

* 1965年5月24日收到。

析,在锤状径迹中区分出 Li^8 , Li^9 和 B^8 , 并给出了它们的发射频率及 Li^8 裂片的能量分布与角分布。

本文对 9 GeV 质子同乳胶重核相互作用中产生的锤状径迹进行了实验分析,并将 Li^8 裂片的发射频率及能谱与蒸发理论作了比较与讨论。

二、实验方法

1. 锤状径迹的扫描

实验是用 9 GeV 质子束照射的 НИКФИ-Р 型乳胶迭进行的。乳胶片的面积为 $10 \times 20 \text{ cm}^2$, 平均厚度约为 400μ , 入射质子束平行于乳胶表面从宽为 10 cm 的一边射入。

我们用面积扫描方法,在 300 倍下记录所有 $N_k \geq 6$ 的星,然后在 1350 倍下挑选出 $N_k \geq 8$ 由入射质子引起的初级星。我们共挑选了 10023 个 $N_k \geq 8$ 的初级星,并对这些星中所有的黑色径迹进行了追踪,直到其停止、衰变、发生次级相互作用或跑出同片乳胶为止。如果径迹末端不清,就放到高放大倍数下作进一步观察。最后将所有初步判定为锤状径迹的事例都放在 2700 倍下反复审查。遇到可疑情况,由两个人共同辨别,去掉那些外貌象低能核碰撞及核俘获的事例。

这样,在系统扫描中我们共记录了 172 个含有一个锤状径迹的事例和 1 个含有两个锤状径迹的事例。为了增加能谱与角分布的统计性,还利用了非系统扫描得到的 118 个锤状径迹,其中有一个事例含有两个锤状径迹。在最后确认的 292 个锤状径迹中,有 266 个看到有 β 电子放出,约占总数的 90%。由于乳胶的本底较强、某些 β 电子能量较低、以及 β 电子的几何条件不佳等原因,不能期望所有的锤状径迹都看到 β 电子。

2. Li^8 , Li^9 和 B^8 裂片的区分

Li^8 和 B^8 的判断标准为:

- (i) 两个 α 粒子在相反方向发射,并有近似相等的射程;
- (ii) 电子径迹必须和裂片的衰变点相联结;
- (iii) 径迹宽度与 Li^8 或 B^8 的平均宽度相符。

Li^8 和 B^8 都是通过 β 衰变然后发射出两个 α 粒子,其外形极为相似,在乳胶中很难区别;但它们的电荷不同,因而在乳胶中所形成的径迹宽度不同。所以我们采用测量径迹宽度的方法来区别 Li^8 和 B^8 。

宽度测量是用带有 AM-9-4 测微目镜的 МБИ-9 型显微镜进行的。放大倍数为 2700 倍。将待测径迹放在视场中心,从末端开始,每隔 $5 \mu\text{m}$ 左右测一次宽度,测至 $60 \mu\text{m}$ 为止。对于 $R < 60 \mu\text{m}$ 的径迹,测完为止。为了减少主观误差,在每天正式测量前,先对一根标准径迹作重复测量,要求和前次测量一致。由于倾斜径迹的宽度要增加,必须对径迹的宽度作倾角校正。为此,在乳胶中挑选了 60 个钍星,测量钍星中放出的约 200 条不同倾角的 α 粒子的径迹宽度。每隔 5° 倾角求一次径迹宽度的平均值,得出径迹宽度随倾角变化的关系,如图 1 所示。由图 1 可以求出径迹宽度随倾角变化的改正系数 f 为

$$f = \begin{cases} 1, & \theta \leq 25^\circ, \\ \frac{W_0}{W_\theta}, & \theta > 25^\circ; \end{cases}$$

