

УДК 539.172.17

К АНОМАЛНОЙ ТРАКТОВКЕ СТОЛКНОВЕНИЙ $^{40}\text{Ar} + \text{Cu}$
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 0,9 И 1,8 ГЭВ НА НУКЛОН

К. Д. Толстов

Обсуждены условия и результаты опытов по неупругим столкновениям ионов ^{40}Ar с ядрами меди при энергиях 1,8 и 0,9 ГэВ на нуклон ^{/6/}. Показана несостоятельность трактовки авторами ^{/6/} их опытов на основе концепции аномалонов с временем жизни $2 \cdot 10^{-10}$ с и/или "расхождений с известной ядерной физикой". Дано объяснение результатов ^{/6/} на основе известных закономерностей.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

About Anomalous Interpretation of $^{40}\text{Ar} + \text{Cu}$
Collisions at 0.9 and 1.8 GeV per Nucleon Energies

K. D. Tolstov

The paper ^{/6/} concerning the results of inelastic collisions of 1.8 and 0.9 GeV per nucleon ^{40}Ar with copper is discussed. The authors of ^{/6/} explained their experimental results on the basis of anomalous of lifetime $\tau \approx 2 \cdot 10^{-10}$ s and/or "inconsistency with the known nuclear physics". In the present search it is shown that such conclusions are untenable, and the data of ^{/6/} are explained by the known physics.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

В настоящее время по совокупности большинства работ, выполненных с помощью различных методов ^{/1-3/}, следует, что концепция аномалонов не находит подтверждений. Первые убедительные данные, показавшие отсутствие аномально больших сечений фрагментов релятивистских ядер, получены в работах ^{/1/} с помощью фотоэмульсионной методики, с которой и было в ^{/4,5/} заявлено о наличии аномальных эффектов. Однако в опытах по взаимодействию ионов ^{40}Ar с ядрами меди при энергиях 0,9 и 1,8 ГэВ на нуклон ^{/6/} результаты трактуются на основе концепции аномалонов. Эти работы выполнены методом радиационной спектроскопии, что, по нашему мнению, представляет менее адекватный су-

шеству вопроса способ. Действительно, в использованной в ^{6/} методике активность детектора возникает при взаимодействии первичных ядер, их фрагментов и всей суммы генерированных в столкновениях с мишенями частиц. Следовательно, неоднозначна задача выделения взаимодействий только фрагментов первичных ядер и тем более - дискриминация их по сечениям или временам жизни.

Изложим и затем разберем методику и выводы работы ^{6/}, в которой ионами облучались медные диски диаметром 8 см и толщиной 1 см.

Расположенный ближе к пучку диск именовался мишенью, а следующий - детектором, который устанавливался вплотную к мишени или на расстоянии 10 и 20 см от нее /см. рис. 1 из работы ^{6/}/. Активности, наведенные в мишени и детекторе, исследовались с помощью γ -спектроскопии. Результаты опытов приведены на рис. 2 и 3 из ^{6/} в виде отношений активности в детекторе к активности мишени при $d = 0$, R_0 , $d = 10$ см, R_{10} $d = 20$ см R_{20} для двух значений энергии пучка ^{40}Ar . Приведем дословно основные выводы работы ^{6/}:

"Наши результаты могут быть объяснены одним из двух не самосогласованных эффектов или их комбинацией.

Первое. Мы постулируем образование нового, необычного, короткоживущего фрагмента высокой энергии, когда энергия пучка возрастает от 0,9 А ГэВ до 1,8 А ГэВ. Если мы примем, что уменьшение R для 1,8 А ГэВ связано только с распадом аномальных фрагментов $/Z > 3/$, то это указывает на время их жизни $\sim 2 \cdot 10^{-10}$ с.

Второе. Мы постулируем испускание вторичных частиц высокой энергии с неожиданно широким угловым распределением, т.е. с большими поперечными импульсами - процесс, который не согласуется с известной ядерной физикой."

