

УДК 539.12...123

НАБЛЮДЕНИЕ ОЧАРОВАННОГО БАРИОНА Σ_c^0 В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ЭКСЧАРМ

**Сотрудничество ЭКСЧАРМ: Дубна — Алма-Ата — Бухарест — Минск —
Москва — Серпухов — София — Тбилиси**

*А.Н.Алеев, В.П.Баландин, И.И.Евсиков, А.И.Зинченко, З.М.Иванченко,
И.М.Иванченко, А.Ф.Камбурян, Н.Н.Карпенко, Г.А.Квирикашвили,
В.Д.Кекелидзе, Ю.А.Кожевников, З.И.Коженкова, И.Г.Косарев,
Ю.А.Кретов, Н.А.Кузьмин, А.Л.Любимов, Д.Т.Мадигожин,
А.Ш.Мествиришвили, А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, А.К.Одишвили,
В.В.Пальчик, Ю.К.Потребеников, Т.Б.Прозулова, В.А.Сашин,
В.Е.Симонов, А.Г.Скрипничук, В.Н.Спасков, Г.Т.Татишвили, А.Л.Ткачев,
А.С.Чвыров, П.З.Христов, И.П.Юдин, О.И.Юлдашев, М.Б.Юлдашева*
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.А.Локтионов

Институт физики высоких энергий НАН РК, Алма-Ата

А.Брагадиреану, Л.Гроза, М.Илиеску, Т.Понта

Институт атомной физики, отдел физики высоких энергий, Бухарест

А.С.Курилин

Научно-исследовательский институт ядерных проблем

Белорусского государственного университета, Минск

С.П.Баранов, М.В.Белов, В.А.Козлов, С.Ю.Поташов

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва

А.П.Бугорский

Институт физики высоких энергий, Протвино

В.Й.Заячки

Высший химико-технологический университет, София

И.М.Гешков, С.Пиперов

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

**Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Р.А.Кватадзе, М.В.Копадзе,
Н.Л.Ломидзе, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Б.Г.Чиладзе**
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

Т.С.Григалашвили
Институт физики АН Республики Грузия, Тбилиси

На серпуховском ускорителе в пучке нейтронов со средним импульсом ≈ 50 ГэВ/с с помощью установки ЭКСЧАРМ осуществлен поиск очарованного бариона Σ_c^0 . Полученные данные указывают на наблюдение Σ_c^0 , распадающегося по каналу $\Lambda_c^+ \pi^-$ с последующим распадом Λ_c^+ на $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ или $\bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$. Измерена разность между массами Σ_c^0 и Λ_c^+ , которая составила $(167,8 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.}))$ МэВ/с². Определено также отношение парциальных ширин распадов Λ_c^+ : $\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-) / \Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-) = 2,6 \pm 1,2$.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Observation of Σ_c^0 Charmed Baryon in the Experiment EXCHARM

A.N.Aleev et al.

A search for charmed baryon Σ_c^0 has been carried out in a neutron beam with a mean momentum of ≈ 50 GeV/c with the EXCHARM spectrometer at the Serpukhov accelerator. Σ_c^0 were detected by their decays into $\Lambda_c^+ \pi^-$ with following decays of Λ_c^+ into $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ or $\bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$. The mass difference between Σ_c^0 and Λ_c^+ was measured. A value of $(167.8 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 0.2(\text{syst.}))$ MeV/c² was obtained. The partial width ratio of Λ_c^+ : $\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-) / \Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-) = 2,6 \pm 1,2$ was estimated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

1. Введение

Существующие экспериментальные данные об очарованных барионах не отражают полную картину их свойств и зачастую являются противоречивыми. Поэтому важное значение имеет получение новых данных, таких, как уточненные значения их масс, отношения парциальных вероятностей различных каналов их распада и др.

За легчайшим очарованным барионом Λ_c^+ следует изотопический триплет Σ_c состояний (Σ_c^0 , Σ_c^+ , Σ_c^{++}), которые наблюдались в нескольких экспериментах: в e^+e^- -аннигиляции [1,2,3], нейтринных [4] и фотонных [5] пучках. В адронных взаимодействиях очарованные барионы Σ_c зарегистрированы в экспериментах E-400 [6] и БИС-2 [7], проведенных в нейтронных пучках, а также в эксперименте WA-89 [8] с использованием Σ^- гиперонного пучка.

В данной работе сообщается о наблюдении очарованного бариона Σ_c^0 в эксперименте ЭКСЧАРМ, проведенном в пучке нейтронов серпуховского ускорителя.

2. Эксперимент ЭКСЧАРМ

Пучок нейтральных частиц (канал 5Н) образуется при наведении циркулирующих в кольце ускорителя протонов с энергией 70 ГэВ на внутреннюю бериллиевую мишень и формируется системой коллиматоров под углом 0° к падающим протонам. Пучок состоит в основном из нейтронов. Образованные при этом заряженные частицы рассеиваются отклоняющими магнитами ускорителя и магнитом СП-129, расположенным в головной части экспериментальной зоны. Для подавления фона от γ -квантов используется свинцовый фильтр переменной толщины (от 0 до 20 см по пучку). Максимальная интенсивность пучка составляет несколько единиц $\times 10^6$ нейтронов/сброс, а доля примеси в нем антинейтронов, нейтральных долгоживущих каонов и γ -квантов в области энергетического спектра пучка нейтронов не превышает 1%. Измеренный энергетический спектр нейтронного пучка [9] приведен на рис.1. Среднее значение энергии ≈ 50 ГэВ, а максимум расположен в районе 58 ГэВ.

Схема спектрометра ЭКСЧАРМ дана на рис.2.