其中 W_0 及 W_θ 分别是倾角为零及 θ 时的径迹宽度。我们假定这一关系式同样适用于 Li 及 B 裂片。

裂片径迹末端有收缩效应, 径迹宽度从末端开始, 随着射程的增加逐渐上升, 然后达到坪值, 如图 2 所示。

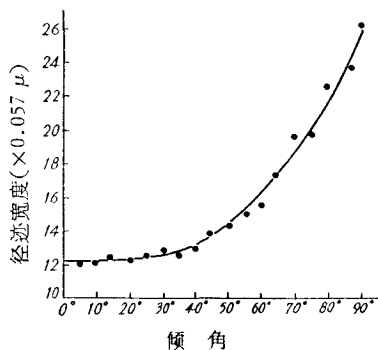


图 1 由钍星放出的 α 粒子径迹宽度随倾角的变化

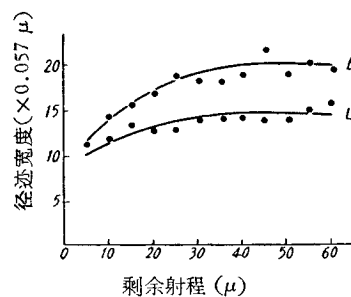


图 2 Li⁸ 和 B⁸ 裂片径迹宽度随剩余射程的变化

经过倾角的改正, 锤状径迹中宽度达到坪值的事例, 其宽度分布如图 3 所示。由图 3 可见, 径迹宽度分布可分成两组, 我们认为一组为 Li, 一组为 B。

对于经过射程和倾角改正后宽度仍未达到坪值的径迹, 则根据宽度随射程变化的趋势与标准曲线(图 2)相比较来确定其电荷。

这样, 我们便可从锤状径迹中区分出 B⁸ 裂片。

Li⁹ 的判断标准为:

- (i) 两个 α 粒子径迹既不共线也不等长;
- (ii) 衰变点有电子径迹;
- (iii) 径迹的平均宽度必须与 Li 裂片的平均

宽度相符;

- (iv) 根据运动学计算, Be⁹ 处在 6.76 MeV 能级上。

我们对所有锤状径迹中的 α 粒子进行了仔细的测量, 求出了它们的射程差 ΔR 与非共线角 ϕ 。所有 $\Delta R \geq 2.5 \mu\text{m}$ 或 $\phi > 15^\circ$ 的事例可以初步认为是 Li⁹。然后, 根据能级公式

$$E_9 = 5(E_1 + E_2) - 8\sqrt{E_1 E_2} \cos \phi + 1.57,$$

$$E_8 = 0.5(E_1 + E_2) + \sqrt{E_1 E_2} \cos \phi - 0.094,$$

$$E_5 = 3.2E_1 + 5E_2 - 8\sqrt{E_1 E_2} \cos \phi - 0.96$$

进行了计算。在作能级计算时, 不仅考虑到实验误差, 而且考虑到能级的宽度。这样, 我们得到能级为 $E_9 = 6.76 \text{ MeV}$, $E_8 = 2.9 \text{ MeV}$ (或 $E_5 = 0$) 的事例共 7 个。其他多在 $E_9 = 4.74 \text{ MeV}$ 能级上, 由于很难与 Li⁸ 分开, 所以没有采用。

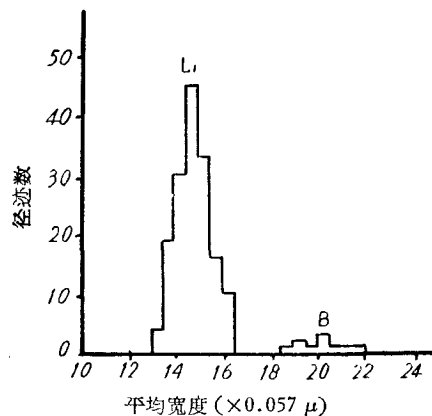


图 3 锤状径迹的宽度分布

3. 扫描偏差

按上述方法扫描,必然要漏掉一些锤状径迹。为此,我们分以下五个方面对扫描中可能存在的偏差进行讨论。

(1) 锤状径迹的几何损失 因为乳胶片的厚度有限,一部分射程较长的锤状径迹穿出了乳胶表面。我们的追踪只限于产生初级相互作用星的同片乳胶内,因此,必须对丢失的这些锤状径迹引入几何改正。