В действительности, на рис. 2 из ^{6/} трудно усмотреть различие в величинах R_0 и R_{20} , когда энергия пучка увеличивается от 0,9 А до 1,8 А ГэВ. Более того, ранее в ^{6/} отмечалось: "Для 1,8 А ГэВ ^{40}Ar , зависимость R_0 от А для $A > 40$ подобна зависимости при 0,9 А ГэВ исключая сдвиг к несколько меньшей величине $/A - 50/$. Значение R_{20} для $A > 40$ также подобно величине, полученной при 0,9 А ГэВ. Однако для $A < 30$ значение R_0 изменяется от 1,2 до 1,6". Последнее изменение, по нашему мнению, связано с увеличением выхода ядер с малыми "А" при увеличении энергии пучка.

Фактором, определяющим цитированные основные выводы ^{6/}, является уменьшение R при переходе от $d = 0$ к $d = 20$ см, что имеет место для обоих значений энергии ^{40}Ar . В области значений $A = 40 \div 60$ /рис. 1/ эта величина R изменяется от 2,0 до 1,2. Основной упор делается на изменение R для ядер ^{24}Na и ^{28}Mg , показанное на рис. 2.

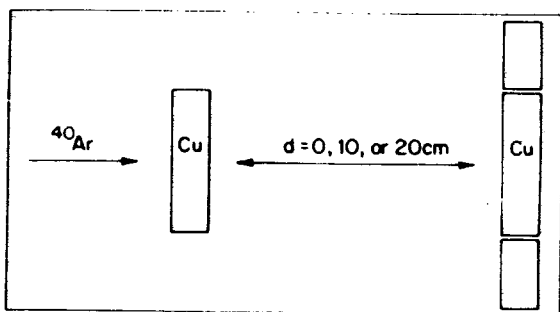


Рис. 1.

Объяснение этим результатам будем искать, исходя из взаимодействий первичных ядер ^{40}Ar , фрагментов пучка, фрагментов ядер Cu и генерированных пионов в зависимости от геометрических условий опыта, т.е. при $d = 0, 10$ и 20 см. Рассмотрим проведем для

энергии $1,8$ ГэВ, при которой в ^{6/} эффекты более выражены.

1. Очевидно, что активность мишени, вызываемая первичным пучком ^{40}Ar , не зависит от d . Далее можно принять, что отражение вторичных частиц от детектора к мишени мало, следовательно, суммарная активность мишени E_M не зависит от d . Обозначим активность мишени за счет первичного пучка через "a"; активность, вызываемую фрагментами пучка, - b, активность при взаимодействии фрагментов мишени и генерированных пионов, - c.

$$E_M = a + b + c.$$

В соответствии с ^{7/} сечение неупругого взаимодействия ионов ^{40}Ar с Cu равно $\sigma = 2,65 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, средний пробег в $\lambda = 4,5$ см; следовательно, на толщине меди 1 см ослабление первичного пучка составляет $0,2$.

2. Активность детектора при $d = 0$, очевидно, складывается из активности, создаваемой пучком ^{40}Ar с интенсивностью $0,8$ от первичной, плюс активности от фрагментов пучка, мишени и пионов, попадающих из нее на детектор. Пробег этих частиц в детекторе вдвое больше их пробега в мишени, т.к. они попа-

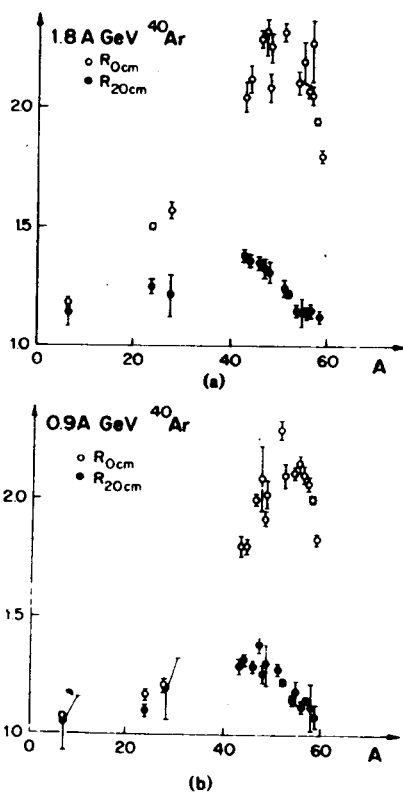


Рис. 2.