Пучок нейтронов (n) падал на углеродную мишень (T) с толщиной по пучку $1,3 \text{ г/см}^2$, расположенную непосредственно перед спектрометром.

Центр спектрометрического магнита СП-40А принимается за начало «правой» ортогональной системы координат (XYZ) спектрометра. Магнит имеет апертуру $274 \times 49 \text{ см}^2$ и максимальную напряженность магнитного поля $\approx 0,7 \text{ Тл}$. Основной компонент магнитного поля параллелен оси OY . Система питания магнита обеспечивает возможность оперативного переключения его полярности. В состав спектрометра входят 11 пропорциональных камер (ПК) (25 плоскостей) с шагом намотки сигнальных проволочек 2 мм. Максимальные размеры камер, расположенных до магнита, — $100 \times 60 \text{ см}^2$ [10], после магнита — $200 \times 100 \text{ см}^2$ [11].

Рассчитанная методом Монте-Карло величина импульсного разрешения спектрометра $\delta(P)$ для заряженной частицы, обусловленная пространственным разрешением ПК, точностью учета интеграла магнитного поля и многократным кулоновским рассеянием, составляет: $\delta(P)/P \approx 6 \cdot 10^{-4} \cdot P (\text{ГэВ/с})^{-1}$.

Для идентификации заряженных частиц используются два многоканальных пороговых газовых черенковских счетчика: МПГЧС-14 [12] и МПГЧС-32 [13]. 14-ка-

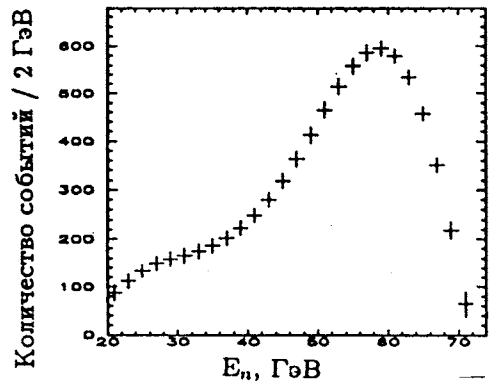


Рис.1. Энергетический спектр нейтронов пучка

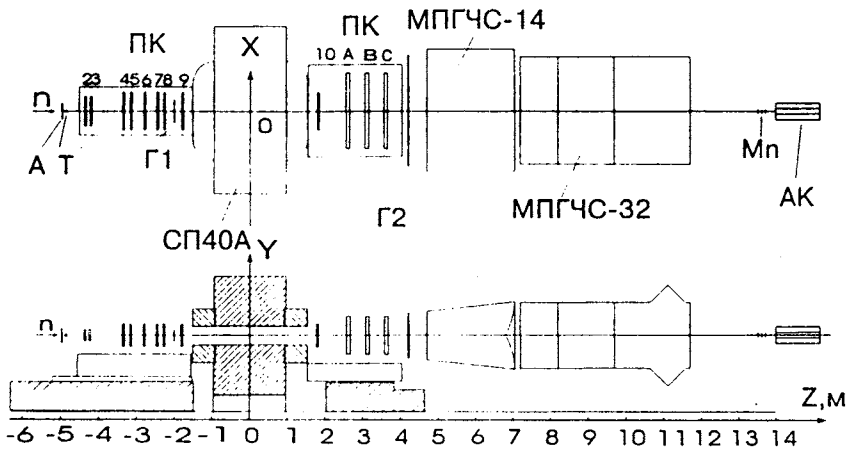


Рис.2. Схема спектрометра ЭКСЧАРМ

нальный МПГЧС-14 заполнен фреоном-12 при атмосферном давлении, а 32-канальный МПГЧС-32 — воздухом также при атмосферном давлении. Расчетные пороговые импульсы различных регистрируемых частиц в МПГЧС-14 и МПГЧС-32 представлены в табл.1.

Монитором нейтронов пучка (Mn) служит телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков с поглотителем (алюминий) между первым и вторым счетчиком. Для измерения спектра энергии пучка нейтронов используется 9-канальный адронный калориметр (АК).

Запуск установки осуществляется сигналами, формирующимися мажоритарными схемами совпадений от трех плоскостей пропорциональных камер и двух годоскопов сцинтилляционных счетчиков (Г1) и (Г2) (15 и 60 счетчиков соответственно). Возможный запуск спектрометра от небольшой примеси в пучке заряженных частиц исключается с помощью счетчика антисовпадений (А). Система запуска спектрометра (триггер) требовала прохождения через основные элементы спектрометра не менее четырех заряженных частиц.

Электроника системы сбора данных спектрометра выполнена в стандарте КА-МАК. В составе системы сбора данных имеется быстрая буферная память, которая

Таблица 1

Счетчик	Газ	Пороги регистрации, ГэВ/с			
		μ	π	K	p
МПГЧС-14	фреон-12	2,3	3,1	10,8	20,5
МПГЧС-32	воздух	4,5	6,0	21,2	40,3

позволяет осуществлять считывание информации с детекторов в промежутках между сбросами ускорителя и тем самым обеспечивает высокую скорость набора экспериментальной информации. Накопление данных осуществляется с помощью ЭВМ РС АТ-386 и устройства Exabyte-8500 со скоростью до 2000 событий за сброс ускорителя.

Контроль за ходом эксперимента осуществляется четырьмя персональными ЭВМ, позволяющими проводить оперативный анализ информации с основных детекторов спектрометра. На одной из этих ЭВМ проводится полная геометрическая реконструкция части зарегистрированных событий.

3. Отбор и анализ событий

Приведенные результаты основаны на анализе $\approx 10^8$ нейтрон-углеродных взаимодействий, зарегистрированных в одном сеансе экспозиции спектрометра, проведенном при знакопеременном магнитном поле.