假定锤状径迹相对于入射粒子是轴对称发射,并且相互作用星在乳胶中是均匀分布,则射程为 R ,与入射粒子运动方向间的夹角为 ϕ 的锤状径迹,停止在产生相互作用星的同片乳胶中的平均几率为

$$P = \begin{cases} \frac{2R}{\pi d} \sin \phi \left\{ \frac{d}{R \sin \phi} \sin^{-1} \frac{d}{R \sin \phi} + \sqrt{1 - \left(\frac{d}{R \sin \phi} \right)^2} - 1 \right\}, & \text{当 } R \geq \frac{d}{\sin \phi}, \\ 1 - \frac{2R}{\pi d} \sin \phi, & \text{当 } R \leq \frac{d}{\sin \phi}, \end{cases}$$

其中 d 为乳胶片显影前的厚度。几何改正因子为 $K = 1/p$ 。实验最后求得的平均几何改正因子为 1.15。

(2) 由于 α 粒子位置不适当而引起的锤状径迹损失 某些锤状径迹由于其 α 粒子的倾角太大,或者与裂片的平面投影夹角太小,而给扫描造成很大的困难,必然要丢失一部分锤状径迹。对这些被丢失的锤状径迹必须引入改正。

我们假定:

(i) α 粒子是各向同性发射;

(ii) 当 α 粒子与裂片的平面投影角 $\phi \geq 15^\circ$, 倾角 $\theta \leq 60^\circ$ 时,锤状径迹无损失。

在不同的 θ, ϕ 区域内锤状径迹的观察几率为

$$p = \begin{cases} 1, & \text{当 } \phi \geq 15^\circ, \theta \leq 60^\circ, \\ p_\theta, & \text{当 } \phi \geq 15^\circ, \theta > 60^\circ, \\ p_\phi, & \text{当 } \phi < 15^\circ, \theta \leq 60^\circ, \\ p_\theta p_\phi, & \text{当 } \phi < 15^\circ, \theta > 60^\circ. \end{cases}$$

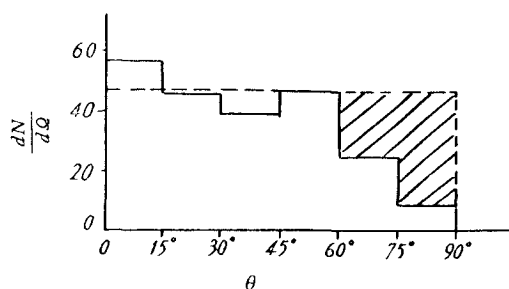
由图 4 及图 5 可以分别求出

$$p_\theta \approx 0.37, \quad p_\phi \approx 0.38.$$

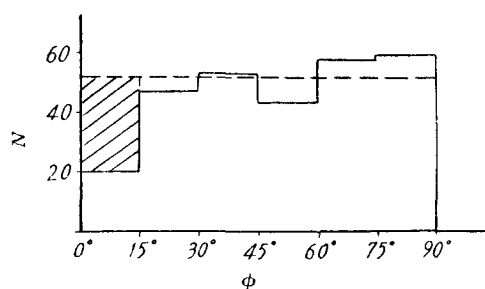
这样,得出由于 α 粒子位置不适当而引起的改正因子为 1.20。

(3) 锤状径迹的扫描效率 我们对 4900 个星中所有黑色径迹进行了两次追踪。第一次找到 91 个锤状径迹,第二次又找到 5 个锤状径迹。结果表明,我们的扫描效率为 $\sim 95\%$ 。

(4) 在靶核运动系统中向后发射的低能锤状径迹的损失 对于所观察到的锤状径迹,首先作出它们在实验室参考系中的速度 $\beta = v/c$ 与平面投影角 φ 的极坐标图^[8],结果如图 6 所示。然后将坐标原点适当地向前平移到 O' ,同时在新的坐标原点 O' 处作一半圆,最后可以发现,在半圆外的粒子具有各向同性的分布,其前后比接近于 1。由此求得靶核运动速度为 $\sim 0.012c$ 。半圆内的粒子稍有前后不对称的倾向。其原因是,一部分

