

25

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР



Н.С.Баштовой, А.А.Гребенюк

РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЯ АППАРАТУРЫ
ДЛЯ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО
РЕНТГЕНО-ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА

ПРЕПРИНТ 83—40

НОВОСИБИРСК

ВВЕДЕНИЕ

Одним из актуальных вопросов физики атомного ядра является вопрос о существовании сверхтяжелых элементов (СТЭ). Начало исследований по поиску СТЭ с зарядами ядер близкими к $Z=114$ было положено появлением работы Мелднера [1]. Он показал, что вслед за ядром с $Z=82$ заполненную ядерную оболочку имеет ядро с $Z=114$, а не 126, как считалось раньше. В дальнейшем было показано, что время жизни СТЭ₁₁₄ может достигать 10^9 и более лет [2]. Эти соображения инициировали серию экспериментов по обнаружению СТЭ, в основном идущих по двум направлениям—поиск в природе и синтез. Поиск СТЭ в природе проводится в свою очередь двумя методами—анализ продуктов распада [3,4] и наблюдение характеристических спектров флуоресценции [5,6]. В отличие от других физико-химических свойств, энергии характеристических спектров СТЭ связаны простейшими зависимостями с зарядом ядра и могут быть достаточно легко вычислены [7,8]. Это является важным аргументом в пользу дальнейшего развития методики, основанной на рентгенофлуоресцентном анализе (РФА).

Наиболее естественный путь поиска СТЭ методом РФА—наблюдение характеристического спектра К-оболочки, так как в области его энергий $E \approx 150$ кэВ нет флуоресценции от других элементов. Однако, отсутствие источников излучения, обладающих значительной спектральной мощностью в области энергий К-краев СТЭ₁₁₄, не позволяет надеяться на получение высокой чувствительности при наблюдении характеристического излучения К-оболочки. По этой причине в настоящее время в экспериментах проводится поиск спектров L-оболочек [5,6]. Поисковые работы с использованием синхротронного излучения (СИ) от специализированного источника «змейка» [9] планируются и в ИЯФ СО АН СССР. Наивысшая чувствительность в этих экспериментах может быть достигнута при наблюдении характеристического спектра L_{III} оболочки, так как спектральная мощность источника СИ в области энергий L_{III} —края ($E \approx 28,5$ кэВ) выше, чем в области L_I ($E \approx 40,7$ кэВ) и L_{II} ($E \approx 39,5$ кэВ) краев. Эксперименты будут направлены на поиск наиболее интенсивного перехода с энергией флуоресценции $E = 22,0 \pm 0,5$ кэВ.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис.1 показан план размещения установки для поиска СТЭ методом РФА на комплексе СИ ВЭПП-3.

Излучение из «змейки» (1) по специальному вакуумному каналу (2) выводится в помещение бункера (3), где делится на пять частей. Части пучка отдельными вакуумными каналами [4] подводятся к рабочим местам. Экспериментальная установка для поиска СТЭ была расположена на рабочем месте [5], которое находилось на расстоянии ~ 20 м от источника «змейка». Пучок СИ используемый в эксперименте имел следующие характеристики: горизонтальный угол между осью пучка и осью «змейки» $\beta \approx 3$ мрад, горизонтальную угловую расходимость $\approx 1,7$ мрад и вертикальную угловую расходимость для фотонов в области энергий 30 кэВ $\gamma \approx 0,4$ мрад [9]. При поле в «змейке» $H \approx 30$ кГс энергии электронов 2 ГэВ и токе в накопителе 15 мА поток фотонов в области энергий $E \approx 30$ кэВ примерно равен 10^{15} фот/сек в единичный интервал $\Delta E/E$.

На рис.2 показана схема экспериментальной установки для поиска СТЭ методом РФА.

