

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



9/хн-74

P1-8153

Ш-31

Б.А.Шахбазян, П.П.Темников, А.А.Тимонина

4731/2-74

ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ГИПЕРОННОЙ  
ФИЗИКЕ И МНОГОБАРИОННЫМ РЕЗОНАНСАМ  
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

**1974**

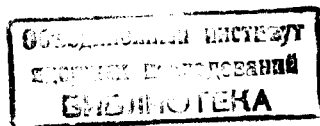
**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

P1-8153

Б.А.Шахбазян, П.П.Темников, А.А.Тимонина

**ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ГИПЕРОННОЙ  
ФИЗИКЕ И МНОГОБАРИОННЫМ РЕЗОНАНСАМ  
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР**

*Направлено в Nuclear Physics*



## Summary

The possibility of the acceleration of heavy ions up to relativistic energies opens a new area for important investigations in high energy physics. Among the arisen problems forming a long list three basic problems of hyperon physics were chosen which seem to be the most important ones in understanding the fundamental problems of the elementary particle physics, the nuclear matter and astrophysics:

1. The search for and investigation of multibaryonic resonant states and especially the multihyperonic resonances.
2. The search for and investigation of superstrange nuclei, i.e., the hypernuclei of  $S \ll -1$ .
3. The investigation of superhigh density states of the nuclear matter.

All these problems are needed for the knowledge of the hyperon production effective cross sections in collisions of relativistic heavy ions with various nuclei at various energies per nucleon.

The corresponding estimates were based on a model in which the colliding nuclei were assumed to be made up of a fermion gas.

As a first step the probabilities of a hyperon creation in passage of a nucleon through the nuclei of various atomic numbers  $A$  have been calculated.

Assuming the incident nucleus  $B$  to consist of  $B$  independent nucleons each moving with the same momentum equal to the accelerating momentum per nucleon and using the above mentioned probabilities it was possible to calculate the probabilities of the creation of  $N$  hyperons out of  $B$  nucleons. Then the effective cross sections of the formation of various superstrange nuclei and various multiplicities of free hyperons were estimated for 5.5 GeV/n and 25 GeV/n.

The results were used to estimate the yields of corresponding events in JINR propane and Xe bubble chambers.

Tables for effective cross sections and yields are given.

© 1974 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

Ускорение ионов различных элементов до релятивистских энергий, как было показано А.М. Балдиным<sup>/1/</sup>, открывает новую область исследований, получившую название релятивистской ядерной физики.

Появляется возможность проверки в нетривиальных условиях такого фундаментального принципа, как масштабная инвариантность в сильных взаимодействиях, исследования кумулятивного эффекта, обнаруженного в ЛВЭ ОИЯИ<sup>/2/</sup>, который помимо глубокого теоретического интереса может иметь и практическое применение. Оно заключается, например, в возможности создания на ускорителях типа синхрофазотрона пучков вторичных частиц с энергиями, значительно превосходящими достижимые при ускорении протонов. Имеется широкий спектр прикладных проблем, для успешного решения которых необходимо развитие релятивистской ядерной физики.

Здесь мы рассмотрим новые возможности, открываемые перед гиперонной физикой.

Следует заметить, что до настоящего времени роль странных частиц в сильных взаимодействиях изучена недостаточно. Объясняется это, по-видимому, тем, что в области энергий до 50 ГэВ сечения образования странных частиц, в частности, гиперонов, составляют величину, меньшую или порядка процентов от полных сечений взаимодействия обыкновенных частиц. Однако в поведении сечений рождения, например,  $\Lambda$ -гиперонов в  $\pi$ - $p$ - и  $pp$ -взаимодействиях наблюдается существенная разница.

Если в  $\pi p$ -взаимодействиях отношение полного сечения рождения  $\Lambda$ -гиперонов  $\sigma_{\Lambda}^{\pi p}$  к полному сечению  $\sigma_T^{\pi p}$

взаимодействий равно  $\frac{\sigma_{\Lambda}^{\pi p}}{\sigma_{\pi p}^T} = 0,03$  и остается практически постоянным, то в  $pp$ -взаимодействиях с ростом энергии оно растет, и довольно значительно.

