

SI1209000

V

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР

Препринт КИЯИ--81-2

АТОМНЫЙ ПУЧОК ЛИТИЯ ДЛЯ
ИСТОЧНИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Киев—1981

В.Е.Аушев, И.П.Дрозд, Н.И.Заика, Ю.В.Кибкало,
А.В.Мохнач, В.П.Токарев

АТОМНЫЙ ПУЧОК ЛИТИЯ ДЛЯ ИСТОЧНИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Выполнен первый этап работы по созданию классического источника поляризованных ионов лития. Проведены расчеты траекторий атомов лития в неоднородных магнитных полях, разработана конструкция источника атомного пучка лития, исследована зависимость интенсивности и направленности пучка от температуры источника атомов, исследовано влияние различных факторов на эффективность поверхностной ионизации атомов лития.

The first step of the classical source creation for polarized lithium ions is done. The calculations of lithium atoms trajectories in the magnetic fields are also carried out. The design of atomic lithium beam source is worked out. The dependence of beam intensity and angular width upon the temperature of atomic source is measured. Some factors of influence on the efficiency of surface ionization of lithium atoms is investigated.

The dependence of intensity and angular width of beam on the temperature of atomic source is measured.

Lithium Atomic Beam for Polarized Source

V.E.Aushev, I.P.Drozhd, N.I.Zaika, Yu.V.Kibkalo,
A.V.Mokhnach, V.P.Tokarev

Печатается по постановлению Учебного совета
Института ядерных исследований АН УССР

АКАДЕМИЯ НАУК УССР

УДК 539.1.078

В. Е. Аушев, И. П. Дрозд, Н. И. Заяка, Э. В. Кибкало,
А. В. Мохнач, В. П. Токарев

АТОМНЫЙ ПУЧОК ЛИТИЯ ДЛЯ ИСТОЧНИКА
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Киев, Институт ядерных исследований, 1981

Ключевые слова:

пучки лития-6, пучки лития-7, температурные зависимости, магнитные поля, траектории, поляризация, ионизация, источники ионов;

Lithium 6 beams, lithium 7 beams, temperature dependence, magnetic fields, trajectories, polarization, ion sources.

Введение

Неослабевающий интерес к экспериментам с пучками поляризованных ионов стимулирует работы по созданию источников таких пучков. В последние годы, кроме довольно многочисленных уже источников поляризованных протонов и дейтронов, разработаны источники новых типов частиц: ламповые источники поляризованных ядер трития в Лос-Аламосе [1] и ^3He в Бирмингеме [2], и классический источник поляризованных ионов щелочных металлов [^6Li , ^7Li , ^{23}Na] в Гейдельберге [3]. Создание источников поляризованных тяжелых ионов — свидетельство значительного прогресса в области техники ИПЧ. В отличие от пучков в пучках многоуклонных ионов поляризация спинов приводит к упорядочению направленной деформации ядер, и при изменении ориентации спинов можно ожидать изменения радиуса взаимодействия и проявления соответствующих эффектов при рассеянии, в реакциях передачи, в процессах деления. В Гейдельберге начаты интересные исследования с поляризованными пучками ^6Li и ^7Li [4-6], обнаружены большие асимметрии при упругом рассеянии и в реакциях передачи, наблюдались эффекты формы ядер. Несомненно, дальнейшие исследования с поляризованными тяжелыми ионами дадут много новой информации, и создание источника поляризованных ионов щелочных металлов у нас в стране является актуальной задачей.

Настоящая работа предпринята с целью определения основных условий работы узлов ИПЧ щелочных металлов для получения пучков с высокой поляризацией и интенсивностью. При этом основное внимание уделено анализу свойств атомов и ядер, от которых зависят параметры узлов ИПЧ, расчету траекторий атомов Li в неоднородных

магнитных полях, создаваемых 4 и 6-полюсными магнитами, разработке конструкции источника атомарного пучка, исследованию зависимости интенсивности пучка и диаграммы его напряженности от температуры источника атомов, влиянию различных факторов на эффективность поверхностной ионизации атомов Li.

1. Принцип работы источника поляризованных ионов лития

Для атомов щелочных металлов, содержащих один электрон сверх замкнутой оболочки, пригоден классический метод поляризации по электронному спину в неоднородных магнитных полях, который широко используется в источниках положительных ионов водорода и дейтерия. Схема уровней энергии атома в магнитном поле зависит от квантовых чисел: ядерного спина I , электронного спина J и полного момента атома $F = I + J$, и для атомов с $J = \frac{1}{2}$ может быть рассчитана с помощью формулы Брейта-Раби:

$$W_{F, I \pm \frac{1}{2}, m_F} = -\frac{\Delta W}{2(2I+1)} - \mu_B g_I m_F B \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F x}{2I+1} + x^2},$$

где W_{F, m_F} - энергия уровня, m_F - проекция полного момента атома, ΔW - энергия сверхтонкого расщепления уровня в нулевом поле, μ_B - магнетон Бора, g_I - гироманнитное отношение для ядра, B - магнитное поле, $x = B/B_c$, $B_c = \Delta W / 2\mu_B (g_I - g_J)$ - критическое поле атома, g_J - гироманнитное отношение для электрона.

Атом ${}^6\text{Li}$ описывается такими же квантовыми числами, как и дейтерий: $I = 1$, $J = \frac{1}{2}$, $F = 1 \pm \frac{1}{2}$. Схема уровней ${}^6\text{Li}$ в магнитном поле показана на рис.1 и подобна схеме уровней дейтерия. Для ${}^7\text{Li}$ и ${}^{23}\text{Na}$ $I = \frac{3}{2}$, $J = \frac{1}{2}$, $F = \frac{3}{2} \pm \frac{1}{2}$, что приводит к расщеплению уровня в магнитном поле на 8 компонентов; схема показана на рис.2.

После прохождения через неоднородное магнитное поле 6- или 4- полюсного магнита атомный пучок поляризуется по электронному спину. Частичная поляризация по ядерному спину получается при восстановлении связи спина ядра и электрона в слабом магнитном поле. Значительно большие величины ядерной поляризации разных типов достигаются применением радиочастотных переходов между подстояниями атомов с последующей их ионизацией в сильном магнитном поле.