дают на детектор в готовом виде, а не возникают по всей толщине мишени. Следовательно, активность детектора за счет фрагментов пучка: $b_0 = 2b$, а за счет фрагментов мишени и пионов: $c_0 = 2c$. Суммарная активность детектора при $d = 0$ равна:

$$E_0 = 0,8a + 2,8(b + c).$$

3. Активность детектора при $d = 10$ и 20 см за счет первичного пучка, очевидно, одинакова со случаем $d = 0$, т.е. равна: $0,8/a + b + c/$. Активность за счет фрагментов спектаторов - b_c также равна ее значению при $d = 0$, т.е. $b_{10} = b_{20} = 2b_c$, т.к. фрагменты, не испытавшие взаимодействия, вылетают с малым отклонением от направления первичного пучка, и все попадают на детектор. Активность от нуклонов снаряда, испытавших неупругие столкновения, b_n и $b = b_c + b_n$. Можно принять, что число нуклонов-спектаторов и нуклонов, испытавших неупругие столкновения, - одинаково, а именно по 20. Это соответствует фрагментации ядер ^{12}C и ^{22}Ne на ядрах фотоэмульсии 18 , имеющих средний атомный вес ~ 60 , т.е. близкий к Cu . Далее примем, что средний атомный вес фрагментов-спектаторов - 4 /проводимый ниже расчет не критичен по отношению к этим предположениям, как показано в табл. 2 и 3/. Средний пробег этих фрагментов в меди $\langle \lambda \rangle = 9$ см, и вероятность их взаимодействия в меди на среднем пути $0,5$ см равна $0,056$, следовательно, $b_c = 0,2 \cdot 5 \cdot 0,056 = 0,06$.

Нуклоны снаряда, испытавшие неупругие столкновения, имеют $\langle \lambda \rangle = 18$ см, откуда $b_n = 0,2 \cdot 20 \cdot 0,5 \cdot 18^{-1} = 0,11$

$$b = b_c + b_n = 0,17.$$

Коэффициент ^{11}C , равный $c = c_\pi + c_{\text{фр.м}}$, рассчитаем, используя для c_π данные по $\text{p}\pi$ -столкновениям при 2 ГэВ 9 , по которым $\langle n_{\pi^\pm} \rangle = 0,5$. Средний путь в мишени с учетом углового распределения пионов $\sim 0,6$ см, а $\langle \lambda_\pi \rangle = 24$ см, откуда $c_\pi = 0,2 \cdot 0,5 \cdot 20 \cdot 0,6 \cdot 24^{-1} = 0,05$.

На основании работ 10 быстрые фрагменты мишени - нуклоны имеют энергию до 500 МэВ и $\langle E \rangle = 150$ МэВ, т.е. достаточную для создания остаточных ядер с $\langle A \rangle \leq 30$. Доля этих нуклонов составляет $2/3$ и растет с ростом массы снаряда. В 6 число фрагментов мишени принимается за 17. В соответствии с этими данными за оценку числа фрагментов мишени с энергией больше $\langle E \rangle$ примем 4. Согласно 11 , из углового распределения получим средний путь нуклонов в мишени ~ 1 см, а $c = 18$ см.

Следовательно, $c_{\text{фр.м}} = 0,2 \cdot 4 \cdot 18^{-1} = 0,05$ и $c = 0,1$. Для дальнейших расчетов необходимы вероятности ω попада-

ния провзаимодействовавших нуклонов снаряда, пионов и фрагментов мишени на детектор при $d = 10$ и 20 см. Оценивая эти вероятности на основе работ [11, 12], выполненных при энергии ядер ^{22}Ne , $3,6$ ГэВ на нуклон, что уменьшает углы вылета частиц, мы, очевидно, занижаем рассчитываемый эффект.