Поиск очарованного бариона Σ_c^0 осуществлялся по каналу его распада на Λ_c^+ и π^- , с последующим распадом Λ_c^+ по двум различным каналам:



и



Сигналы от распадов (1) и (2) искали т.н. методом разности масс. Метод заключается в том, что сигнал ищется в распределении величины, представляющей собой разность между эффективной массой рассматриваемого конечного состояния соответствующего распада Σ_c^0 и подсистемы, соответствующей конечному состоянию от распада Λ_c^+ . При поиске распадов (1) такой величиной является

$$\Delta M(1) = M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-), \quad (3)$$

а при поиске распадов (2):

$$\Delta M(2) = M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-). \quad (4)$$

Поскольку свободная энергия в распаде $\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ мала, экспериментальное разрешение по величине разности эффективных масс $\Delta M(1)$ или $\Delta M(2)$ значительно лучше разрешения по эффективной массе конечных состояний от распадов Σ_c^0 или Λ_c^+ .

Экспериментальное разрешение по величине $\Delta M(1)/\Delta M(2)$, определенное методом Монте-Карло, составило $\approx 1,6 \text{ МэВ}/c^2$. Важной особенностью этого метода является также сокращение основных систематических ошибок при вычислении $\Delta M(1)$ или $\Delta M(2)$.

При отборе событий — кандидатов в конечные состояния (1) и (2) — Λ и K_s^0 идентифицировались по их распадам на $p\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$, которым соответствует топология нейтральных вилок — « V^0 ». За V^0 принималась пара разноименно заряженных частиц, минимальное расстояние между траекториями которых не превышало 3-кратной величины δ_V — экспериментального разрешения ($\delta_V \approx 0,1 \text{ см}$) по этому параметру, а вершина располагалась в т.н. распадном объеме. Распадный объем вдоль оси пучка (OZ) начинался за мишенью на расстоянии пятикратной величины δ_Z — точности восстановления Z-координаты вершины ($\delta_Z \approx 1 \text{ см}$) — и кончался перед ПК2/ПК3 для Λ/K_s^0 , соответственно. Это обеспечило уменьшение фона от нейтральных вилок, образованных вторичными взаимодействиями в мишени и веществе ПК.

Λ и K_s^0 выделялись по эффективным массам V^0 в системах $p\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$ соответственно. Среднее разрешение эксперимента по эффективным массам Λ и K_s^0 составило $\approx 1,4 \text{ МэВ}/c^2$ и $\approx 3,5 \text{ МэВ}/c^2$, соответственно.

При последующем анализе рассматривались только те V^0 , для которых эффективная масса системы ($p\pi^-$)/($\pi^+\pi^-$) отличалась от табличного значения массы Λ/K_s^0 не более чем на $4,5/10 \text{ МэВ}/c^2$, соответственно.

Было отобрано $3,5 \cdot 10^6$ событий с кандидатами в Λ и $4,3 \cdot 10^6$ событий с кандидатами в K_s^0 .

Очарованный барион Σ_c^0 искался среди событий, содержащих Λ/K_s^0 и заряженные адроны h^\pm , рожденные в общей вершине взаимодействия. За вершину взаимодействия принималась точка, соответствующая минимальному среднеквадратичному расстоянию от траектории этих частиц, не превышающему 4-кратную величину δ_{EV} ($\approx 0,12 \text{ см}$) — экспериментального разрешения по этому параметру.

Поскольку при данных энергиях средний пробег регистрируемых очарованных частиц до их распада составляет около миллиметра, то в пределах разрешающей способности спектрометра вдоль этого направления ($\delta_Z \approx 1 \text{ см}$) вершины их распада и рождения не различались. Требовалось, чтобы восстановленная вершина события не выходила за пределы мишени по Z-координате более чем на $\approx 2 \cdot \delta_Z$, а X- и Y-проекции находились в ее пределах.

При построении спектра эффективных масс конечного состояния (2), содержащего p и π^+ , предполагалось, что протону, как более тяжелой частице, соответствует больший импульс. Это позволило существенно уменьшить комбинаторный фон.

На рис.3а представлен спектр разностей эффективных масс конечных состояний $\Delta M(1)$, построенный для отобранных событий. Полученный аналогичным образом спектр $\Delta M(2)$ дан на рис.4а.

На рис.3б и 4б представлены спектры $\Delta M(1)$ и $\Delta M(2)$, полученные при дополнительных условиях отбора, соответствующих выделению области масс Λ_c^+ в конечных состояниях, а именно:

$$2,25 \text{ ГэВ} / c^2 \leq M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) \leq 2,33 \text{ ГэВ} / c^2 \quad (5)$$

и

$$2,25 \text{ ГэВ} / c^2 \leq M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) \leq 2,33 \text{ ГэВ} / c^2. \quad (6)$$

В обоих спектрах (рис.3б и 4б) в области значений, близких к разности масс $M(\Sigma_c^0) - M(\Lambda_c^+)$, наблюдаются сигналы. Для оценки их характеристик спектры аппроксимировались гладкой фоновой функцией

$$F(m) = A + B \cdot (m^2 - m_\pi^2)^{1/2} + C \cdot m \quad (7)$$

(A , B и C — константы, а m_π — масса пиона), а в области сигналов — функцией Гаусса. Получено, что сигналы в спектрах (рис.3б и 4б) обусловлены ≈ 50 и ≈ 45 комбинациями над фоном ≈ 310 и ≈ 270 комбинациями, соответственно.