Так,  $\frac{\sigma_{\Lambda}^{pp}}{\sigma_{\pi p}^{pp}} = 9 \cdot 10^{-3}$  при  $5,5 \text{ ГэВ/с} / \sigma_{\Lambda}^{pp} = 0,368 \text{ мб/}$ ,  $3 \cdot 10^{-2}$  при  $25 \text{ ГэВ/с} / \sigma_{\Lambda}^{pp} = 1,2 \text{ мб/}$  и достигает  $8 \cdot 10^{-2}$  при  $205 \text{ ГэВ/с} / \sigma_{\Lambda}^{pp} = 3,2 \text{ мб/}$ . Еще разительнее рост сечения рождения  $K^0 \bar{K}^0$ -пар в  $pp$ -столкновениях. Оно меняется от десятков микробарн при  $5,5 \text{ ГэВ/с}$  до  $\approx 10 \text{ мб}$  при  $205 \text{ ГэВ/с}$ , что составляет уже  $\approx 25\%$  от полного сечения  $pp$ -взаимодействий  $^{1/3}$ . Быстрый рост сечения рождения  $K^0 \bar{K}^0$ -пар наблюдается также и в  $\pi p$ -взаимодействиях. Складывается впечатление, что роль странных частиц в сильных взаимодействиях растет с ростом энергии.

Поскольку в столкновениях релятивистских ядер следует ожидать больших энерговыделений, то можно думать, что даже при умеренных энергиях на нуклон, доступных на синхрофазотроне, выход гиперонов должен быть значительным. Это позволит поставить исследования по гиперонной физике на широкую основу уже на синхрофазотроне.

В силу вышеуказанных причин перспективы гиперонной физики на проектируемом в настоящее время нуклотроне должны быть еще лучше. Задача сводится к оценке сечений различных процессов с рождением странных частиц, и, прежде всего, гиперонов, а также к предложению проектов экспериментов, доступных различным методикам. Все расчеты выполнены в двух вариантах:

1. Опыты на синхрофазотроне при  $v_c = 5,5 \text{ ГэВ/н}$ .
2. Опыты на нуклотроне при  $v_c = 25 \text{ ГэВ/н}$ .

Наибольший интерес, с нашей точки зрения, представляют следующие направления гиперонной физики.

1. Поиск и исследование многобарионных резонансов в зависимости от полного гиперзаряда.

Работы, выполненные в ЛВЭ ОИЯИ<sup>4/</sup>, привели к заключению о том, что, по-видимому, резонансы в подобных,

а также и во всех адронных системах возможны для значений гиперзаряда, не превышающего единицы  $Y \leq 1$ . Этот результат был получен для диапазона значений гиперзаряда  $Y = 0-6$ . Релятивистская ядерная физика позволит существенно расширить этот диапазон за счет систем, содержащих много гиперонов.

Таким образом, это направление позволит получить сведения о резонансных взаимодействиях барионов путем изучения двух и многобарионных систем с положительной энергией связи, претерпевающих быстрый распад по каналам сильных взаимодействий. Средняя продолжительность жизни таких состояний  $\approx 10^{-23} \text{ сек}$ .

2. Поиск и исследование сверхстранных ядер, т.е. гиперядер со странностью  $S \ll -1$ .

Известно, что помимо "обыкновенных" гиперфрагментов, в которых один из нуклонов замещен  $\Lambda$ -гипероном, возможны также и так называемые двойные гиперфрагменты, в которых два нуклона замещены двумя  $\Lambda$ -гиперонами.

Следует ожидать, что число замещенных нуклонов может быть и больше двух. Возможность существования таких объектов обсуждалась в работе<sup>5/</sup>.

