для каждой изобары мала, но т.к. расстояния между уровнями почти одинаковы, $\Delta M \approx (150 - 300)$ Мэв, в сумме эти моды распада изобар могут внести существенный вклад в спектр γ -квантов в соответствующем интервале энергии. Во-вторых, когда распад через сильные взаимодействия по какой-либо причине оказывается затрудненным, распад через электромагнитные взаимодействия даже может стать главной модой распада.

Из графика 1 видно, что разрешен каскадный распад через сильные взаимодействия изобары $Y_0^* (1815)$ по схеме:



но запрещен прямой распад через сильные взаимодействия по схеме:

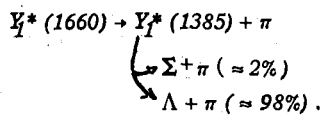
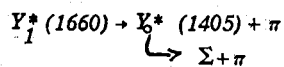


по сохранению энергии и изоспина. Конечно, не исключена возможность распада $Y_0^* (1815)$ на Λ и неизвестный до сих пор (2π) -резонанс с изотопическим спином "0" и массой меньше 700 Мэв или возможность прямого распада с испусканием сразу двух π -мезонов. Из этих соображений в работе /4/ построено распределение по эффективной массе двухчастичных комбинаций ($\Lambda\pi^+$), ($\Lambda\pi^-$) и ($\pi^+\pi^-$) из тех трехчастичных комбинаций ($\Lambda\pi^+\pi^-$),

эффективная масса которых находится в пределе от 1700 до 1900 Мэв. Результат этой работы можно объяснить тем, что происходит каскадный распад Y_0^* (1815) по схеме (а), но нет указания на прямой распад Y_0^* (1815) на Λ и ρ или на Λ и (2π) -резонанс.

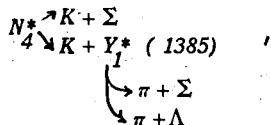
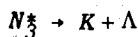
Интересно отметить, что возможен также распад Y_0^* (1815) на $\pi + \Sigma$, который до сих пор не был экспериментально подтвержден.

Когда данная работа была уже готова к печати, мы получили статью /3/, где с хорошей статистикой снова утверждается существование резонанса системы $(\pi\Sigma)$ и $(\pi\Lambda)$ с эффективной массой $M = 1660$ Мэв и изотопическим спином $T=1$. Там же подтверждена возможность распада этого резонанса на $(\Sigma\pi\pi)$ и $(\Lambda\pi\pi)$. По предложенной в настоящей работе схеме возможны каскадные схемы Y_1^* (1660):



Поэтому целесообразно проверить на данных работах /3/ эти возможные каскадные схемы распада Y_1^* (1660), что было бы очень интересно и важно для понимания возможности испускания двух мезонов в одном акте сильных взаимодействий. Ввиду того, что основной модой распада изобары Y_1^* (1385) является распад Y_1^* (1385) на Λ -гиперон и π -мезон (см. таб. IV), по-видимому, распад изобары Y_1^* (1660) на $(\Sigma\pi\pi)$ будет идти главным образом через Y_0^* (1405), а распад на $(\Lambda\pi\pi)$ — через Y_1^* (1385).

Возможны следующие схемы распадов:



где K -мезон играет роль носителя сильных взаимодействий. До сих пор в экспериментах не получены единые заключения о существовании (ΛK) и (ΣK) -резонансов, хотя в /4/ и /7/ было некоторое указание на наличие пиков в распределениях (ΛK) и (ΣK) по эффективной массе при $M_{\Lambda K} \approx 1700$ Мэв и $M_{\Sigma\Lambda} \approx 1920$ Мэв. Несомненно, что изучение (ΛK) и (ΣK) -резонансов представляет большой интерес для проверки правильности схемы, предложенной в настоящей работе.

Процессы образования обычных изобар N_1^* , N_2^* , N_3^* и N_4^* изучены довольно тщательно по рассеянию π -мезонов на нуклонах, нуклонов на нуклонах и по фоторождению π -мезонов, но их возможные распады совершенно не были изучены, за исключением $N_1^* \rightarrow \pi + N$.

Некоторые моды распада изобар из настоящей схемы вместе с кинематическим методом были применены в работе /8/ для анализа наблюдавшихся в /9/ групп

Λ - гиперонов в импульсных распределениях. Существование этих групп Λ -гиперонов было удовлетворительно объяснено как результат образования их через распад изобар, образованных при π^-p взаимодействиях.