Для уменьшения фона от ошибочно идентифицированных протонов и пионов в исследуемых конечных состояниях на следующем этапе отбора использовалась информация, полученная с МПГЧС-14 и МПГЧС-32. Для каждой заряженной частицы рассчитывались относительные вероятности ее идентификации с определен-

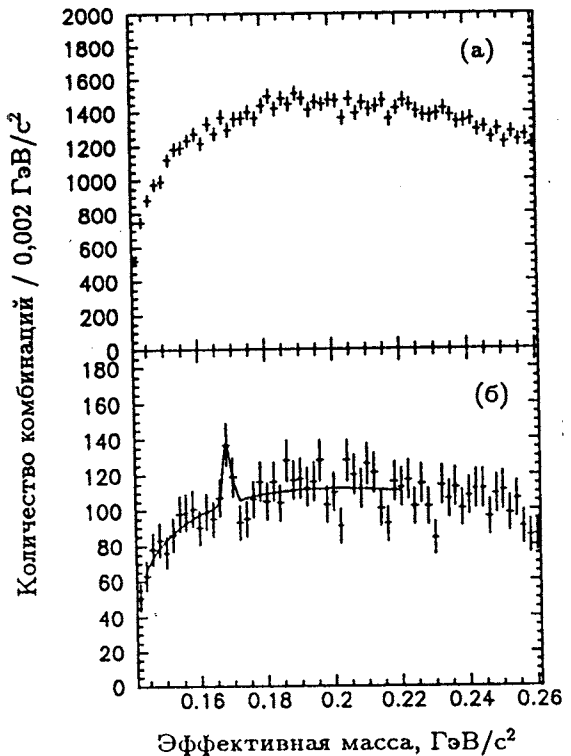


Рис.3. Разностные спектры эффективных масс конечных состояний $\Delta M(1) = M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$: а) — для всех отобранных комбинаций, б) — для комбинаций с выделенными кандидатами в Λ_c^+

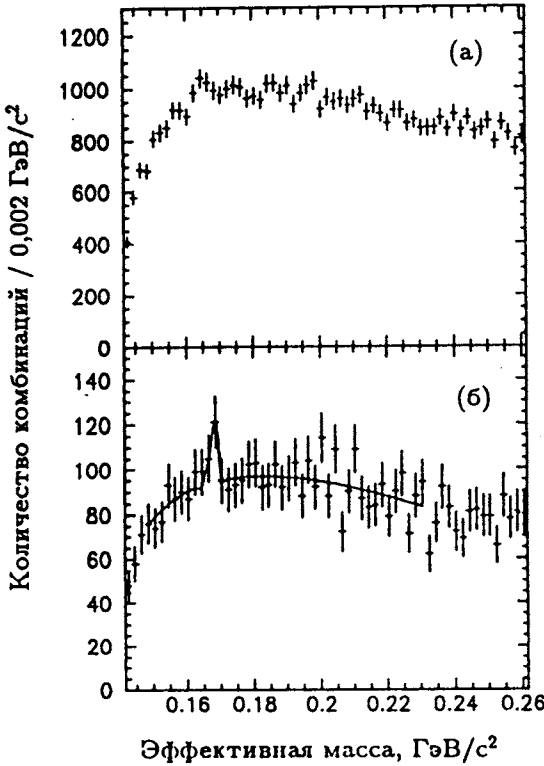


Рис.4. Разностные спектры эффективных масс конечных состояний $\Delta M(2) = M(K_s^0 p \pi^+ \pi^- \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$: а) — для всех отобранных комбинаций, б) — для комбинаций с выделенными кандидатами в Λ_c^+

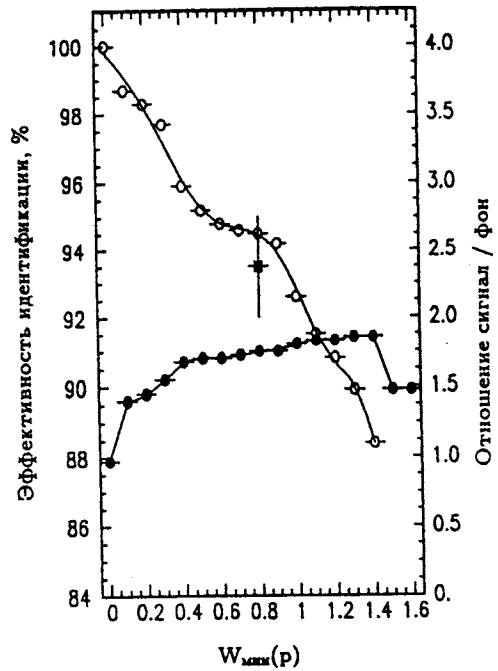
ным типом адрона — $W(i)$, (где $i =$ тип адрона = $\pi^\pm, K^\pm, p/\bar{p}$). При этом сравнивались зарегистрированные сигналы от черенковских счетчиков с расчетными, полученными в предположении, что эта частица является соответственно π^\pm, K^\pm , или p/\bar{p} . Определяемые при этом относительные вероятности $W(i)$ нормированы таким образом, чтобы для каждой заряженной частицы $W(\pi^\pm) + W(K^\pm) + W(p/\bar{p}) = 3$. Следовательно, величина $W(i) = 3$ означает 100% вероятность идентификации частицы типа i , а $W(\pi^\pm) = W(K^\pm) = W(p/\bar{p}) = 1$ — равную вероятность типа частицы. Причиной этой неопре-

деленности может быть малый, ниже порога свечения пиона (см. табл.1), импульс частицы, или попадание черенковского излучения от нескольких частиц одновременно в один канал МПГЧС. Эффективность системы идентификации зависит от импульса заряженной частицы и от количества идентифицируемых заряженных частиц в исследуемых конечных состояниях. В конечных состояниях (1)/(2) с помощью МПГЧС идентифицировались соответственно только π^\pm/p .