Для случая $I = 1$ переходы могут быть вызваны высокочастотным полем, направленным параллельно статическому сильному

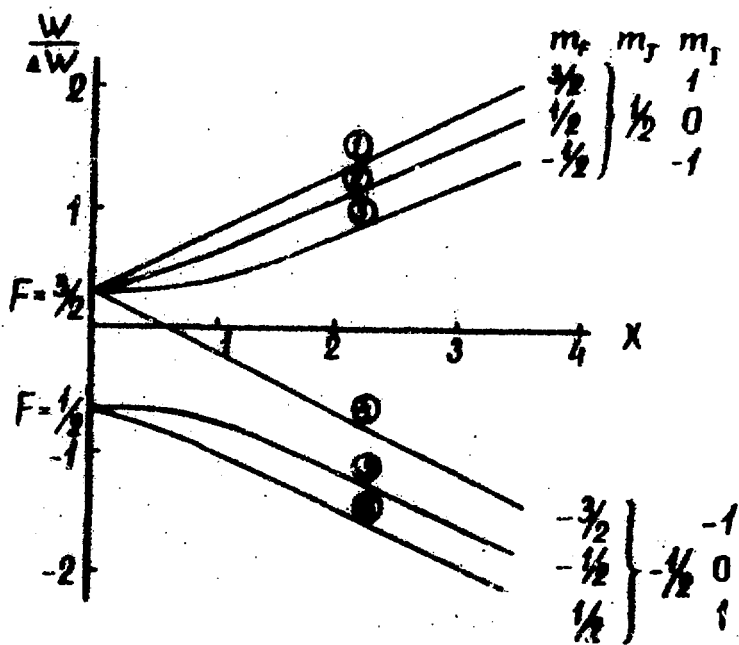


Рис.1. Схема уровней энергии атома ${}^6\text{Li}$ в магнитном поле

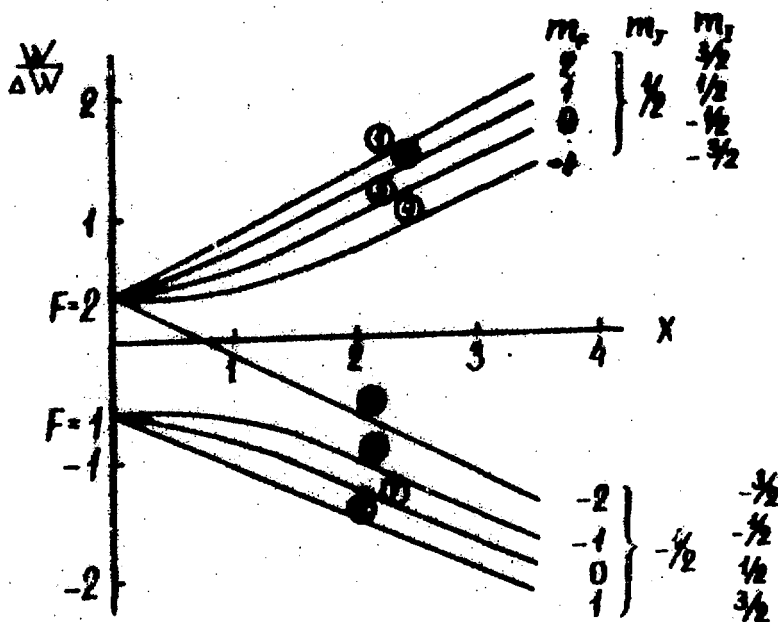


Рис.2. Схема уровней энергии атомов ${}^7\text{Li}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{39}\text{K}$ в магнитном поле

магнитному полю (σ -переходы), для $I=\frac{3}{2}$ нужны как σ -переходы, так и \mathcal{G} -переходы (высокочастотное поле перпендикул. статическому). Возможные комбинации переходов приведены в таблице I [7]:

Таблица I

Высокочастотные переходы для ядер со спинами I и $\frac{3}{2}$

Слабое поле	Для $J=\frac{1}{2}, I=1$				Для $J=\frac{1}{2}, I=\frac{3}{2}$					
	Сильное поле		P_z	P_{zz}	Слабое поле	Сильное поле		P_z	P_{zz}	P_{zzz}
	$3\sigma \rightarrow 5$	$2\sigma \rightarrow 6$				$2\sigma \rightarrow 8$	$3\sigma \rightarrow 8$			
-	+	-	+1/3	-1	+	-	-	-1/2	0	-1/6
-	-	+	+1/3	+1	-	$2\sigma \rightarrow 8$	$4\sigma \rightarrow 8$	-1/6	1/2	1/3
-	+	+	+2/3	0	+	$2\sigma \rightarrow 8$	$3\sigma \rightarrow 8$ и $2\sigma \rightarrow 7$	0	+1	0
+	-	-	-2/3	0	+	$2\sigma \rightarrow 8$	-	-1/3	1/2	1/6
+	+	-	-1/3	-1	+	$5\sigma \rightarrow 6$	$4\sigma \rightarrow 7$ и $3\sigma \rightarrow 6$	0	-1	0
+	-	+	-1/3	+1	-	$4\sigma \rightarrow 6$	-	1/6	-1/2	1/3
					+	$4\sigma \rightarrow 6$	-	1/2	-1/2	1/6

Здесь включенные переходы обозначены знаком "+", символ $3\sigma \rightarrow 5$ обозначает σ -переход с 3-го уровня на 5-й (рис.1), максимальное теоретически возможное значение поляризации и ее знак даны в последних столбцах таблицы.

$$\text{Для } I=1: P_{z\downarrow} = \frac{N_{+1} - N_{-1}}{N_{+1} + N_{-1}}, \quad P_{zz} = \frac{N_{+1} - 2N_0 + N_{-1}}{N_{+1} + N_0 + N_{-1}}$$

(через населенности подсосостояний N_m).

$$\text{Для } I=\frac{3}{2}: P_z = \frac{1}{3} \frac{3(N_3 - N_{-3}) + (N_1 - N_{-1})}{N_3 + N_1 + N_{-1} + N_{-3}},$$

$$P_{zz} = \frac{(N_3 + N_{-3}) - (N_1 + N_{-1})}{N_3 + N_1 + N_{-1} + N_{-3}},$$

$$P_{zzz} = \frac{1}{3} \frac{(N_3 - N_{-3}) - 3(N_1 - N_{-1})}{N_3 + N_1 + N_{-1} + N_{-3}}$$

(через населенности подсосостояний N_{2m}).