Вероятности образования изотопов с $\langle A \rangle \sim 50$ и $\langle A \rangle \sim 25$ рассчитаем по отношению к фрагментам снаряда, принимая для них вероятность равной 1. Далее используем рис. 3 из [13], который показывает для меди одинаковую зависимость от энергии относительных сечений $\sigma^{24}\text{Na}/\sigma^{60}\text{Co}$ для π^- , p , ^{12}C и ^{40}Ar ; рис. 10 из [14] - выхода изотопов по массам для тех же снарядов в зависимости от энергии. Рис. 5 из [15] дает зависимость сечений как функцию массы изотопов для взаимодействия с Cu , ^{40}Ar , ^{12}C и протонов.

В табл. 1 приведены использованные для расчетов параметры и наибольшие значения $p\sigma\omega$, т.е. вклад в активность детектора дают нуклоны снаряда, испытавшие неупругие столкновения. Активность детектора на расстоянии d равна:

$$E_d = 0,8(a + b + c) + 2b_c + 2\omega_n \cdot b_n + 2(\omega_\pi c_\pi + \omega_{\text{фр.м}} \cdot c_{\text{фр.м}})$$

/вероятность попадания на детектор фрагментов снаряда - 1/. По этой формуле с использованием параметров, которые обсуждены ранее /см. табл. 1/, были рассчитаны величины

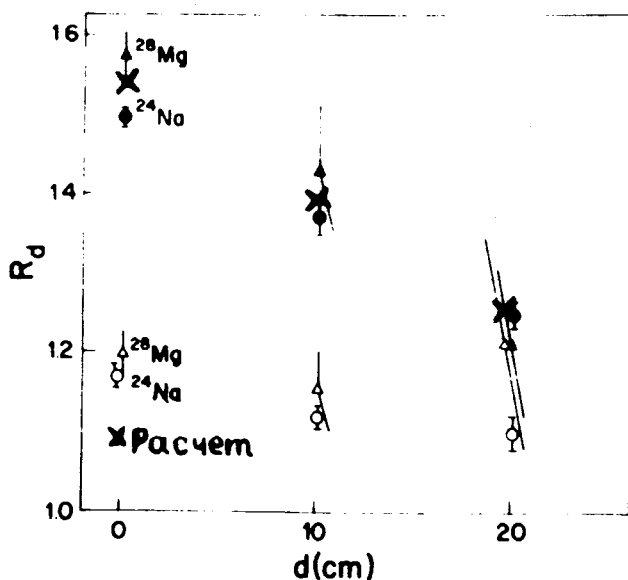


Рис. 3.

Таблица 1

Тип частиц	число n	относительные сечения σ	вероятность попадания на детектор ω				по ω		
			$\langle A \rangle \sim 50$	$\langle A \rangle \sim 25$	d=10 d=20	$\langle A \rangle \sim 50$ d=10 d=20		$\langle A \rangle \sim 25$ d=10 d=20	
фрагменты ^{40}Ar A = 4	5	1	1	1	1	5	5	5	
нуклоны из ^{40}Ar , испытывавшие взаимодейств.	20	1	0,5	0,73	0,42	14,6	8,4	7,3 и 4,9	4,2 и 2,8
пионы	10	1	0,3	0,3	0,11	3	1	0,9 и 0,6	0,3 и 0,2
быстрые фраг- менты мишени	4	1	0,1	0,2	0,05	0,8	0,2	0,1	0,2

Е и R . Они приведены в первых строках таблиц 2 и 3, в которых даны результаты и при других значениях параметров.