Поскольку доминирующим механизмом адронных взаимодействий является периферический механизм, для которого характерен средний поперечный импульс  $\approx 300 \text{ МэВ/с}$ , то такого же порядка должен быть и средний поперечный импульс  $\Lambda$ -гиперонов, родившихся в ядре. Продольные импульсы  $\Lambda$ -гиперонов, родившихся в столкновениях нуклонов сталкивающихся ядер и летевших с малыми поперечными импульсами в заднюю полусферу с.ц.м. NN, в системе ядра будут иметь значения  $\approx 300 \text{ МэВ/с}$ . Следовательно, часть родившихся  $\Lambda$ -гиперонов будет обладать импульсами порядка ферми-импульса нуклонов ядра - мишени в его системе покоя. Поскольку ядро до реакции не содержало  $\Lambda$ -гиперонов, то принцип Паули не запрещает захвата, например, двух медленных  $\Lambda$ -гиперонов на нижний уровень, и т.п. Поэтому уже сверхстранные ядра могут послужить источником информации о свойствах ядерного вещества при плотностях, превышающих нормальные ядерные плотности. Могут быть

получены также сведения относительно времени жизни  $\Lambda$ -гиперонов в ядерном веществе.

Не исключено, что такие объекты явятся микроскопической короткоживущей моделью сгустков или "проб" вещества барионных звезд, содержащих, наряду с нуклонами, также и гипероны. Как известно, существование таких форм звездного вещества было предсказано В.А.Амбарцумяном и Г.С.Саакяном <sup>/6/</sup>.

Следовательно, второе направление гиперонной физики сводится к исследованию многобарионных систем с отрицательной странностью  $S \ll -1$  и отрицательной энергией связи, претерпевающих медленный распад /не исключены и стабильные системы/ по каналам слабых взаимодействий. Средняя продолжительность жизни таких систем ожидается  $\geq 10^{-10}$  сек.

3. Исследование сверхплотных состояний ядерного вещества:  $\rho \gg 2,2 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>.

В лобовых столкновениях тяжелых релятивистских ядер /в идеальном случае - ядер урана/, когда длина пробега нуклона в ядерном веществе значительно меньше размеров образовавшейся системы, может возникнуть релятивистская ударная волна. Расчеты показывают, что при энергии  $\approx 25$  ГэВ/н плотность сжатого ядерного вещества превзойдет нормальную примерно на два порядка величины. Образование в таком сгустке сильно нагретого ядерного вещества помимо десятков пионов, также значительного числа гиперонов, может привести к качественно новым явлениям.

Возможно, в частности, удастся наблюдать и исследовать в лабораторных условиях динамику образования и распада сверхплотных состояний протозвездной материи, на существование которой, согласно В.А.Амбарцумяну, указывает ряд астрофизических наблюдений <sup>/7/</sup>.

Таким образом, третье направление гиперонной физики предполагает изучение лобовых столкновений релятивистских ядер с возможно большими и близкими атомными числами. Совершенно ясно, что выполнимость очерченной программы находится в прямой зависимости от величины сечений образования гиперонов в столкновениях релятивистских ядер.

Оценка сечений интересующих нас процессов выполнена в два этапа <sup>/8/</sup>. На первом этапе рассматривается прохождение нуклона сквозь ядро и вычисляются вероятности рождения гиперонов в последовательных столкновениях NN. Полученные вероятности далее используются для более сложного случая прохождения ядра сквозь ядро.

1. Рассмотрим прохождение нуклона сквозь ядро  $A$ . Если нуклон релятивистский, что всегда имеет место при импульсе в несколько ГэВ/с, то условия для импульсного приближения выполнены, и можно вычислить вероятность рождения гиперонов в последовательных NN-столкновениях.

При радиусе ядра  $R$  см плотности нуклонов в ядре  $A$ , равной  $\rho$  см<sup>-3</sup>, среднее число столкновений, вызываемое нуклоном, равно  $q = 2R\sigma_T\rho$ . Для легких ядер /до рассмотренного нами углерода <sup>12</sup>C включительно/  $q \approx 2$ , для более тяжелых  $q \approx 4$ . Тогда вероятность рождения  $\Lambda$ -гиперона в  $n$  из  $q$  возможных столкновений можно вычислить из закона Бернулли

$$P_n^\Lambda = \frac{q!}{n!(q-n)!} \left( \frac{\sigma_{\Lambda NN}^\Lambda}{\sigma_T} \right)^n \left( 1 - \frac{\sigma_{\Lambda NN}^\Lambda}{\sigma_T} \right)^{(q-n)}.$$

Доминирующей здесь будет вероятность  $P_1^\Lambda$ , т.к. даже при нуклотронных энергиях  $\frac{\sigma_{\Lambda NN}^\Lambda}{\sigma_T} = 3 \cdot 10^{-2}$ . Имея  $P_1^\Lambda$ ,

можно оценить вероятность рождения  $\Lambda$ -гиперонов  $N$  нуклонами из  $B$  нуклонов налетающего ядра  $B$ .