Для получения универсального источника поляризации, позволяющего получать разные типы поляризации с разными знаками, надо использовать переход в слабом поле и два перехода в сильном поле.

Таким образом, имеется принципиальная возможность с помощью классического метода получать пучки поляризованных ядер щелочных элементов.

Используемые при расчетах константы для ряда легких атомов, в том числе щелочных, приведены в таблице 2.

Таблица 2

N	Атом	Конфигурация электрон- ной оболоч- ки	J	I	μ_I , ад. магн.	$g_I \cdot 10^3$	ΔW , МГц	V_c , Гс
1	^1H	$1^2S_{1/2}$	1/2	1/2	+2,79	3,04	1420,4	507,6
2	^1H	$2^2S_{1/2}$	"	"	"	"	177,6	63,5
3	^2D	$1^2S_{1/2}$	1/2	1	+0,857	0,468	827,4	116,8
4	^2D	$2^2S_{1/2}$	"	"	"	"	40,9	14,6
5	^3T	$1^2S_{1/2}$	1/2	1/2	+2,98	3,24	15,6,7	542,0
6	^3T	$2^2S_{1/2}$	"	"	"	"	189,6	67,7
7	^3He	$2(1^1S_0)$	0	1/2	-2,13	-2,32	6739,7	2410
8	^6Li	$2^2S_{1/2}$	1/2	1	+0,82	0,448	228,2	81,5
9	^7Li	$2^2S_{1/2}$	1/2	3/2	+8,25	1,18	803,5	287
10	^8Li	$2^2S_{1/2}$	1/2	2	+1,65	0,44	380	136
11	^{11}B	$2^2P_{1/2}$	1/2	3/2	+2,68	0,97	732,4	261
12	^{12}B	$2^2P_{1/2}$	1/2	1	+1,002	0,55	516	184
13	^{14}N	$3(1^1S_{3/2})$	3/2	1	+0,409	0,22	15,7	1,8
14	^{19}F	$5(2^2P_{3/2})$	3/2	1/2	+2,63	2,86	6030	720
15	^{23}Na	$3^2S_{1/2}$	1/2	3/2	+2,21	0,8	1771,6	633
16	$^{23}\text{Na}^*$	$3^2P_{1/2}$	"	"	"	"	188,9	67,5
17	^{39}K	$4^2S_{1/2}$	1/2	3/2	+0,39	0,14	461,7	168
18	^{41}K	$4^2S_{1/2}$	1/2	3/2	+0,21	0,075	250	91

2. Получение атомарного литиевого пучка и траектории атомов в магнитах

Основные узлы как водородного, так и литиевого классического ИПЧ, следующие: 1) источник атомарного пучка; 2) 6 или

1) 4-полюсный магнит-поляризатор; 2) секция радиочастотных переходов; 3) ионизатор атомного пучка. В качестве источника атомарного пучка литиевых атомов используют печь-испаритель с малым отверстием, нагретую до температуры, значительно превышающей температуру плавления лития. Давление насыщенного пара над расплавленным металлом растет с ростом температуры. Эта зависимость для лития показана на рис.3.

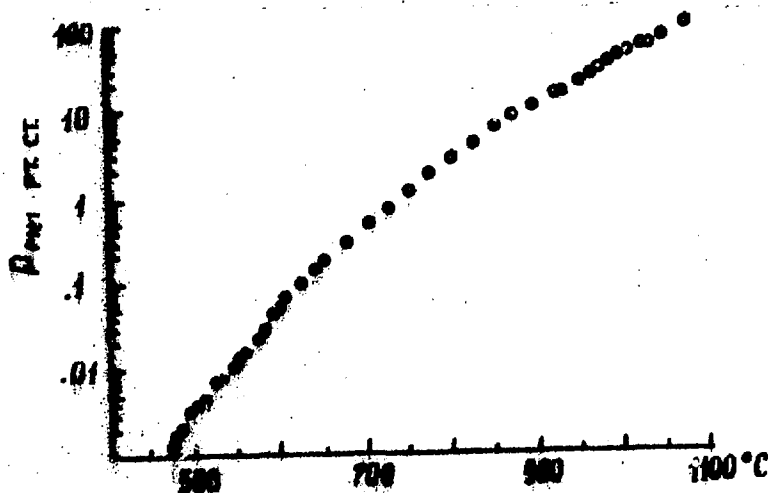


Рис.3. Зависимость давления насыщенного пара лития от температуры.

Пар состоит в основном из одноатомных молекул. Доля двухатомных молекул растет с давлением, однако она очень мала и даже при давлении ~ 10 мм рт.ст. не превышает 3% [8].

Для ионизации щелочных атомов используют явление поверхностной ионизации на раскаленной вольфрамовой поверхности. Степень поверхностной ионизации определяется отношением $\alpha = \nu_+ / \nu_0$, где ν_+ и ν_0 — потоки испаряющихся ионов и нейтральных атомов. Зависимость их от температуры поверхности T_0 , работы выхода φ и потенциала ионизации падающих на поверхность атомов V дается уравнением Саха-Ленгмюра [9]:

$$\alpha = \frac{1 - R_+}{1 - R_0} A \exp \frac{e(\varphi - V)}{kT},$$

где R_+ , R_0 — коэффициенты отражения ионов и атомов от поверхности, $A = Q_+ / Q_0$, где Q_i — полные статистические суммы

состояний ионов и атомов, что соответствует в данном случае отношению статистических сумм электронных состояний иона и атома; для щелочных атомов $A = 1/2$; e - заряд электрона, K - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура. Если V и φ в вольтах,

$$\alpha = A \cdot 10^{-20} (V - \varphi)$$

Для щелочных атомов удобным ионизатором является оксидированный вольфрам, у которого $\varphi = 5,7 + 6 \text{ В}$, и в области температур до 1600 К /при более высокой T окисная пленка полностью испаряется/ коэффициент поверхностной ионизации $\beta = \frac{\alpha}{1+\alpha}$ близок к 1. Хотя время пребывания ионов лития на поверхности вольфрама при рабочих температурах ионизатора велико и составляет 10-100 нс [10], однако экспериментально было установлено, что в сильном магнитном поле ($B/B_c \approx 4$) деполаризация практически не происходит [3].