图4 平面投影角为 $\phi \geq 15^\circ$ 的 α 粒子的倾角分布

□——观察到的事例,
 ▨——损失的事例。

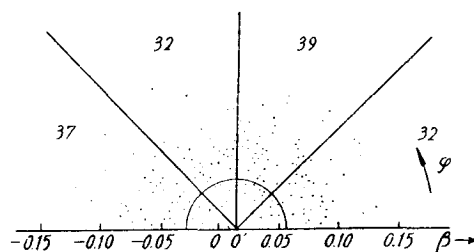
图5 倾角为 $\theta \leq 60^\circ$ 的 α 粒子相对于锤状径迹的平面投影角分布

□——观察到的事例,
 ▨——损失的事例。

向后发射的低能锤状径迹, 由于其速度与靶核的运动速度相近, 但是方向相反, 因而在乳胶中留下的径迹很短, 在扫描中易被丢失。

采用这种方法, 我们求得: 在靶核运动系统中, 由于向后发射而引起的低能锤状径迹损失的改正因子为 1.02。

(5) $N_h < 8$ 的重核星的损失 我们估计, 在全部重核星中, $N_h < 8$ 的星约占 14%, 因此在计算所有重核星的锤状径迹发射频率时, 应该对这部分重核星的损失加以考虑。但是, 在 $N_h < 8$ 的重核星中, 锤状径迹的产生几率非常小。例如, 我们在 708 个 $N_h = 8$ 的星中, 一个锤状径迹也没有发现, 因此可以不对这一部分丢失的锤状径迹进行改正。

图6 Li^8 裂片的速度 $\beta = v/c$ 和投影角 φ 的极坐标图

三、实验结果与讨论

1. 星的叉数分布

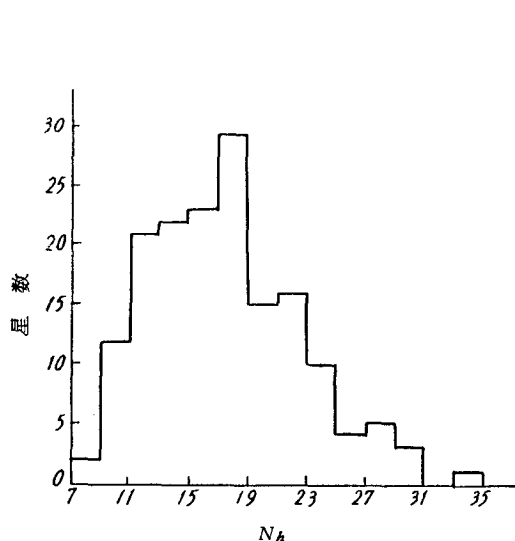
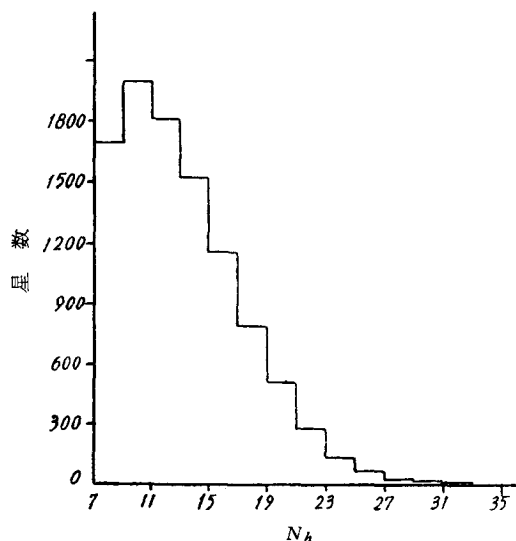
含有锤状径迹蜕变星和一般蜕变星的 N_h 分布, 分别如图 7 及图 8 所示。

表 1 给出含有锤状径迹蜕变星和一般蜕变星的平均叉数。

表 1 各种蜕变星的平均叉数

蜕 变 特 征	平 均 叉 数		
	N_b	N_g	N_h
一般的蜕变	9.7	3.2	12.9
含有一个锤状径迹的蜕变	12.4	5.1	17.5
含有两个锤状径迹的蜕变	15.5	5.5	21.0