Пучок первичного СИ выводится из вакуумного канала (1) через 200 мкм бериллиевую фольгу. На его пути помещался фильтр (3) из алюминия толщиной 2 мм. Поглощая низкоэнергетичную компоненту первичного пучка СИ, он уменьшал нагрев кристалл-монохроматора (4). Кристалл-монохроматор служит для монохроматизации пучка накачки (5) и фокусировки его на образец (6). Кристалл-монохроматор был изготовлен из мозаичного кристалла LiF, который имел пиковый коэффициент отражения $K \approx 30\%$ и мозаичность $\Delta \approx 3 \cdot 10^{-3}$ рад. В качестве рабочей была выбрана плоскость 200. Для энергии пучка накачки $E \approx 30$ кэВ брегговский угол примерно равен 0,1 рад. Фокус находился в плоскости перпендикулярной первичному пучку на расстоянии 360 мм от центра кристалла. Размеры фокусного пятна были равны: высота 8,5 мм, ширина 0,5 мм. Поглощаясь в образце, пучок накачки вызывает вторичное излучение. Его условно можно разделить на три типа: характеристическое излучение атомов образца, тормозное излучение фото- и оже-электронов и фотоны пучка накачки, рассеянные на большие углы за счет комптон эффекта и когерентного рассеяния. Спектр этого излучения исследуется при помощи спектрометра, который состоит из коллиматоров (7), кристалла (9) и пропорционального счетчика (11). Коллиматор (7а) задает

ширину δ (≈ 70 мкм) площадки, с которой производится отбор вторичного излучения для последующей регистрации. Селекция вторичного излучения по энергии осуществляется при помощи кристалла кремния изогнутого по Иоганну (см., например, [10]). Фотоны, энергия которых соответствует энергии «настройки» спектрометра, отражаясь от кристалла, фокусируются в линию на щели коллиматора (7в) и регистрируются пропорциональным счетчиком. Все фотоны других энергий поглощаются или изотропно рассеиваются кристаллом без отражения, поскольку условие Брэгга для них не выполняется. Кристалл (9) имел пиковый коэффициент отражения $K \approx 20\%$ и мозаичность $\Delta \approx 3 \cdot 10^{-4}$ рад. В качестве рабочей была выбрана плоскость 400. Для энергии 22 кэВ брегговский угол примерно равен 0,2 рад. Разрешение спектрометра было равно 60 эВ, а телесный угол регистрации $\Omega/4\pi \approx 5 \cdot 10^{-4}$.

При работе с интенсивными пучками СИ описываемый спектрометр имеет ряд преимуществ по сравнению с обычно используемыми для РФА полупроводниковыми детекторами (ППД) [4,5]. В схемах с ППД пороговая чувствительность РФА ограничивается конечным быстродействием детектора, которое обычно не превышает 10^5 зарегистрированных в секунду фотонов. При работе с источником СИ «змейкой» поток фотонов вторичного излучения может достигать величины до 10^{12} фот/сек, а следовательно, если не применять предварительную селекцию по энергии этого излучения, то телесный угол регистрации ППД должен быть 10^{-7} от полного. Спектрометр с кристаллом позволяет исследовать только «интересующий» диапазон энергий фотонов вторичного излучения и тем самым снимает проблему связанную с конечным быстродействием детектора.

Вторым важным преимуществом является более высокое разрешение (≈ 60 эВ) описываемого спектрометра, тогда как разрешение ППД в этой области энергий обычно не превышает 300 эВ.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРА

В спектрометре использовался кристалл Si(400) имеющий рабочую поверхность $b \times b \approx 35 \times 35$ мм². Брегговский угол θ в области поиска был примерно равен 0,2 рад. Мозаичность кристалла и основные геометрические параметры спектрометра—радиус круга Роуланда R и ширина δ щели коллиматора (7а) определялись из следующих соображений. В спектрометре с геометрией Иоганна энергетич-