Некоторые характеристики щелочных атомов, определяющие режимы работы испарителя и ионизатора, приведены в таблице 3.

Характеристики щелочных атомов, определяющие режимы работы испарителя и ионизатора.

Таблица 3

N	Атом	Изот. состав	Плотность, г/см ³	Т плавл.		для $\rho(T) = 10^{20}$		V, м/с	ΔW , МэВ	B_c , Гс	I
				К	°С	К	°С				
1	^{6,9} Li	7%, 93%	0,53	453	180	1154	881	5,36			
2	²³ Na	100%	0,97	370,7	97,7	822	549	5,12			
3	^{39,4} K	93%, 7%	0,86	336,5	63,5	716	443	4,32			
4	^{85,87} Rb	2%, 28%	1,53	311,9	38,9	662	389	4,16	3036	1080	5/2
5	¹³³ Cs	100%	1,9	301,5	28,5	648	375	3,89	9193	3280	7/2

Оценим поток атомов лития-6 при $T=1073 \text{ К}$ через сопло $d = 0,4 \text{ мм}$, $l = 2 \text{ мм}$. При этих условиях давление насыщенного пара $p = 2,5 \text{ мм рт.ст.}$, длина свободного пробега $\lambda = 0,04 \text{ мм}$, средняя арифметическая скорость теплового движения молекул $v = 145,5 \sqrt{T/M} \approx 1800 \text{ м/с}$; плотность $\rho = 2,3 \cdot 10^{16} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$; режим течения газа через сопло - молекулярно-вязкозный. Проводимость сопла определяется выражением [11,12]:

$$U_{\text{и.и.}} = \frac{\pi d^4}{960 \eta l} \frac{p}{2} + 3,82 \sqrt{\frac{T}{M}} \frac{d^3}{l} \left[\frac{1 + 1,46 \cdot 10^{-2} \sqrt{M/T} (dp/2\eta)}{1 + 1,81 \cdot 10^{-2} \sqrt{M/T} (dp/2\eta)} \right] \text{ л/с.}$$

где d и l - диаметр и длина канала в см, r в мм рт.ст., η - коэффициент вязкости в Па.с., T - абсолютная температура, M - молекулярный вес газа. Для вышеуказанных условий получается $U_{M-3} = 15,8 \text{ см}^3/\text{с}$, а полный поток атомов $Q = 3,6 \cdot 10^{17}$ ат./с. Однако для оценки ожидаемых на выходе источника ионных токов надо знать, кроме полного потока атомов, диаграмму направленности пучка. Такие данные были получены в настоящей работе.

Для обработки радиочастотных переходов удобно использовать стенд, состоящий из двух магнитов с секцией радиочастотных переходов между ними. Атомы с $m_j = +1/2$ фокусируются первым, а затем вторым магнитом на диафрагму детектора атомного пучка. При включении р-ч переходов поток атомов на детектор уменьшится, так как испытывшее переход состояние будет дефокусироваться вторым магнитом. При полной дефокусировке атомов с $m_j = -1/2$ и 100%-ной эффективности переходов поток атомов ослабился бы на $1/3$ для ${}^6\text{Li}$ и на $1/4$ для ${}^7\text{Li}$. Степень дефокусировки может быть определена из расчетов, и тогда по ослаблению интенсивности можно определять эффективность переходов. Были проведены расчеты траекторий атомов в магнитах по программе, описанной в [13], и выбраны оптимальные значения магнитных полей и апертур. Предполагалось, что скорости атомов из испарителя подчиняются максвелловскому распределению. Расчеты проведены для температуры испарителя 1200К, для 37 значений $U/U_{\text{вер}}$ от 0,2 до 2,5. Шаг изменения температуры атомов был 300° , а для атомов с малыми скоростями (меньше $0,7 U_{\text{вер}}$, или $T < 600\text{К}$) - 50° . В интервале температур, для которых были посчитаны траектории, находится 95% атомов, вылетающих из испарителя. Длина 6-полюсного магнита 50 см, $r_{\text{вх.}} = 0,15$ см, до середины магнита радиус линейно растет до $r = 1,33 r_{\text{вх.}}$, и $r_{\text{вых.}} = 0,19$ см; длина 4-полюсного магнита 30 см, $r_{\text{вх.}} = r_{\text{вых.}} = 0,55$ см; расстояние между магнитами 40 см, между вторым магнитом и диафрагмой детектора атомного пучка 30 см, диаметр диафрагмы 0,6 см. Наилучшие результаты были получены для полей 7 кГс в первом и 10 кГс во втором магнитах. Примеры траекторий атомов в этих полях для разных участков спектра скоростей показаны на рис. 4, сплошные линии для атомов с $m_j = +1/2$, пунктирные - для $m_j = -1/2$. Чем больше диаметр диафрагмы детектора, тем значительнее вклад мешающих атомов с $m_j = -1/2$. На рис. 5 показана полученная из анализа траекторий атомов зависимость от скорости количества фокусируемых и дефокусируемых атомов лития-6, проходящих через диафрагму при включенных переходах. За 100%-ный был принят поток атомов на входе в 1-й магнит. Как видно из рисунка, вклад дефокусируемых атомов значителен. Если поток атомов через диафрагму без переходов равен N (через два магнита проходит 66,5% начального потока), то при 100%-ной эффективности переходов поток составит для ${}^6\text{Li}$ $0,77 N$, для ${}^7\text{Li}$ - $0,63 N$.