Авторы пользуются случаем выразить свою благодарность И.В. Чувило и китайским физикам, работающим в ОИЯИ, за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. а) R.M.Sternheimer and S.J.Lindenbaum. Phys. Rev., 123; 333 (1961).
б) J.F.Detoeuf. The Aix-en-provence International Conference on Elementary Particles, v. 11, p. 57 (1961).
2. Ссылки можно найти в обзорном докладе В.Р.Gregory, 1962 International Conference on High Energy Physics at Cern, p.779.
3. L.W.Alvarez, et al. Phys. Rev. Lett., 10, 184 (1963).
4. V.A.Belyakov, Wang Yung-Chang, V.I.Vekcler, N.M.Viryasov, Du Yuan-Cai, E.N.Kladnitskaya, Kim Hi-In, A.A.Kuznetsov, A.C.Mikhul, Nguyen Dinh Tu, V.N.Penev, E.S.Sokolova, and M.I.Soloviev. 1962 International Conference on High Energy Physics at Cern, p. 336.
5. а) L.Bertansa, et al. Phys. Rev. Lett., 9, 180 (1962).
б) G.Alexander et al. Phys. Rev. Lett., 9, 460 (1962).
6. а) Selove et al. Phys. Rev. Lett., 9, 272 (1962).
б) J.J.Veillet et al. Phys. Rev. Lett., 10, 29 (1963).
7. а) Kuznetsov et al. Phys. Lett., 1, 314 (1962).
б) Ervin et al. Nuovo Cimento, 24 237 (1962).
8. В.Ф. Вишнеvский, Ду Юань-цай, В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян, Цзян Шао-цзюнь, Чжан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан. О возможной схеме образования Λ -гиперонов через изобары в π^-p взаимодействиях при энергиях 7-8Бэв. Препринт ОИЯИ Р-1297, Дубна, 1963.
9. В.А. Беляков, Ван Юн-чан, В.И. Векслер, Н.М. Вирясов, И. Врана, Ду Юань-цай, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, Э. Михул, Нгуен Дин Ты, И. Патера, В.Н. Пенев, Е.С. Соколова, М.И. Соловьев, Т. Хофмокль, Чен Лин-янь, А. Михул. ЖЭТФ 44, 431, (1963).
10. а) L.Bertanza et al. Phys. Rev. Lett., 10,176 (1963).
б) J.B.Shafer et al. Phys. Rev. Lett., 10,179 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 апреля 1963 г.

Возможное построение системы изобарных состояний и схем их переходов.