Критерий идентификации p выбирался из компромиссных требований: с одной стороны — максимального подавления фона от ошибочно идентифицированных частиц, и с другой — минимальной потери комбинаций, содержащих p . Для оценки эффективности выделения p и подавления соответствующего фона, анализировался сигнал от распадов $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ для событий, взятых из независимой выборки, при различных условиях идентификации p .

На рис.5 показана эффективность выделения сигнала Λ^0 в зависимости от ограничения на значения величины $W_{\min}(p)$. Эти значения эффективностей получены с учетом импульсного спектра кандидатов в p среди конечных состояний (2). На рис.5 представлена также зависимость отношения сигнал/фон от ограничений $W_{\min}(p)$ при выделении распадов $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$.

Рис.5. Эффективность выделения Λ^0 (светлые кружки), эффективность отбора конечных состояний (2) при условии идентификации (8) (черный квадрат) и отношение сигнал/фон при выделении Λ^0 (черные кружки)



В качестве критерия идентификации p в конечных состояниях (2) было выбрано условие

$$W(p) \geq 0,8. \quad (8)$$

При этом потери p среди конечных состояний (2) не превышали $\approx 5\%$, а число фоновых комбинаций уменьшилось почти на 40%.

Для независимой оценки эффективности отбора комбинаций — кандидатов в конечные состояния (2) моделировалось образование этих состояний в условиях эксперимента и процедура идентификации заряженных частиц [14]. Была определена зависимость числа выделяемых состояний (2) при идентификации p от заданных ограничений на $W_{\min}(p)$. Полученное значение эффективности (черный квадрат на рис.5) согласуется в пределах ошибок с эффективностью, определенной на основе анализа сигналов Λ^0 .

При идентификации π^\pm в конечных состояниях также требовалось, чтобы кандидаты в π^\pm не были однозначно идентифицированы как $p(\bar{p})$ или K^\pm , но оставались кандидаты, для которых не исключалась такая идентификация. Этому требованию соответствовало условие

$$W(\pi^\pm) \geq 0,8. \quad (9)$$

При этом потери пионов среди конечных состояний (1) не превышали $\approx 15\%$, а число фоновых комбинации уменьшилось на 55%.

Таблица 2

Конечное состояние	Количество отобранных комбинаций		
	основные усл. отбора	с учетом доп. усл. отбора по массе кандидатов в Λ_c^+	с учетом доп. усл. отбора по $W(i)$
$(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) \pi^-$	194136	15389	6572
$(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) \pi^-$	136126	13312	7695

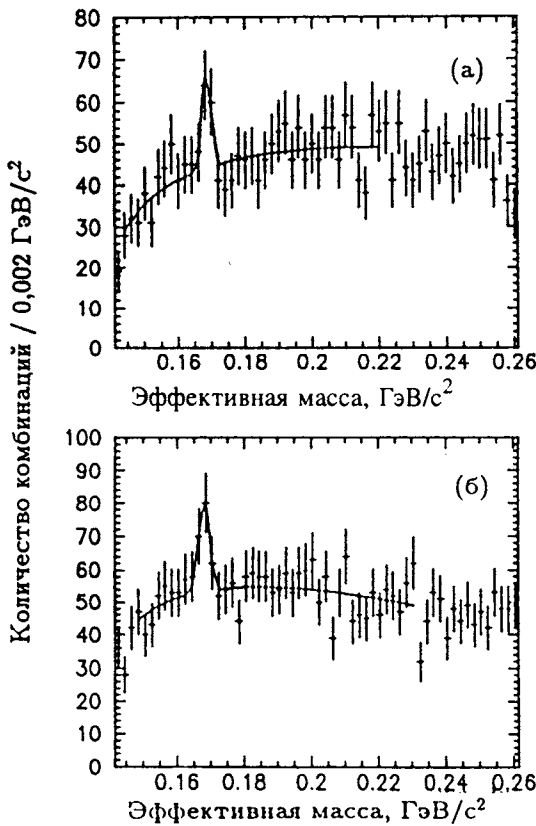


Рис.6. Спектры разностей эффективных масс конечных состояний $\Delta M(1) = M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ (а) и $\Delta M(2) = M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$ (б) для кандидатов Λ_c^+ , выделенных при условиях идентификации заряженных адронов (9) и (8)

При выделении Λ и K_s^0 в конечных состояниях (1) и (2) они идентифицировались только по их геометрическим и кинематическим признакам. В табл.2 приведены итоговые результаты отбора конечных состояний — кандидатов в распады (1) и (2).

На рис.6а и б приведены спектры разностей эффективных масс $\Delta M(1)$ и $\Delta M(2)$, полученные для комбинаций, отобранных при дополнительных условиях идентификации (9) и (8), соответственно. В этих спектрах, по сравнению с приведенными на рис.3б и рис.4б, фон под сигналами в области разности масс Σ_c^0 и Λ_c^+ понизился на 60% и 45%, соответственно.

Для оценки величины сигналов эти спектры аппроксимировались описанной выше фоновой функцией (7), а в области сигналов — функцией Гаусса. Полученные характеристики сигналов приведены в таблице 3.

На основе анализа моделированных событий были оценены систематические ошибки при вычислении разности эффективных масс (3) и (4). Анализировалась устойчивость восстановленных центральных значений масс сигналов Σ_c^0 при изменении следующих факторов:

Таблица 3

Канал распада	Характеристики сигналов Σ_c^0		
	Разность масс Σ_c^0 и Λ_c^+ , МэВ/с ²	Количество комбинаций	Ширина, МэВ/с ²
$\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$168,5 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.})$	39 ± 13	$1,3 \pm 0,6$
$\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$	$167,9 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.})$	56 ± 15	$1,7 \pm 0,7$

— точности определения расположения ПК;

— точности определения интеграла магнитного поля.