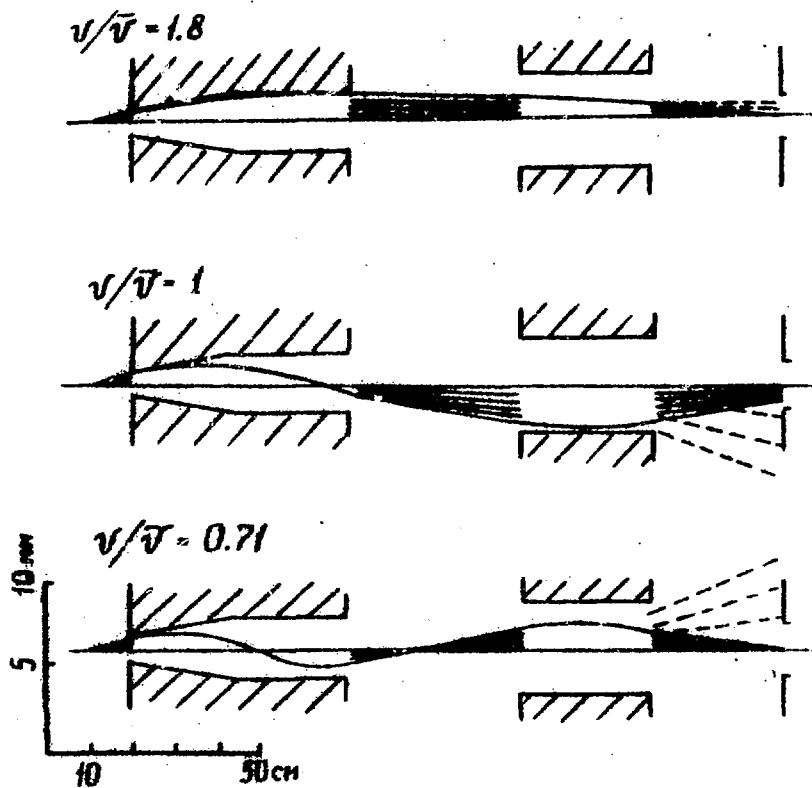


Рис.4. Траектории атомов ${}^6\text{Li}$ в двух магнитах для различных значений скорости атомов.

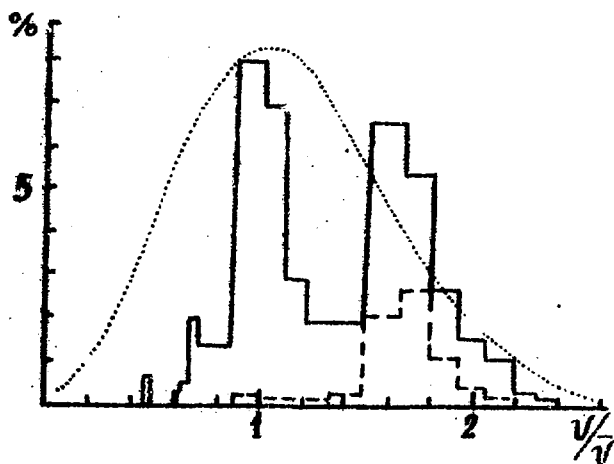


Рис.5. Зависимость от скорости количества попадающих в детектор атомов с $m_j = \pm 1/2$.

3. Описание стенда

Работы по созданию литиевого источника были начаты с решения следующих задач: разработка и испытания в работе конструкции испарителя атомного пучка; исследование температурных зависимостей интенсивности и направленности атомного пучка.

Среда жидкого лития весьма агрессивна при высоких температурах. Для изготовления корпуса испарителя использовалась специальная термостойкая нержавеющая сталь. Были испытаны несколько вариантов конструкции: со сменным соплом, с разъемным соединением на корпусе испарителя, с приваренной вставкой-соплом, с разъемным соединением на загрузочной трубке. Добиться герметичности разъемного соединения, расположенного на корпусе испарителя, т.е. нагреваемого до 1000°C , не удалось. В качестве уплотнительных прокладок можно было использовать только тантал или ниобий, медь и никель разрушались литием, а после нескольких нагреваний появлялись остаточные деформации и соединение разуплотнялось.

На рис. 6 приведена схема размещения оборудования на рабочем стенде, где показан последний вариант испарителя, с которым были проведены почти все работы по исследованию характеристик атомного пучка. Температура испарителя могла устанавливаться в пределах $400-1000^{\circ}\text{C}$; при этом разборное соединение 3 нагревалось до температуры $\sim 300^{\circ}\text{C}$, что позволяло использовать в качестве уплотнения никель. В объем испарителя мы могли помещать до 10 см^3 лития за один раз, работа велась с естественным литием; сопло имело размеры $b = 0,4\text{ мм}$, $l = 2\text{ мм}$. Обычные размеры детектора: полоска $3 \cdot 20 \cdot 10,64\text{ мм}^3$, отверстие на цилиндре $4 \cdot 10\text{ мм}^2$ вдоль полоски, телесный угол детектора $8 \cdot 10^{-4}$ ср. Измерение характеристик атомного пучка велось разностным методом. Ток в цепи детектора мерился прибором Ф-30 или зеркальным гальванометром, на детектор подавалось смещение до 40 В.

Измерение характеристик атомного пучка

В процессе длительной работы с испарителем были определены условия, позволяющие получать стабильный атомный пучок, и выбраны оптимальные температурные режимы, а именно: время пребывания лития на воздухе при загрузке не должно превышать 10 мин. откачка после загрузки без нагревания около суток; рабочая температура испарителя до 900°C , причем при первой плавке после загрузки нагревание испарителя до рабочей температуры должно вестись медленно, несколько часов.

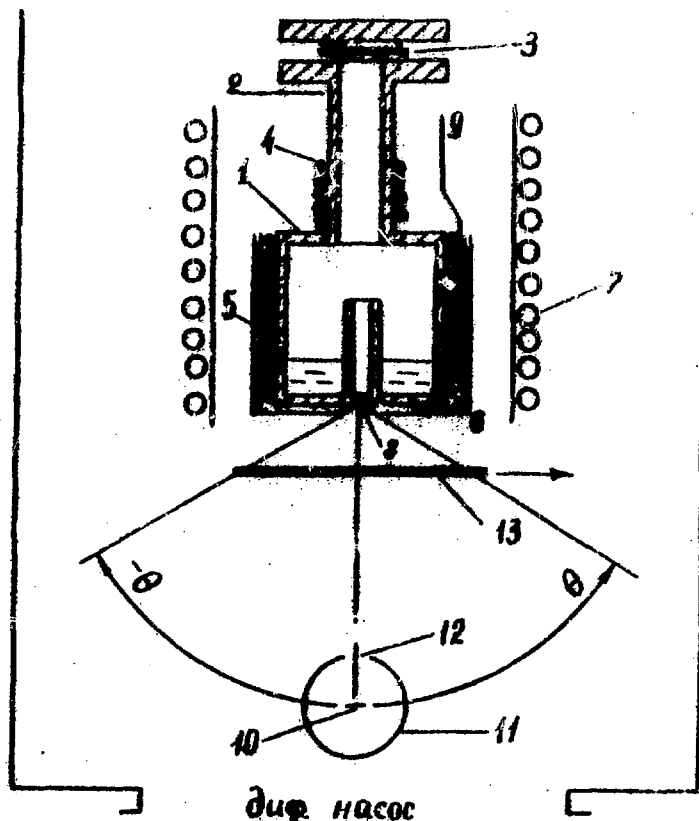


Рис.6 Схема размещения испарителя и детектора:

- 1 - корпус испарителя, 2 - трубка для загрузки лития в объем, 3 - металлическое уплотнение,
- 4,5 - спирали дополнительной и основной печек,
- 6,7 - отражатели молибденовые и водяной экраны,
- 8 - сопло, 9 - термопара хромель-алюмель,
- 10 - нагреваемая вольфрамовая полоска детектора,
- 11 - собирающий электрод детектора, 12 - отверстие в цилиндре для атомного пучка, 13 - подвижный экран для прерывания пучка.

Для измерения характеристик атомного литиевого пучка важно было добиться также устойчивой работы детектора в режиме с максимальным коэффициентом поверхностной ионизации. Оптимальная температура детектора определялась по максимальному значению разности ионного тока. Было замечено, что для атомных потоков, значительно отличающихся по величине, оптимальная температура детектора меняется. На рис.7 показана зависимость ионного тока детектора I_d от тока накала полоски I_n для разных значений интенсивности атом-

ного пучка. С ростом интенсивности максимум ионного тока детектора достигается при больших токах накала полоски, а следовательно, при более высоких температурах. Дальнейшее увеличение накала полоски и ее температуры приводит к уменьшению ионных токов, что объясняется уменьшением коэффициента поверхностной ионизации из-за разрушения окисной пленки на поверхности вольфрама.

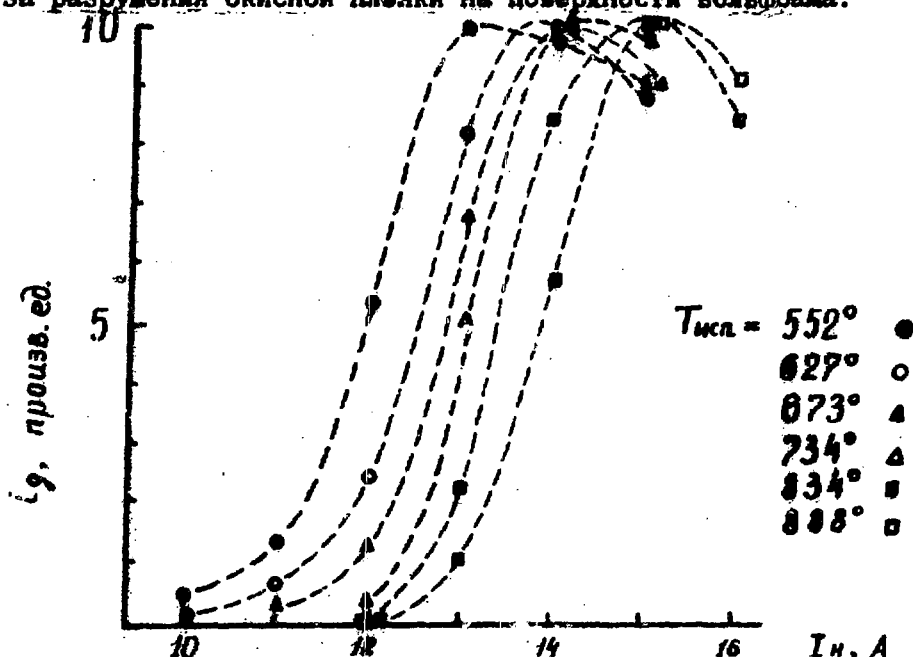


Рис. 7. Зависимость ионного тока детектора от тока накала для разных по интенсивности атомных потоков

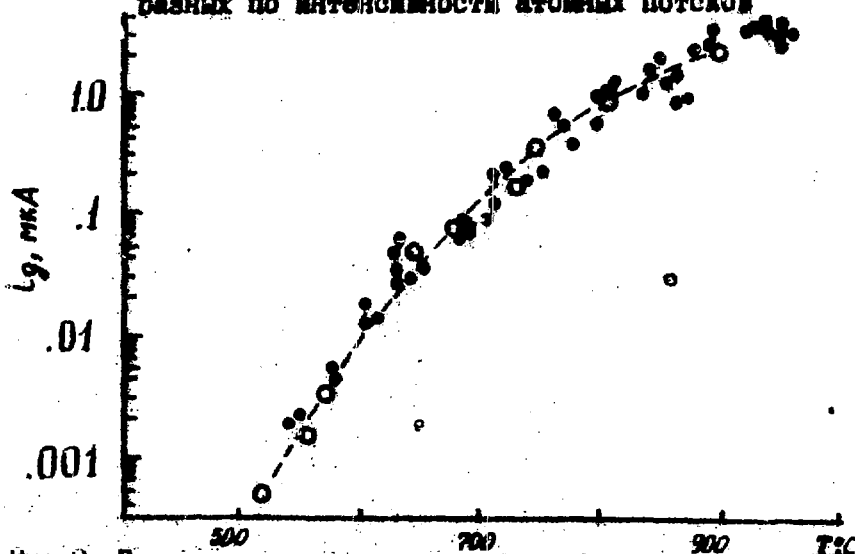


Рис. 8. Зависимость интенсивности атомного потока под 0° от температуры испарителя

Плотность окисной пленки при данной температуре зависит также от парциального давления кислорода. Было замечено, что при вакууме $\sim 6 \cdot 10^{-6} - 10^{-5}$ мм рт.ст. ионные токи детектора систематически ниже, чем при вакууме $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. Парциальное давление кислорода в остаточном газе еще меньше, приблизительно на порядок. Поэтому при необходимости работать в более высоком вакууме, чем $4 \cdot 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. надо обеспечить поддув кислорода в объем для получения максимального коэффициента поверхностной ионизации. В настоящей работе поддува кислорода не было, а рабочий вакуум поддерживался в пределах $3 \cdot 8 \cdot 10^5$ мм рт.ст.