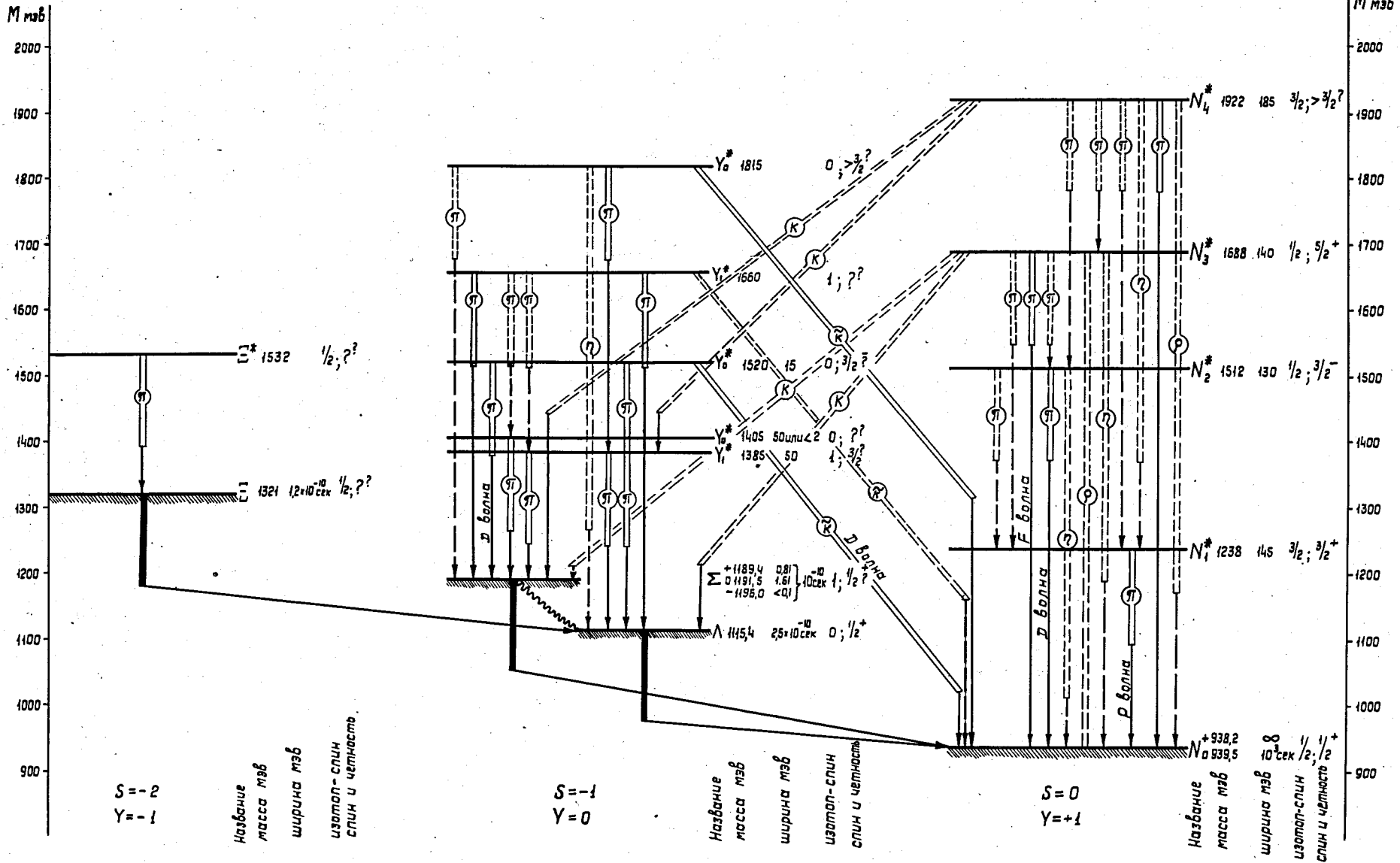


таблица IV

Возможные типы распада установленных
барионных изобар по изобарной модели

Название	Масса М МэВ	Спин и четность ΣP	Изотоп спин T	Промежуточ- ные продук- ты распада	Энергия распада Q МэВ	Импульс распада* ϵ МэВ/c	Относитель- ный угло- вой момент ℓ	Конечные продукты распада
N_1^*	1238	$3/2^+$	$3/2$	$\pi + N$	159	233	1	πN ;
N_2^*	1512	$3/2^-$	$1/2$	$\pi + N$	433	450	2	πN ;
				$\pi + N_1^*$	134	214	0; 2	$2\pi N$
				$\eta + N$	25	132	2	
N_3^*	1688	$5/2^+$	$1/2$	$\pi + N$	609	572	3	πN
				$\pi + N_1^*$	310	371	1; 3	$2\pi N$
				$\pi + N_2^*$	36	102	2; 4	$2\pi N$; $3\pi N$
				$\eta + N$	201	388	3	
				$\rho + N$	~ 0	~ 0		$2\pi N$
				$K + \Lambda$	75	231	3	$K\Lambda$
				$K + \Sigma$	~ 0	~ 0		$K\Sigma$
N_4^*	1922	$> 3/2^?$	$3/2$	$\pi + N$	843	724	3?	πN
				$\pi + N_1^*$	544	550	3?; 5?	$2\pi N$
				$\pi + N_2^*$	270	344	2?; 4?	$2\pi N$; $3\pi N$
				$\pi + N_3^*$	94	177	1?; 3?; 5?	$2\pi N$; $3\pi N$; $4\pi N$; $\pi K\Lambda$
				$\eta + N_1^*$	136	331	3?	
				$\rho + N$	233	596		$2\pi N$
				$K + Y_1^*$	39	171	3?	$\pi K N$
				$K + \Sigma$	233	428		$K\Sigma$
Y_1^*	1385	$3/2^?$	1	$\pi + \Lambda$	130	208		$\pi\Lambda$
Y_0^*	1405	$?^?$	0	$\pi + \Sigma$	54	126		$\pi\Sigma$
				$\pi + \Sigma$	74	150		$\pi\Sigma$
Y_0^*	1520	$3/2^-?$	0	$\pi + \Sigma$	189	264	2	$\pi\Sigma$
				$2\pi + \Lambda$	125	—		$2\pi\Lambda$
				$\tilde{K} + N$	83	237	2	$\tilde{K}N$
Y_1^*	1660	$?^?$	1	$\pi + \Lambda$	405	440		$\pi\Lambda$
				$\pi + \Sigma$	330	385		$\pi\Sigma$
				$\pi + Y_0^*(1520)$	~ 0	~ 0		$3\pi\Lambda$; $2\pi\Sigma$; $\pi\tilde{K}N$
				$\pi + Y_2^*(1405)$	115	196		$2\pi\Sigma$
				$\pi + Y_1^*(1385)$	135	215		$2\pi\Lambda$ ($\sim 98\%$); $2\pi\Sigma$ ($\sim 2\%$)
				$\eta + \Lambda$	~ 0	~ 0		
				$\tilde{K} + N$	222	400		$\tilde{K}N$
Y_0^*	1815	$> 3/2^?$	0	$\tilde{K} + N$	378	534		$\tilde{K}N$
				$\pi + Y_1^*(1385)$	290	358		$2\pi\Lambda$ ($\sim 98\%$); $2\pi\Sigma$ ($\sim 2\%$)
				$\pi + \Sigma$	484	502		$\pi\Sigma$
				$\eta + \Lambda$	152	346		
Ξ^*	1532	$?^?$	$1/2$	$\pi + \Xi$	71	147		$\pi\Sigma$

*) Импульс распада ϵ означает импульс промежуточных продуктов двух частичного распада изобары в системе покоя изобары и определен по формуле.

$$M = \sqrt{\epsilon^2 + m_1^2} + \sqrt{\epsilon^2 + m_2^2}, \quad \epsilon = \frac{1}{2M} \sqrt{[M^2 - (m_1 + m_2)^2][M^2 - (m_1 - m_2)^2]}$$

где M — масса изобары, m_1, m_2 — масса двух промежуточных продуктов двух частичного распада изобары.