2. Будем считать, что бомбардирующее ядро  $B$  состоит из  $B$  независимых нуклонов, летящих с одной и той же скоростью. Искомая вероятность выразится как

$$P_N^\Lambda = \frac{B!}{N!(B-N)!} (P_1^\Lambda)^N (1 - P_1^\Lambda)^{(B-N)}.$$

Примем за полное сечение взаимодействия при прохождении ядра сквозь ядро  $A$  геометрическое сечение ядра-ми-

шени  $\sigma_G^A$ , т.е. ядра с большим атомным числом. Из литературы известно, что примерно  $X = 0,1$  от полного сечения идет на образование компаунд-ядра. Тогда для сечения образования гиперфрагмента и сверхстранного ядра-мишени получим выражение

$$\sigma_{SSN}^{NA} = \sigma_G^A P_N^A \frac{x}{2^N}$$

Множитель  $2^{-N}$  учитывает образование  $\Lambda$ -гиперонов либо в ядре В, либо в ядре А.

Соответственно, сечение образования  $\Lambda$ -гиперонов, покидающих ядро, равно:

$$\sigma_f^{NA} = \left(1 - \frac{x}{2^N}\right) \sigma_G^A P_N^A$$

Сечения рождения  $\Lambda$ -гиперонов в столкновениях различных ядер при  $\rho_c = 5,5$  ГэВ/н и 25 ГэВ/н приведены в табл. 1-4.

Полные сечения столкновения ядер В и А включающие и процессы прохождения ядра В сквозь ядро А мы вычисляли при помощи формулы:

$$\sigma_T^{BA} = \pi (R_B + R_A)^2$$

где  $R_B$  и  $R_A$  - радиусы сталкивающихся ядер. Более точные расчеты /см., напр., /9/ / оправдывают такое приближение. Сопоставление с экспериментом наших расчетов возможно пока только для случая столкновения нуклон-ядро. Так, расчетное сечение рождения  $\Lambda$ -гиперонов в столкновениях  $p^{12}C$  равно 6,86 мб, в то время как эксперимент дает /6,6 ± 1,6/ мб. Далее, полное сечение взаимодействия  $p^{12}C$  по расчету равно 352 мб, тогда как эксперимент дает значение /364 ± 15/ мб. Согласно, как видим, удовлетворительное. В табл. 5 приведены полные сечения взаимодействия  $\sigma_T^{BA}$ . В табл. 6 дан примерный расчет выходов различных событий на один кадр при облучении 2-метровой пропановой камеры ядрами от протона до углерода. Расчет велся для варианта с двумя стеклами. Эффективности регистрации событий с одним гипероном приняты  $\epsilon_{1\Lambda} = 0,80$  с двумя гиперонами -  $\epsilon_{2\Lambda} = 0,60$ .

Таблица № 1

С	$\rho_c = 5,5$ ГэВ/н		$\rho_c = 25$ ГэВ/н	
	$N^2_1$	$N^2_2$	$N^2_1$	$N^2_2$
$\sigma_f^A$	1.022	1.976	3.26	6.200
$\sigma_f^B$	0.104	0.192	0.326	0.613
$\sigma_f^C$	0.44	1.73	0.100	0.528
$\sigma_f^D$	2.42	4.34	2.57	1.35
$\sigma_f^E$	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>
$\sigma_f^F$	1.455	1.91	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>
$\sigma_f^G$	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>
$\sigma_f^H$	1.985	3.657	6.300	12.128
$\sigma_f^I$	0.104	0.192	0.329	0.627
$\sigma_f^J$	2.42	4.34	2.58	1.35
$\sigma_{SSN}$	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>