Измеренная нами зависимость интенсивности атомного пучка лития от температуры испарителя приведена на рис. 8. Измерения повторялись многократно; кружками выделены результаты одного из циклов измерений. Небольшой разброс значений интенсивности в разных циклах может быть связан с тем, что в действительности температура насыщенного пара была ниже, чем температура корпуса испарителя, вблизи сопла, где расположена термопара, так как имелся более холодный участок в испарителе - загрузочная трубка. Литий конденсировался в нижней части трубки, на разной высоте при различных рабочих температурах испарителя. Оценки показали, что наличие трубки может понижать эффективную температуру пара на несколько десятков градусов, причем в ходе эксперимента при постоянной температуре корпуса испарителя этот температурный сдвиг может немного меняться.

Угловые распределения интенсивности в потоке атомов зависят от режима течения газа через сопла. В нашем случае канала с радиусом $r = 0,2$ мм молекулярное течение должно наблюдаться для давлений $P < 0,25$ мм рт.ст. или для $T < 650^\circ\text{C}$, а вязкостное при $P \gg 40$ мм рт.ст., $T \gg 1000^\circ\text{C}$. В интервале $650 - 1000^\circ\text{C}$ течение молекулярно-вязкостное.

При молекулярном течении направленность потока определяется двумя составляющими: излучением дна канала и излучением его стенок. Для углов $\theta < \theta_0$, где $\theta_0 = \arctg(r/l)$, основную роль играет излучение дна, для больших углов - излучение стенок, и на диаграммах направленности наблюдается характерный излом. При переходе к вязкому течению диаграмма направленности уширяется, стремится к предельной диаграмме:

$$N_{\eta}(\theta) = N_{\eta}(0) \cdot \cos^{5/2}\theta, \quad 0 < \theta < \frac{\pi}{2}.$$

Здесь $N_{\eta}(\theta)$ - атомный поток под углом θ , индекс η указывает на вязкостный режим течения газа [14].

Полученные нами диаграммы направленности атомного потока для шести значений температуры испарителя показаны на рис. 9.

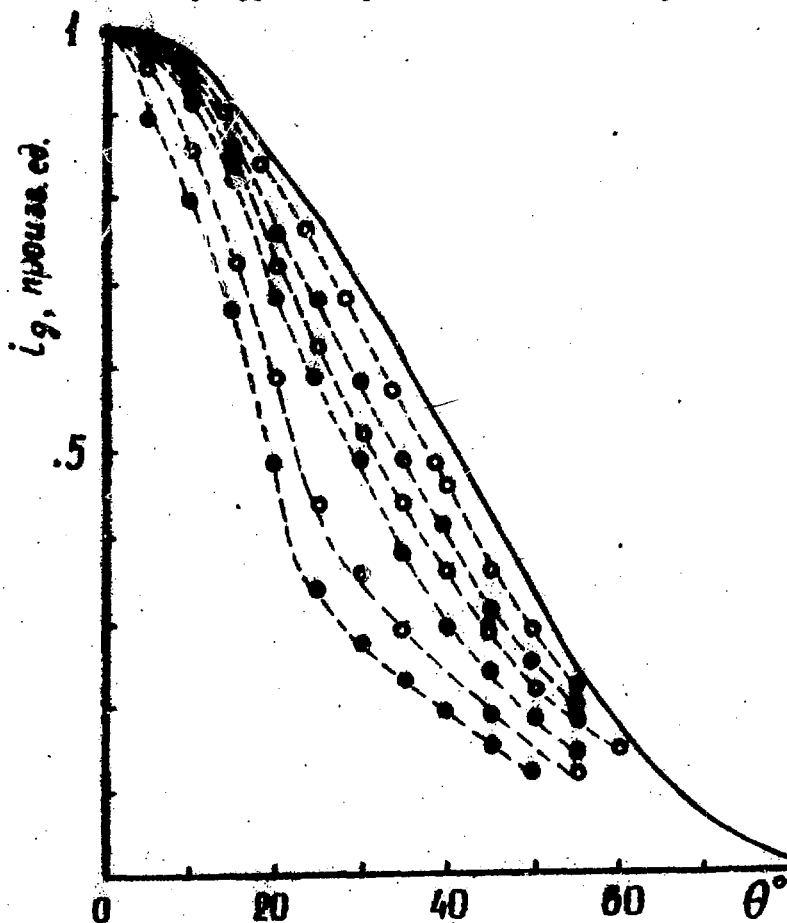


Рис. 9. Диаграммы направленности атомного пучка лития для разных температур испарителя.

Условия, при которых велись измерения, приведены для каждой кривой в порядке их уменьшения:

$T, ^\circ\text{C}$	$P, \text{мм рт.ст.}$	$\lambda, \text{мм}$	$i_g, \text{мкА}, \theta=0^\circ$
570	0,02	4	0,004
640	0,15	0,6	0,05
680	0,3	0,25	0,07
730	0,75	0,1	0,16
807	3	0,04	0,9
900	10	0,01	2,1

Сплошная кривая на этом рисунке показывает предельную диаграмму $\cos^5 \frac{\theta}{2}$. Как видно из рисунка, при 570 и 640° диаграммы направленности соответствуют молекулярному потоку. Перегиб кривых наблюдается вблизи $\theta \sim 25^\circ$; угол $2\theta_0$ в нашем случае был:

$$2 \arcs \operatorname{tg} (0,4/2) = 22,6^\circ,$$

что близко к наблюдавшемуся в эксперименте значению. Для более высоких температур диаграммы направленности плавные и уширяются с ростом температуры. При 900°С диаграмма лишь немного не достигает предельной ширины.