由图 7, 图 8 及表 1 可以看出, 含有锤状径迹的星比一般蜕变星的叉数高, 含有两个锤状径迹的蜕变星叉数更高。这表明发射裂片需要较高的激发能。Перфилов 等^[15]在研究稳定裂片时曾指出过这一性质。

图7 含有锤状径迹星的 N_h 分布图8 一般蜕变星的 N_h 分布

2. 锤状径迹的发射频率

表2给出了9 GeV 质子同乳胶重核 (Ag, Br) 相互作用中产生的 Li^8 , Li^9 和 B^8 裂片的发射频率。为了便于比较,表中同时给出了其他作者的数据。

表2 各种入射质子能量下锤状径迹的发射频率(%)

入射质子能量	锤 状 径 迹	Li^8	Li^9	B^8	备 注
950 MeV	0.14 ± 0.03				$N_h > 7$, [1]
5.7 GeV	1.3 ± 0.1				$N_h \geq 5$, [2]
9 GeV	2.72 ± 0.13				$N_h \geq 8$, [3]
9 GeV	2.50 ± 0.20				$N_h \geq 8$, [本文]
9 GeV	1.98 ± 0.18	1.88 ± 0.18	0.04 ± 0.03	0.06 ± 0.03	$N_h > 8$, [5]*†
9 GeV	2.84 ± 0.24	2.60 ± 0.23	0.12 ± 0.05	0.12 ± 0.05	$N_h > 8$, [本文]*
9 GeV	1.58 ± 0.16	1.50 ± 0.16	0.03 ± 0.03	0.05 ± 0.03	与全部乳胶重核相互作用, [5]*
9 GeV	2.20 ± 0.19	2.01 ± 0.19	0.09 ± 0.04	0.10 ± 0.04	与全部乳胶重核相互作用, [本文]*
19 GeV	2.53 ± 0.12				$N_h \geq 8$, [4]
24 GeV	2.63 ± 0.15	2.49 ± 0.15		0.14 ± 0.04	$N_h > 8$, [6]*

† 凡是有标志“*”者,表示对可能存在的偏差都进行了改正;其余的只是对锤状径迹的观察值进行了几何改正。

由表2可以看出:

- (i) 锤状径迹发射频率随入射粒子能量增加而上升。
- (ii) 在同样的实验条件下我们的实验结果与 Богачев 等人^[3]的结果一致,而与 Gajewski 等人^[5]的结果相差较远,其原因是原始扫描结果不同。

由表3看到,我们对锤状径迹的观察频率和 Богачев 等人的相同,而 Gajewski 等人

的观察频率比我们低 35%。这个分歧较大,有待进一步研究。

表 3 锤状径迹的原始扫描数据

星数	锤状径迹的观察值	观察频率 (%)	备 注
8000	91	1.14 ± 0.12	$N_h \geq 8$, [5]
10023	174	1.74 ± 0.13	$N_h \geq 8$, [本文]
15724	358	2.28 ± 0.12	$N_b \geq 8$, [3]
7609	165	2.17 ± 0.17	$N_b \geq 8$, [本文]

表 4 不同 N_b 间隔内 Li^8 裂片的发射频率 (%)

黑叉数 N_b	平叉均数 $\bar{N}_b$	星数	激发能 (MeV)	Li^8				Li^9		B^8	
				观察值	几何何改值	发射频率 (实验)	发射频率 (理论)	观察值	几何何改值	观察值	几何何改值
2—4	3.5	132	189	1	1.05	0.80 ± 0.79	0.15				
5—8	7.0	3584	336	21	23.93	0.67 ± 0.14	0.59	4	4.28		
9—12	10.3	4040	475	58	68.78	1.70 ± 0.23	0.98	1	1.03	5	5.36
13—16	14.1	1769	634	52	57.23	3.24 ± 0.46	1.37	2	2.36	1	1.08
17—20	17.8	441	790	23	26.83	6.08 ± 1.30				2	2.16
>20	21.7	57	953	4	4.46	7.82 ± 1.05					
合计	10.1	10023	466	159	182.28	1.82 ± 0.15	0.95	7	7.67	8	8.60