Таблица 2

θ	pc = 5,5 Гэв/н						pc = 25 Гэв/н								
	$\frac{dN}{dt}$	$\frac{dN}{dt} H_0$	$\frac{dN}{dt} B_5$	$\frac{dN}{dt} C$	$\frac{dN}{dt} He_2$	$\frac{dN}{dt} U_{92}$	$\frac{dN}{dt}$	$\frac{dN}{dt} H_0$	$\frac{dN}{dt} B_5$	$\frac{dN}{dt} C$	$\frac{dN}{dt} He_2$	$\frac{dN}{dt} U_{92}$			
$\theta_1^H$	2.03	3.080	5.650	6.360	77.000	103.500	114.000	6.375	11.900	22.000	24.700	226.000	298.000	334.000	
$\theta_2^H$		0.162	0.298	0.335	4.060	5.450	6.000		0.625	1.160	1.300	11.900	15.650	17.600	
$\theta_3^H$		2.28 <sup>*</sup>	4.20 <sup>*</sup>	4.72 <sup>*</sup>	1.470	1.930	2.180		0.376	0.694	0.780	14.800	19.700	22.100	
$\theta_4^H$		5.83	1.075	1.21	3.77	4.95	5.58		9.65	1.78	2.10 <sup>*</sup>	0.380	0.504	0.567	
$\theta_5^H$		10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>		10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>					
$\theta_6^H$		2.03	3.103	5.710	6.407	78.470	105.430	116.18	6.375	12.276	22.694	25.480	240.800	317.700	356.100
$\theta_7^H$			0.163	0.300	0.336	4.098	5.495	6.056		0.635	1.178	1.320	12.280	16.154	18.167
$\theta_{SSM}^H$		5.83	1.08	1.21	3.77	4.95	5.58		9.65	1.78	2.10 <sup>*</sup>	0.380	0.504	0.567	
		10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>		10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>					

Таблица 3

θ	pc = 5,5 Гэв/н						pc = 25 Гэв/н							
	$\frac{dN}{dt}$	$\frac{dN}{dt} H_0$	$\frac{dN}{dt} B_5$	$\frac{dN}{dt} C$	$\frac{dN}{dt} He_2$	$\frac{dN}{dt} U_{92}$	$\frac{dN}{dt}$	$\frac{dN}{dt} H_0$	$\frac{dN}{dt} B_5$	$\frac{dN}{dt} C$	$\frac{dN}{dt} He_2$	$\frac{dN}{dt} U_{92}$		
$\theta_1^H$	7.450	13.270	14.900	143.000	189.000	222.000	21.200	39.000	43.800	342.000	452.000	505.000		
$\theta_2^H$		0.392	0.698	0.785	7.540	9.940	11.700		1.115	2.060	2.310	18.000	23.800	26.600
$\theta_3^H$		0.212	0.392	0.440	8.20	8.850	12.150		2.010	3.600	4.050	65.000	85.700	96.000
$\theta_4^H$		5.46 <sup>*</sup>	1.00 <sup>*</sup>	1.13 <sup>*</sup>	0.21	0.227	0.312		5.15 <sup>*</sup>	9.25 <sup>*</sup>	0.104	1.670	2.200	2.460
$\theta_5^H$		10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>		10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>				
$\theta_6^H$		2.67 <sup>*</sup>	4.93 <sup>*</sup>	5.54 <sup>*</sup>	0.206	0.271	0.304		1.68 <sup>*</sup>	0.154	0.174	5.400	7.100	8.000
$\theta_7^H$		10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>		10 <sup>-2</sup>					
$\theta_8^H$		3.38 <sup>*</sup>	6.23 <sup>*</sup>	7.10 <sup>-5</sup>	2.6 <sup>*</sup>	3.43	3.85		1.06	1.96	2.2	6.83	9.10 <sup>-2</sup>	0.101
$\theta_9^H$		10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>		10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>		
$\theta_{10}^H$			1.92 <sup>*</sup>	2.54 <sup>*</sup>	1.8 <sup>*</sup>	2.86 <sup>*</sup>	2.86 <sup>*</sup>					1.66 <sup>*</sup>	0.219	0.245
$\theta_{11}^H$			10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>					10 <sup>-2</sup>		
$\theta_{12}^H$			1.21 <sup>*</sup>	1.60 <sup>*</sup>	1.8 <sup>*</sup>	1.8 <sup>*</sup>	1.8 <sup>*</sup>					1.04 <sup>*</sup>	1.37 <sup>*</sup>	1.54 <sup>*</sup>
$\theta_{13}^H$			10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>					10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>
$\theta_{14}^H$		7.665	13.667	15.346	151.408	198.124	234.457		23.227	42.754	48.024	412.417	545.019	609.245
$\theta_{15}^H$		0.397	0.708	0.796	7.753	10.170	12.016		1.167	2.154	2.416	19.738	26.091	29.163
$\theta_{16}^H$		5.494 <sup>*</sup>	1.011 <sup>*</sup>	1.137 <sup>*</sup>	0.213	0.230	0.316		5.256 <sup>*</sup>	9.45 <sup>*</sup>	0.106	1.738	2.291	2.563
$\theta_{17}^H$		10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>		10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-2</sup>				