Из полученных нами характеристик атомного пучка можно оценить поток атомов N в телесный угол Ω , соответствующий входной апертуре магнита-поляризатора. При $T_{\text{исп.}} = 800^\circ\text{C}$ диаграмма направленности пучка близка к кривой $\cos^3 \theta$. Обозначим через i_r плотность потока атомов, причем $i_r(\theta) = i_r(0^\circ) \cdot \cos^3 \theta$. $I_r(\theta)$ - поток под углом θ внутрь телесного угла $d\theta$ на кольцевую полоску на поверхности полусферы радиуса r :

$$I_r(\theta) = i_r(\theta) \cdot dS, \quad dS = 2\pi r^2 \sin\theta d\theta.$$

Полный поток в полусферу будет:

$$I = \int_0^{\pi/2} i_r(\theta) \cdot 2\pi r^2 \sin\theta d\theta = 2\pi r^2 i_r(0^\circ) \cdot \int_0^{\pi/2} \cos^3 \theta \sin\theta d\theta = 2\pi r^2 i_r(0^\circ) \cdot \frac{1}{4}.$$

Отсюда плотность потока под 0° :

$$i_r(0^\circ) = \frac{I}{2\pi r^2} \cdot 4 = \frac{2I}{\pi r^2},$$

и на площадку S попадет поток телесный угол в стерadianах.

$$N = \frac{2I}{\pi} \cdot \frac{S}{r^2} = \frac{2I}{\pi} \cdot \Omega,$$

Если для 800°С полный поток составляет $3,6 \cdot 10^{17}$ ат./с. (расчет приведен на стр.8), то в телесный угол 10^{-3} ср. можно было ожидать поток $3,6 \cdot 10^{17} \cdot 10^{-3} = 3,6 \cdot 10^{14}$ ат./с. Однако в эксперименте регистрировался ток, соответствующий потоку \sim

10^{13} ат./с. Полагая, что коэффициент ионизации был близок к 1, можно объяснить полученный нами значительно меньший ток тем, что расчеты выполнены для $T = 800^\circ\text{C}$, тогда как реальная температура насыщенного пара лития в эксперименте была ниже, а также тем, что расчеты по приведенным здесь формулам дают приближенные оценочные значения потока.

Значительное увеличение атомного потока за счет повышения температуры испарителя нежелательно, так как при этом резко сокращается срок службы печек испарителя, а режим работы испарителя делается нестабильным. Целесообразнее увеличить диаметр сопла и уменьшить его длину. Сопло \varnothing 0,8 мм, длиной 1 мм при $T \sim 850^\circ\text{C}$ должно давать поток атомов на входе магнита-поляризатора $2+3 \cdot 10^{14}$ ат./с., что на выходе источника позволит получать токны ~ 10 мкА.

В заключение авторы благодарят В.К.Медведева за советы и помощь на первом этапе работы, а также В.А.Алешина, Л.М.Москалыка, А.Д.Шилинец и П.А.Шарина за помощь в изготовлении стенда и проведении экспериментов.

Рукопись поступила в ОНТИ ИЯИ 25.12.80 г.

Прикнижный список использованной литературы

1. Hardekopf R.A. Proc. 4th Int. Symp. on Polarization phenomena in nuclear reactions. Zürich, 1975 (eds. W.Grubler and V.König; Basel, 1976), p.865-866.
2. Burdham W.E., Karban O., Powell W.B. A source of polarized ^3He ions. Nucl. Instr. Meth., 1974, 116, N1, p. 1-7.
3. Steffens E., Dreves W., Ebinghaus H., Köhne M., Fidler P., Egelhof P., Engelhardt G., Kassen D., Schafer R., Weiss W., Fick D. The source for a vector polarized lithium-6 beam at the Heidelberg EN-tandem. - Nucl. Instr. Meth., 1977, 143, p. 409-421.
4. Weiss W., Egelhof P., Hildenbrand H.D., Kassen D., Makowska-Rzeszutko M., Fick D., Ebinghaus H., Steffens E., Amakawa A., Kubo K.-I. Elastic scattering of vector polarized lithium-6. - Phys. Lett., 1976, 61B, N3, p. 237-241.
5. Makowska-Rzeszutko M., Egelhof P., Kassen D., Steffens E., Weiss W., Fick D., Dreves W., Kubo K.-I., Suzuki T. Transfer reactions initiated on ^{12}C by vector polarized ^6Li . - Phys. Lett., 1978, 74B, N3, p. 187-190.
6. Dreves W., Zupranski P., Egelhof P., Kassen D., Steffens E., Weiss W., Fick D. Shape effects in heavy ion (Li) elastic scattering. - Phys. Lett., 1977, 78B, N1, p. 36-40.
7. Steffens E. Sources for negative polarized heavy ions. - IEEE Transactions on Nucl. Science, 1976, NS-23, N2, p. 1145-1154.
8. Несмеянов А.Н. Давление пара химических элементов. М., Изд. АН СССР, 1961, 396 с.
9. Зандберг Э.Я., Ионов Н.И. Поверхностная ионизация. М., Наука, 1969. 432 с.
10. Daley H.L., Yahiku A.Y., Perel J. K^+ , Na^+ and Li^+ desorption from oxygenated tungsten. - J.Chem. Phys. 1970, 52, N7, p. 3577-3579.
11. Дашман С. Научные основы вакуумной техники. М., Мир, 1964, 715 с.
12. Королев В.И., Кузнецов В.И., Пипко А.И., Плосковский В.Я. Основы вакуумной техники. М. Энергия, 1975, 415 с.
13. Заика Н.И., Кибкало Д.В., Москалык Л.М., Мохнач А.В., Шилипец А.Д., Семенов В.С., Токарев В.П., Трофимьяк В.Н., Шитюк В.А., Шмарин Н.М. Создание действующего макета источника поляризованных частиц (заключительный отчет). 1976, том I, дополнение.
14. Троицкий В.С. Направленность молекулярного пучка, образованного истечением газа из канала. - Журн. техн. физики, 1962, 32, № 4, с.488-502.

Аушев Владимир Егорович,
Дрозд Иван Петрович,
Зайка Николай Иванович,
Кибкало Юрий Васильевич,
Мохнач Анна Владимировна,
Токарев Виктор Кантелеевич

АТОМНЫЙ ПУЧОК ЛИТИЯ ДЛЯ ИСТОЧНИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ЧАСТИЦ
(препринт КИЯИ-81-2)

Редакторы: Л.И.Малашкина,
Н.А.Солдатенко

БД 36257	ОПТИ ИЯИ АН УССР	Формат 60x90/16
Усл.-печ.л. 0,12	Тип.заказ 124	Изд.КИЯИ-81-2
Уч.-изд.л. 0,7	Тираж 180 экз.	Цена 5 коп.
Подписано к печати 10.4.81 г.		Бумага офсетная Печать офсетная

252650, ГСП, Киев-28, проспект Науки, 119

Институт ядерных исследований АН УССР

252650, ГСП, Киев-28, проспект Науки, 119

СКГБ и ЭП Института ядерных исследований АН УССР