表 4 给出了不同 N_b 间隔内 Li^8 裂片的发射频率。表中的余核平均激发能是根据公式 $U = 42(N_b + 1)$ 计算得到的。发射频率的理论值是根据文献[16]计算得到的。由实验和理论的比较可以看出,实验值高于理论值。另外还可以看出,随着余核激发能的升高, Li^8 裂片的发射频率显著增加。

图 9 给出了锤状径迹的发射频率随 N_h 的变化关系,它同样说明发射裂片需要较高的激发能。

3. Li^8 裂片的能量分布与角分布

图 10 给出了 Li^8 裂片的能量分布。图中的曲线是根据 Skjeggstad 和 Sorensen^[9] 给出的考虑到靶核运动的蒸发公式计算的。在计算时,将靶核的运动速度取为 $v = 0.012c$,调整核温度 T 与库仑势垒 V 的量值,最后选取和实验符合最好的一组值,即 $T = 9 \text{ MeV}$, $V = 5 \text{ MeV}$ 。理论曲线是以 $E \leq 60 \text{ MeV}$ 的粒子数进行归一。由图看出,理论与实验符合得较好,只是能量高于 50 MeV 的裂片数超过了蒸发模型预期的结果。这一部分高能裂片可能是在核内级联过程中产生的。

图 11 给出了能量为 $E \leq 60 \text{ MeV}$ 的 Li^8 裂片在实验室参考系中的角分布。图中 ϕ 为裂片的出射方向和入射粒子运动方向之间的夹角, $dN/d\Omega$ 为单位立体角内的裂片数。其

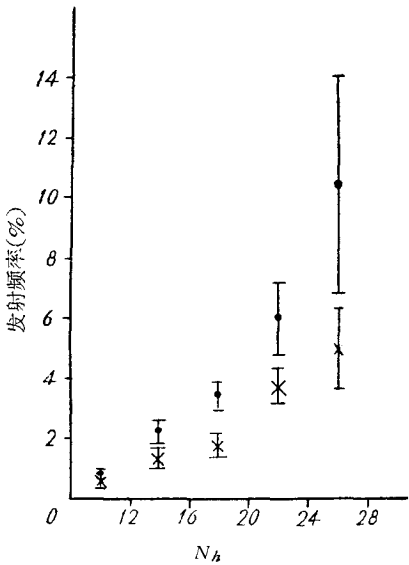


图 9 锤状径迹发射频率随 N_h 的变化
●——本文, ×——文献[6]

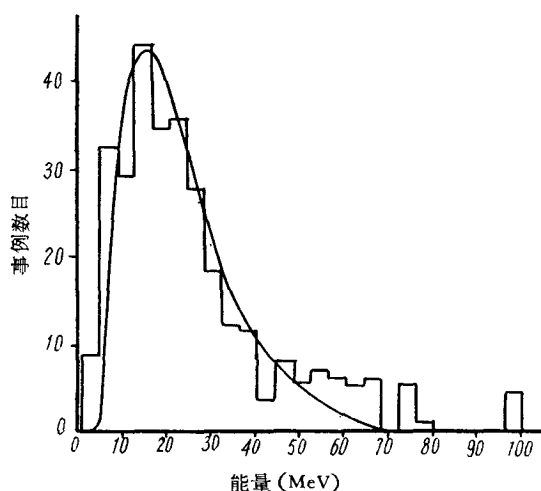


图 10 Li^8 裂片的能量分布
曲线是归一到 $E \leq 60$ MeV 的粒子数。曲线的参量为
 $T = 9$ MeV, $V = 5$ MeV, $v = 0.012c$ 。