Таблица 4

Б (мб)	pc=5.5 Гэв/н				pc = 25 Гэв/н			
	$^{12}C_6$	$^{13}C_6$ $^{21}He_{21}$	$^{12}C_6$ $^{15}P_{15}$	$^{12}C_6$ $^{23}U_{23}$	$^{12}C_6$ $^{12}C_6$	$^{13}C_6$ $^{13}He_{13}$	$^{12}C_6$ $^{15}P_{15}$	$^{12}C_6$ $^{23}U_{23}$
$6_1^A$	40.000	317.000	392.000	470.000	81.600	407.000	535.000	600.000
$6_2^A$	2.110	16.700	20.600	24.75	4.300	21.400	28.200	31.600
$6_3^A$	4.210	68.200	89.500	101.000	28.600	282.000	370.000	418.000
$6_4^A$	0.108	1.750	2.300	2.590	0.735	7.250	9.500	10.700
$6_5^A$	0.251	8.880	11.700	13.300	5.880	117.000	154.000	173.000
$6_6^A$	$3.18 \cdot 10^{-3}$	0.112	0.148	0.168	$7.45 \cdot 10^{-2}$	1.480	1.945	2.190
$6_7^A$	$1.11 \cdot 10^{-2}$	7.430	9.800	11.000	0.850	32.600	43.000	48.400
$6_8^A$	$7.10^{-5}$	$4.67 \cdot 10^{-2}$	$6.16 \cdot 10^{-2}$	$6.92 \cdot 10^{-2}$	$5.35 \cdot 10^{-3}$	0.205	0.271	0.304
$6_9^A$		$4.46 \cdot 10^{-2}$	$5.87 \cdot 10^{-2}$	$6.60 \cdot 10^{-2}$	$8.23 \cdot 10^{-2}$	6.450	8.450	9.500
$6_{10}^A$		$1.40 \cdot 10^{-4}$	$1.84 \cdot 10^{-4}$	$2.07 \cdot 10^{-4}$	$2.58 \cdot 10^{-4}$	$2.02 \cdot 10^{-2}$	$2.65 \cdot 10^{-2}$	$2.98 \cdot 10^{-2}$
$6_1^B$	44.472	401.555	503.059	595.000	117.012	845.05	1110.450	1248.900
$6_2^B$	2.221	18.609	23.110	27.577	5.115	30.355	39.943	44.824
$6_3^B$	0.111	1.909	2.510	2.827	0.815	8.955	11.743	13.224

Таблица 5

		$\sigma_{BA} = \pi (R_B + R_A)^2$ (мб)					
A \ B		$^2d_1$	$^4He_2$	$^{10}B_5$	$^{12}C_6$	$^{13}He_{13}$	$^{15}P_{15}$ $^{23}U_{23}$
$^1H_1$		140	198	317	352	1411	1810 2020
$^2d_1$		286	366	528	568	1820	2280 2510
$^4He_2$			459	635	674	2020	2500 2740
$^{12}C_6$					950	2460	2990 3200