Оцененные систематические ошибки при вычислении разностей эффективных масс (3) и (4) приведены в таблице 3. Эти ошибки, так же, как и систематические ошибки в определении ширин сигналов, существенно меньше статистических.

Комбинаторный фон в приведенных спектрах незначителен. В интервалах масс, соответствующих сигналам, среднее число комбинаций в событии составляет 1,12 и 1,07 для каналов распада (1) и (2) соответственно.

Интерпретация сигналов в спектрах разности эффективных масс $\Delta M(1)$ и $\Delta M(2)$ как кинематических отражений других резонансов исключается из-за их узости и присутствия в двух независимых конечных состояниях. Тем не менее гипотеза кинематического отражения проверялась непосредственно путем построения спектров разности эффективных масс при различных предположениях о массах вторичных частиц. Статистически значимых пиков в таких спектрах не обнаружено. Это позволило сделать вывод об отсутствии кинематических отражений.

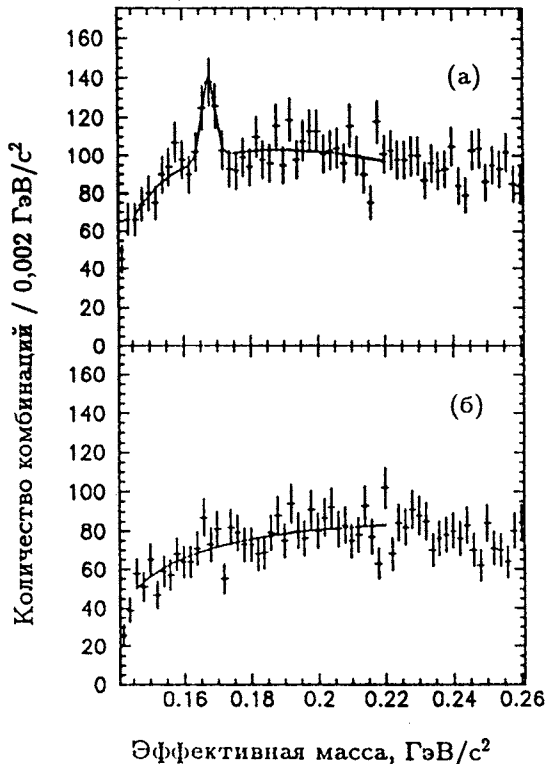


Рис.7. Сумма спектров разностей эффективных масс конечных состояний $\Delta M(1) = M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^-)$ и $\Delta M(2) = M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^- \pi^-)$ (а); сумма спектров разностей эффективных масс конечных состояний $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^-)$ и $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^- \pi^-)$ (б)

На рис.7а показана сумма спектров, представленных на рис.6а и б. Полученный суммарный спектр аппроксимировался функцией (7), а сигнал — распределением Гаусса. В результате было получено центральное значение массы сигнала

$$(167,8 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.})) \text{ МэВ}/c^2.$$

Сигнал обусловлен 102 комбинациями над фоном 361, что составляет $\approx 5,4$ стандартных отклонения от фона. Ширина сигнала составляет $(1,9 \pm 0,9 (\text{стат.})) \text{ МэВ}/c^2$, что в пределах ошибок хорошо согласуется с результатом, полученным путем моделирования методом Монте-Карло ($\sigma_{MC} \approx 1,6 \text{ МэВ}/c^2$).

Для отобранных кандидатов в конечное состояние (1) был построен также спектр разностей между эффективными массами конечного состояния и подсистемы, имеющей отрицательный заряд: $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-) - M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-)$. При этом отбирались такие комбинации, у которых значения $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-)$ находятся в пределах, соответствующих условию (5). Аналогичным образом был построен спектр разностей эффективных масс: $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^- \pi^-) - M(K_s^0 p \pi^- \pi^-)$ для отобранных кандидатов в конечное состояние (2). Также требовалось, чтобы значение $M(K_s^0 p \pi^- \pi^-)$ соответствовало условию (6). Гистограмма, представляющая сумму этих двух спектров, представлена на рис.7б. Отсутствие статистически значимых пиков в этом распределении указывает на то, что наблюдавшиеся сигналы в распределениях $\Delta M(1)$ и $\Delta M(2)$ не обусловлены наличием гиперонов в конечных состояниях (1) и (2) или особенностями акселганса установки, обусловленного применяемыми условиями отбора. Следовательно, среди отобранных кандидатов в конечные состояния (1) и (2) сигналы наблюдаются только при наличии среди них Λ_c^+ .

Таким образом, наблюдаемый сигнал (рис.7а) может быть идентифицирован как распад очарованного бариона Σ_c^0 по каналам (1) и (2).

С целью независимой проверки соответствия наблюдаемых сигналов каналам (1) и (2) была построена сумма спектров эффективных масс $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ и $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$ для комбинаций $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-)$ и $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^- \pi^-)$, отобранных при условиях идентификации (9) и (8). Для этой выборки события ограничения (5) и (6) не применялись. Было построено два спектра:

— один (сплошная гистограмма на рис.8а) — для комбинаций из интервалов разности масс

$$165 \text{ МэВ}/c^2 < \Delta M(1)/\Delta M(2) < 171 \text{ МэВ}/c^2,$$

в которых наблюдаются сигналы (рис.6а и 6б);