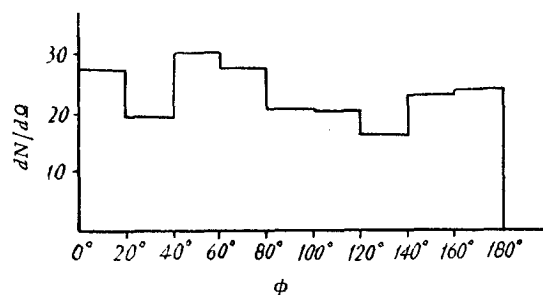


图 11 能量为 $E \leq 60$ MeV 的 Li^8 裂片的角分布

前后比为 1.27 ± 0.15 。

四、结 论

综合以上所述,可以得出以下结论:

1. 含有锤状径迹的蜕变星的叉数大于一般蜕变星的叉数,表明放出裂片需要较高的激发能。
2. 9 GeV 质子同乳胶重核 (Ag, Br) 相互作用中,锤状径迹的发射频率为 $\sim (2.20 \pm 0.12)\%$ 。
3. Li^8 裂片的能量分布与按照蒸发理论计算的结果基本相符。

最后,我们对王承瑞先生的热情指导表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] Munir, B. A., *Phil. Mag.*, **1** (1956), 355.
- [2] Goldsack, S. J., Lock, W. O. and Munir, B. A., *Phil. Mag.*, **2** (1957), 149.
- [3] Богачев, Н. П., Григорьев, Е. Л., Мереков, Ю. П., Митин, Н. А., *ЖЭТФ*, **44** (1963), 493.
- [4] Богачев, Н. П., Володько, А. Г., Григорьев, Е. Л., Мереков, Ю. П., *ЖЭТФ*, **44** (1963), 1869.
- [5] Gajewski, W., Pniewski, J., Pniewski, T., Sieminska, J., Soltan, M., Soltynski, K. and Suchorzewska, J., *Nucl. Phys.*, **37** (1962), 226.
- [6] Gajewski, W., Pniewski, J., Pniewski, T., Sieminska, J., Soltan, M., Soltynski, K. and Suchorzewska, J., *Nucl. Phys.*, **45** (1963), 27.
- [7] Gajewski, W., Pniewski, J., Sieminska, J., Suchorzewska, J. and Zielinski, P., *Nucl. Phys.*, **58** (1964), 17.
- [8] Breivik, F. O., Jacobsen, T. and Sorensen, S. O., *Phys. Rev.*, **130** (1963), 1119.
- [9] Skjeggestad, O. and Sorensen, S. O., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 1115.
- [10] Deka, G. C., Evans, D., Prowse, D. J. and Baldo-Ceolin, M., *Nucl. Phys.*, **23** (1961), 657.
- [11] Imaeda, K., Kazuno, M. and Ito, N., *J. Phys. Soc., Japan*, **15** (1960), 1753.
- [12] Baumann, G., Braun, H. and Cuer, P., *Phys. Letters*, **8** (1964), 146.
- [13] Harmsen, D. M., Baumann, G., Braun, H. and Cuer, P., *Phys. Letters*, **9** (1964), 274.

- [14] Pretis, M. De and Poiani, G., *Nuovo Cimento*, Suppl., **15** (1960), 265.
[15] Перфилов, Н. А., Иванова, Н. С., Ложкин, О. В., Макаров, М. М., Остроумов, В. И., Соловьева, З. И., Шамов, В. П., *ЖЭТФ*, **38** (1960), 345.
[16] Couteur, K. J. Le, *Nuclear Reactions* (Amsterdam), **6** (1957), 347.

МОЛОТООБРАЗНЫЕ СЛЕДЫ, ИСПУСКАЕМЫЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ 9 БЭВ С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Ван Кэ-мин Ли Хуэ-синь Чжан Най-цзянь Хэ Мао

Резюме

При помощи просмотра по площади получены 292 молотообразных следов, образуемых при взаимодействии протонов 9 БЭВ с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Сначала обсуждали метод различения фрагментов Li^8 , Li^9 и B^8 из молотообразных следов и анализировали все возможные предпочтения при просмотре. Затем даны распределение звезд с молотообразным следом по числу лучей, частота испускания Li^8 , Li^9 и B^8 , и энергетическое и угловое распределения фрагментов Li^8 . Энергетический спектр фрагментов сравнивался с теорией испарения.