Таблица 6

ВЫХОД НА I КАДР В 2 М ПРОПАНОВОЙ КАМЕРЕ

$\ell = 100$  см;  $W_{A-CP} = 0.653$   $\epsilon_A = 0.8$ ;  $\epsilon_B = 0.6$ ;  $J_B$  - поток

		pc = 5.5 Гэв/н		pc = 25 Гэв/н	
		свободн.	связ.	свободн.	связ.
$j_N = 10$	$N_{PC}^A$	$2.71 \cdot 10^{-2}$	$2.73 \cdot 10^{-3}$	$8.6 \cdot 10^{-2}$	$8.7 \cdot 10^{-3}$
	$N_{PC}^B$	$6.29 \cdot 10^{-5}$	$6.30 \cdot 10^{-6}$	$1.92 \cdot 10^{-3}$	$1.92 \cdot 10^{-4}$
	$N_{PP}^A$	$6.47 \cdot 10^{-3}$		$2.11 \cdot 10^{-2}$	
$j_U = 5$	$N_{DC}^A$	$2.08 \cdot 10^{-2}$	$2.11 \cdot 10^{-3}$	$8.14 \cdot 10^{-2}$	$8.19 \cdot 10^{-3}$
	$N_{DC}^B$	$7.60 \cdot 10^{-5}$	$7.64 \cdot 10^{-6}$	$1.27 \cdot 10^{-3}$	$1.26 \cdot 10^{-4}$
	$N_{DP}^A$	$2.87 \cdot 10^{-2}$			
$j_{He} = 4$	$N_{HeC}^A$	$3.95 \cdot 10^{-2}$	$3.98 \cdot 10^{-3}$	0.116	$1.12 \cdot 10^{-2}$
	$N_{HeC}^B$	$5.70 \cdot 10^{-4}$	$5.71 \cdot 10^{-5}$	$5.25 \cdot 10^{-3}$	$5.25 \cdot 10^{-4}$
	$N_{HeC}^A$	$3.65 \cdot 10^{-6}$	$3.54 \cdot 10^{-7}$	$1.10 \cdot 10^{-4}$	$1.10 \cdot 10^{-5}$
	$N_{HeP}^A$	$1.39 \cdot 10^{-2}$	$1.40 \cdot 10^{-3}$	$4.36 \cdot 10^{-2}$	$4.39 \cdot 10^{-3}$
$N_{HeP}^B$	$N_{HeP}^A$	$3.25 \cdot 10^{-5}$	$3.26 \cdot 10^{-6}$	$3.44 \cdot 10^{-4}$	$3.46 \cdot 10^{-5}$
	$N_{CC}^A$	$6.65 \cdot 10^{-2}$	$6.65 \cdot 10^{-3}$	0.134	$1.34 \cdot 10^{-2}$
	$N_{CC}^B$	$3.39 \cdot 10^{-3}$	$3.40 \cdot 10^{-4}$	$2.30 \cdot 10^{-2}$	$2.31 \cdot 10^{-3}$
$N_{CP}^B$	$N_{CC}^A$	$9.85 \cdot 10^{-4}$	$9.95 \cdot 10^{-5}$	$3.55 \cdot 10^{-3}$	$3.55 \cdot 10^{-4}$
	$N_{CC}^B$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-6}$	$3.84 \cdot 10^{-4}$	$3.84 \cdot 10^{-5}$
	$N_{CP}^A$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.82 \cdot 10^{-3}$	$5.75 \cdot 10^{-2}$	$5.80 \cdot 10^{-3}$
	$N_{CP}^B$	$4.2 \cdot 10^{-5}$	$4.2 \cdot 10^{-6}$	$1.28 \cdot 10^{-3}$	$1.28 \cdot 10^{-4}$