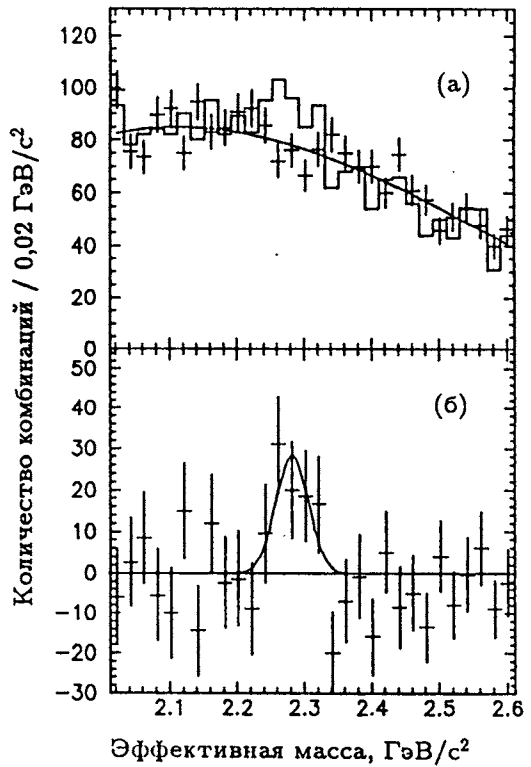
— другой (точки с ошибками на рис.8а) — усредненный для комбинаций из соседних интервалов, слева и справа от этих сигналов:

$$159 \text{ МэВ}/c^2 \leq \Delta M(1)/\Delta M(2) \leq 165 \text{ МэВ}/c^2$$

и

$$171 \text{ МэВ}/c^2 \leq \Delta M(1)/\Delta M(2) \leq 177 \text{ МэВ}/c^2.$$

Рис.8. Суммарные спектры эффективных масс $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ и $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$ из комбинаций $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ и $M(K_s^0 p \pi^+ \pi^-)$, полученные для событий: а) — из области сигналов в распределениях $\Delta M(1)$ и $\Delta M(2)$ (сплошная гистограмма), и соседних от сигналов интервалов (точки с ошибками). б) — результат вычитания спектров на рис.8а



На рис.8б представлен результат поканального вычитания этих двух гистограмм, т.е. искомый суммарный спектр $M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ и $M(K^0 p \pi^+ \pi^-)$. В области массы Λ_c^+ наблюдается сигнал, который аппроксимировался функцией Гаусса. Центральное значение массы этого сигнала равно $(2282 \pm 8 \text{ (стат.)}) \text{ МэВ}/c^2$. Он обусловлен (96 ± 26) комбинаций. Таким образом, совпадение массы наблюдаемого сигнала с известным значением массы Λ_c^+ [15], а также согласие количества комбинаций, обуславливающих сигнал, с количеством наблюдаемых распадов Σ_c^0 подтверждает сделанный вывод о наблюдении распада Σ_c^0 по каналам (1) и (2).

Наблюдение очарованного бариона Σ_c^0 , распадающегося на $\Lambda_c^+ \pi^-$ с последующим распадом Λ_c^+ по каналам

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-, \tag{10}$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-, \tag{11}$$

позволило оценить отношение парциальных ширины этих распадов Λ_c^+ . Это отношение было определено в соответствии с выражением

$$R = \frac{N_{K^0}}{N_{\Lambda^0}} \cdot \frac{B(\Lambda)}{B(K^0)} \cdot r_{\Lambda, K}, \tag{12}$$

где N_{Λ} и N_{K^0} — количество зарегистрированных распадов Σ_c^0 на $\Lambda_c^+ \pi^-$ с последующим распадом Λ_c^+ по каналам (10) и (11), соответственно; $B(\Lambda) = 0,639$ и $B(K^0) = 0,343$ —

парциальные вероятности регистрируемых распадов $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ и $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$; $r_{\Lambda, K}$ — величина отношения эффективностей регистрации Σ_c^0 с Λ_c^+ распадающегося по каналу (10) к соответствующим распадам через Λ_c^+ по каналу (11). Величина $r_{\Lambda, K}$ была рассчитана методом Монте-Карло с учетом геометрических эффективностей и эффективностей отбора событий и составила $r_{\Lambda, K} = 0,96 \pm 0,03$.

В результате было получено:

$$R = \frac{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-)} = 2,6 \pm 1,2. \quad (13)$$

4. Выводы

Наблюдается очарованный барион Σ_c^0 , рожденный в нейтрон-углеродных взаимодействиях при средней энергии нейтронов ≈ 50 ГэВ. Зарегистрировано около 100 распадов Σ_c^0 по каналу $\Lambda_c^+ \pi^-$. При этом Λ_c^+ идентифицируется по двум каналам распада:

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad \text{и} \quad \Lambda_c^+ \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-.$$

Измерена разность между массами очарованных барионов Σ_c^0 и Λ_c^+ , которая составила

$$M(\Sigma_c^0) - M(\Lambda_c^+) = (167,8 \pm 0,6(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.})) \text{ МэВ}/c^2.$$

На рис.9 приводятся опубликованные экспериментальные данные по измерениям разности масс между $M(\Sigma_c^0)$ и $M(\Lambda_c^+)$ и результат, полученный в данном эксперименте. Полученный результат хорошо согласуется с данными других наиболее достоверных экспериментов [1—3,5], а также с рядом теоретических предсказаний [16—19].

Определено также отношение парциальных ширин распадов Λ_c^+ :

$$R = \frac{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-)} = 2,6 \pm 1,2.$$

Измерение этого отношения на основе прямого наблюдения Λ_c^+ по каналам (10) и (11) на серпуховском ускорителе было осуществлено в экспериментах БИС-2 [20]* и ЭКСЧАРМ [22].