Таблица 2

	b_c	b_n	c	E_m	E_0	E_{20}	R_0	R_{20}
	0,06	0,1	0,1	0,47	0,92	0,56	1,95	1,19
	"-	0,04	"-	0,40	0,72	0,45	1,80	1,13
	"-	"-	0	0,30	0,44	0,39	1,47	1,30
1/	0,08	0,06	0,08	0,42	0,96	0,57	2,29	1,36
2/	0,03	0,17	0,13	0,53	1,32	0,62	2,49	1,19
опытные значения $R \sim 2,0 \sim 1,2$								

Таблица 3

	b_c	b_n	c_π	$c_{фр.м}$	E_m	E_0	E_{10}	E_{20}	R_0	R_{10}	R_{20}	
	0,06	0,06	0,015	0,01	0,34	0,57	0,50	0,45	1,67	1,47	1,32	
	"-	0,04	0,01	0,01	0,32	0,50	0,45	0,40	1,56	1,40	1,26	
	"-	"-	0	0	0,30	0,44	0,42	0,38	1,47	1,43	1,27	
1/	0,08	0,03	0,01	0,005	0,33	0,61	0,47	0,45	1,85	1,42	1,36	
2/	0,03	0,08	0,03	0,005	0,34	0,63	0,45	0,38	1,85	1,32	1,12	
опытные значения									R	1,55	1,38	1,24
1/	Нуклонов снаряда: спектаторов - 30 неупруг.взаим. - 10											
2/	"- - - - - 10 "- - - - - 30											

Как следует из таблиц, расчеты хорошо воспроизводят опытные данные работы ^{16/}. Это иллюстрирует и рис.3 из ^{6/}, на котором нанесены значения из 2-й строки табл. 1.

Проведенный расчет для $\langle A \rangle \sim 50$ качественно справедлив и для энергии ⁴⁰Ag 0,9 ГэВ на нуклон, т.к. энергия возбуждения достаточна для вылета 15÷20 нуклонов из ядра ⁶⁴Cu, а согласно рис. 2, переход от 1,8 к 0,9 ГэВ практически не изменяет величины R_0 и R_{20} .

Для $\langle A \rangle \sim 25$ ситуация существенно меняется, т.к. очевидно, что для потери большего числа нуклонов необходимо большее возбуждение ядра Cu. Величины b_n , c_π , $c_{фр.м}$ в табл. 1 при энергии 0,9 ГэВ существенно уменьшатся, и соответственно уменьшатся величины R. Для численных расчетов

нет данных, а опытные значения R_0 и R_d в работе ^{/6/} существенно меньше, чем для энергии 1,8 А ГэВ.

Таким образом, результаты опытов находят естественное объяснение в рамках известных взаимодействий, не требуют привлечения концепции аномалонов и не указывают на расхождение с "известной ядерной физикой", как это трактуется в выводах ^{/6/}.

Литература

1. Холынски Р. Сотрудничество: Алма-Ата, Бухарест, Дубна, Душанбе, Ереван, Кошице, Краков, Ленинград, Москва, Ташкент, Тбилиси, Улан-Батор. Материалы 18 международной конференции по космическим лучам, Бангалор, Индия, 1983, т.7, с.44; Банник Б.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 184.
Bannik B.P. et al. Zeit.für Phys. A, 1985, 321, 249;
2. Stevenson J.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, 515;
Symons T.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, 982.
3. Ticknell M.L. et al. 7 th Workshop on High Energy Ions Study, 1984, 551; Heinrich et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, 1401; Drechsel H. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, 30.
4. Friedlander E. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, 1084;
Phys.Rev.C, 1983, 27, 1489.
5. Jain P.L., Das G. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, 305.
6. Dersch G., Beckman R. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, 55, 1176.
7. Jacobson B., Kulberg R. Phys.Scr., 1976, 13, 327.
8. Марин А. и др. ЯФ, 1980, 32, 1387; Андреева Н.П. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-85-692, Дубна, 1985.
9. Бешлиу К. и др. ЯФ, 1986, 43, 888.
10. Богданов В.Г. и др. ЯФ, 1983, 38, 1493.
11. Андреева Н.П. и др. Сообщение ОИЯИ, Р1-86-8, Дубна, 1986.
12. Лескин В.А., Толстов К.Д. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №17-86, 1986, с.5.
13. Haustein P.E. Phys.Rev.C, 1979, 20, 1092.
14. Haustein P.E., Ruth T.J. Phys.Rev.C, 1978, 18, 2241.
15. Cumming J.V. et al. Phys.Rev., 1978, C17, 1632.

Рукопись поступила 22 декабря 1986 года.