Таблица 7

ВЫХОД НА ОДИН КАДР В Хе КАМЕРЕ

pc = 5,5 ГэВ/н			pc = 25 ГэВ/н		
		свободн.	связ.	свободн.	связ.
$j_H = 7$	$N_{pXe}^{1A}$	$9.4 \cdot 10^{-2}$	$9.4 \cdot 10^{-3}$	0.288	$2.88 \cdot 10^{-2}$
	$N_{b_s}^{2A}$	$6.41 \cdot 10^{-4}$	$6.55 \cdot 10^{-5}$	$6.72 \cdot 10^{-2}$	$6.73 \cdot 10^{-3}$
$j_0 = 5.5$	$N_{dXe}^{1A}$	0.142	$1.43 \cdot 10^{-2}$	0.414	$4.14 \cdot 10^{-2}$
	$N_{b_s}^{2A}$	$1.10 \cdot 10^{-3}$	$1.10 \cdot 10^{-4}$	$1.33 \cdot 10^{-2}$	$1.33 \cdot 10^{-3}$
$j_{He} = 4.9$	$N_{HeXe}^{1A}$	0.242	$2.4 \cdot 10^{-2}$	0.567	$5.72 \cdot 10^{-2}$
	$N_{HeXe}^{2A}$	$6.65 \cdot 10^{-3}$	$6.67 \cdot 10^{-4}$	$5.3 \cdot 10^{-2}$	$5.31 \cdot 10^{-3}$
	$N_{b_s}^{3A}$	$8.25 \cdot 10^{-5}$	$8.25 \cdot 10^{-6}$	$2.15 \cdot 10^{-3}$	$2.15 \cdot 10^{-4}$
$j_C = 4$	$N_{cXe}^{1A}$	0.427	$4.3 \cdot 10^{-3}$	0.548	$5.52 \cdot 10^{-2}$
	$N_{cXe}^{2A}$	$4.50 \cdot 10^{-2}$	$4.52 \cdot 10^{-3}$	0.186	$1.87 \cdot 10^{-2}$
	$N_{cXe}^{3A}$	$2.87 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-4}$	$3.80 \cdot 10^{-2}$	$3.82 \cdot 10^{-3}$
	$N_{cXe}^{4A}$	$1.18 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$5.21 \cdot 10^{-4}$	$5.3 \cdot 10^{-4}$
	$N_{cXe}^{5A}$	$3.62 \cdot 10^{-5}$	$3.62 \cdot 10^{-5}$	$5.2 \cdot 10^{-4}$	$5.2 \cdot 10^{-5}$

Загрузка кадров  $\gamma$ -квантами не учтена

Интенсивность пучка рассчитывали, исходя из уровня полной загрузки  $\approx 8$  звезд на кадр. Переход на одно стекло повысит выход на  $\approx 40\%$ .

В табл. 7 дан примерный расчет выходов реакций на 1 кадр для 55 см ксеноновой камеры ЛВЭ. При расчете интенсивности не учитывалась загрузка кадров от конверсии  $\gamma$ -квантов и других электромагнитных процессов. Обе эти таблицы свидетельствуют об осуществимости предлагаемой программы на имеющемся в ЛВЭ оборудовании.

Из табл. 1-4 следует, что с ростом энергии ядра В выход гиперонов растет, причем сечения рождения  $\Lambda$ -гиперонов для некоторых процессов велики уже при 5,5 ГэВ/н. Учитывая, что с ростом энергии трудности с ускорением интенсивных пучков тяжелых ионов быстро растут, следует признать, что выбранная для проектируемого нуклотрона энергия 20-25 ГэВ/н оптимальна по крайней мере для рассмотренных выше задач. Желательно при этом иметь возможность ускорять более тяжелые ионы при наиболее высоких интенсивностях. В этом случае помимо рассмотренного круга задач можно надеяться на создание гиперонных пучков низких энергий.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР А.М.Балдину за постановку задачи и обсуждения, В.Н.Фетисову и А.И.Лебедеву - за полезные замечания.

Литература

1. А.М.Балдин. Краткие сообщения по физике, 1, 35, 1971.
2. А.М.Балдин и др. ЯФ, 18, 79, 1973.
3. G.Charlton et al. ANL/HEP 7245.
4. Б.А.Шахбазян, А.А.Тимонина. Препринт ОИЯИ, P1-6439, Дубна, 1972.  
B.A.Shachbasian et al. Nucl.Phys., B53, 19, 1973; Lett.Nuovo Cim., v. 6, No. 2, 63, 1973.
5. В.И.Огиевецкий, Сян Дин-Чан. Препринт ОИЯИ, P-1583, Дубна, 1964.
6. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян. АЖ, 37, 193, 1960.
7. В.А.Амбарцумян. Изв. АН АрмССР, сер.физ.-мат. наук, 11,9, 1958.  
Проблемы эволюции галактик, АН АрмССР, Ереван, 1968, стр. 85.
8. A.K.Kerman and M.S.Weiss. Preprint Livermore, 1973.
9. G.Fladt et al. Annals of Physics, 82, 326, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел 26 июля 1974 года.