*Результат по измерению величины R , полученный в ходе дальнейшего анализа, представлен в работе [21]

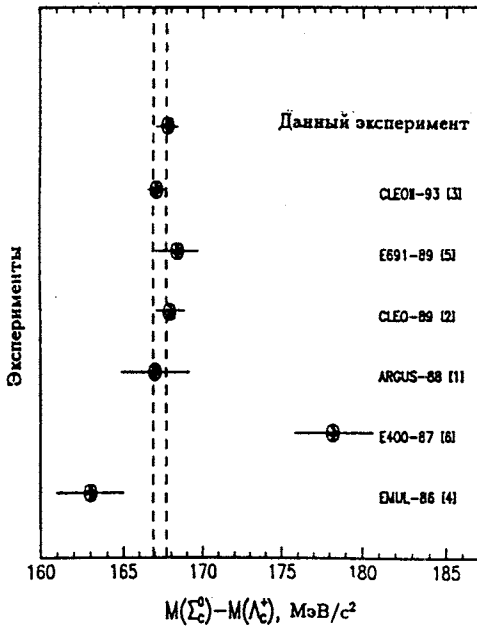


Рис.9. Значения разности масс $M(\Sigma_c^0) - M(\Lambda_c^+)$, полученные в различных экспериментах. Пунктирные линии указывают на границы среднемирового значения разности масс $M(\Sigma_c^0) - M(\Lambda_c^+)$ [15]

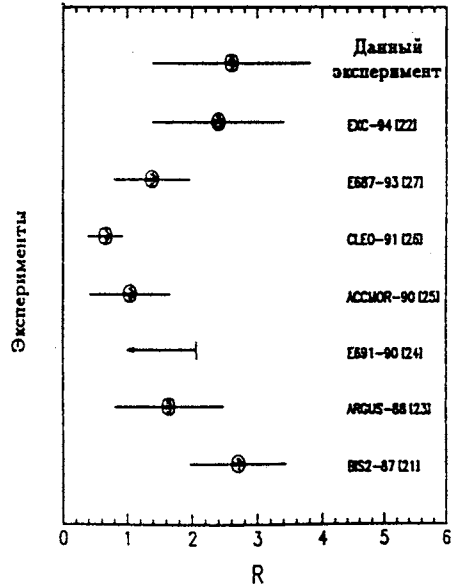


Рис.10. Значения величины R — отношения парциальных ширины распадов Λ_c^+ , полученные в различных экспериментах

На рис.10 приводятся данные по измерению R — отношения парциальной ширины распада Λ_c^+ по каналу (11) к соответствующей ширине распада Λ_c^+ по каналу (10), полученные в экспериментах [21—27], и результат, полученный в данном эксперименте. Полученное в данной работе значение величины R в пределах одной стандартной ошибки согласуется с результатами большинства экспериментов [21—27].

Авторы признательны А.А.Логуну, И.А.Савину, А.Н.Сисакяну, и Н.Е.Тюрину за поддержку этих исследований.

Работа выполнена при содействии Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 93-02-03987, 93-02-03989, 95-01-00736 и 96-07-89190); Болгарского национального фонда «Научные исследования»; Международного научного фонда (гранты RVN000, RVN200, JI2100, RFP000 и RFP300).

Литература

1. Albrecht H. et al. — Phys. Lett., 1988, v.211, No.4, p.489;
2. Bowcock T. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, No.11, p.1240.
3. Crawford G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, v.71, No.20, p.3259.

4. Ammar R. et al. — Letter to JETP, 1986, v.43, p.401.
5. Anjos J.C. et al. — Phys. Rev.Lett., 1989, v.62, No.15, p.1721.
6. Diesburg M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, v.59, No.24, p.2711.
7. Алеев А.Н. и др. — Сообщение ОИЯИ Д1-89-701, Дубна, 1989.
8. WA-89 collaboration (S.Borns et al.) in Proc. Heavy Quarks at Fixed Target (ed. S.Bianco and F.L.Fabbi, Frascati 1993), 1, 181 (SIS Ufficio Pubblicazioni, Frascati (Roma), 1993);
9. Алеев А.Н. и др. — Сообщение ОИЯИ P13-94-312, Дубна, 1994.
10. Айхнер Г. и др — ПТЭ, 1982, №3, с.40.
11. Алеев А.Н. и др. — Сообщение ОИЯИ P13-94-124, Дубна, 1994.
12. Войчишин М.Н. и др. — ПТЭ, 1985, №3, с.71.
13. Алеев А.Н. и др. — Сообщение ОИЯИ P13-94-520, Дубна, 1994.
14. Камбуриян А.Ф. — Сообщение ОИЯИ P13-93-362, Дубна, 1993.
15. Review of Particle Properties, Phys. Rev., 1994, v.50.
16. De Rujula A. et al. — Phys. Rev., 1977, D15, p.147.
17. Isgur N. — Phys. Rev. Lett., 1976, 36, p.1262.
18. Chan L.H. — Phys. Rev., 1977, D15, p.2478.
19. Hwan W.Y.P. et al. — Phys. Rev., 1985, D35, p.3526.
20. Aleev A.N. et al. — Zeitschrift für Physik , 1984, C23, p.333.
21. Чудаков Е.А. — «Исследование рождения очарованных барионов Λ_c^+ в $n\bar{c}$ -взаимодействиях при энергии нейтронов 40 + 70 ГэВ». Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, ОИЯИ, Дубна, 1987.
22. Purohit M.V. — Proceedings of the XXVII Int. Conf. on High Energy Physics, Glasgow, UK, 20—27 July 1994, p.479.
23. Albrecht H. et al. — Phys. Lett., 1988, B207, p.109.
24. Anjos C. et al. — Phys. Rev., 1990, D41, p.801.
25. Barlag S. et al. — Zeitschrift für Physik . 1990, C48, p.29.
26. Avery P. et al. — Phys. Rev., 1991, D43, p.3599.
27. Ratti S.P. — Proceedings of the «2-day Frascati Workshop» held at Laboratori Nazionali di Frascati, May, 31 —June, 2 1993, p.229.