ческое разрешение в основном определяется тремя типами энергетических аббераций (см., например [10]) — абберации связанные с конечными размерами кристалла — $(\Delta E/E)_1 \approx 0,4b^2/(2R \sin\theta)^2$; абберации связанные с шириной щели коллиматора $(\Delta E/E)_2 \approx \delta/2R \sin\theta \cdot \operatorname{tg}\theta$ и абберации связанные с мозаичностью кристалла $(\Delta E/E)_3 \approx \Delta/\operatorname{tg}\theta$. Телесный угол регистрации такого спектрометра Ω равен $\Omega \approx b^2 \operatorname{tg}\theta/4\pi(2R \sin\theta)^2$. Можно показать, что если вклад каждой из вышеупомянутых аббераций в энергетическое разрешение будет одинаковым, то для данного разрешения спектрометр будет иметь наибольшую светосилу. Величина энергетического разрешения спектрометра выбиралась из следующих условий. При поиске линий СТЭ можно ожидать, что для большинства образцов фон будет определяться тормозным излучением фотоэлектронов. Исключение составляют образцы, основной компонентой ($\sim 100\%$) которых являются атомы с малым зарядом ядра Z ($Z \leq 10$). В таких образцах фон определяется многократным комптоновским рассеянием [11]. В том и другом случае фон имеет непрерывный энергетический спектр. Фоновая скорость счета счетчика спектрометра будет тем меньше, чем выше разрешение спектрометра. Однако, улучшение разрешения приводит к уменьшению его светосилы [11]. Можно показать, что предельная чувствительность при поиске СТЭ достигается в том случае, когда величина вклада в энергетическое разрешение спектрометра каждой из вышеупомянутых аббераций примерно равна ширине искомой линии ($\Delta E/E \approx 1,4 \cdot 10^{-3}$). Эти условия определяют параметры элементов спектрометра: $\delta \approx 70$ мкм, $R \approx 0,5$ м, $\Delta \approx 3 \cdot 10^{-4}$ рад. Суммарное энергетическое разрешение спектрометра в области поиска примерно равно 60 эВ, а телесный угол регистрации $\Omega/4\pi \approx 5 \cdot 10^{-4}$ от полного.

Требуемая мозаичность получалась путем равномерной шлифовки поверхности кристалла 5 мкм абразивом. Коэффициент отражения после шлифовки составлял величину $\sim 15 \div 20\%$. Изгиб кристалла производился в кристаллодержателе, конструкция которого показана на рис.3. Отраженные от кристалла фотоны регистрировались однопроволочным пропорциональным счетчиком (рис.4). В качестве рабочего газа использовался чистый ксенон. Давление газа было примерно равно четырем атмосферам. Сканирование по энергии осуществлялось перемещением кристалла и счетчика при помощи шагового двигателя. Один шаг двигателя соответствовал изменению энергии «настройки» спектрометра примерно на 1 эВ. Нелинейность изменения энергии в области поиска ($E = 22 \pm 0,5$ кэВ) не превышала 3%.

При сканировании щель коллиматора (7в) (рис.2) находилась в месте фокусировки рентгеновских лучей. Ширина фокусного пятна была примерно равна 200 мкм. Коллиматор (7в) уменьшал фон от рассеянных на кристалле фотонов вторичного излучения, энергия которых не соответствовала энергии «настройки» спектрометра. Ширина щели коллиматора была равна 250 мкм.

Все коллиматоры (7) были изготовлены из тантала. Блок схема используемой электроники показана на рис.5. Сигнал со счетчика, проходя формирующий усилитель поступал на одноканальный анализатор.

На его выходе появлялся импульс только в том случае, когда амплитуда импульса от поглощенного фотона была близка к измеряемой (полоса пропускания $\Delta A/A \sim 20\%$). Импульс с одноканального анализатора записывался в память анализатора «Nokia». Номер канала задавался блоком управления шагового двигателя и был однозначно связан с энергией «настройки» спектрометра.

МОНОХРОМАТОР

Для фокусировки пучка накачки в плоскости перпендикулярной первичному пучку поверхность кристалла-монокроматора должна быть частью конуса (рис.6) с угловым раствором $2\alpha = 4\theta$, где θ брэгговский угол. Ширина фокуса зависит в основном от трех величин — мозаичности кристалла Δ , его среднего радиуса r и ширины рабочей поверхности кристалла l . Как показывают оценки, в такой геометрии минимальная ширина фокусного пятна достигается при $r \approx 0,4l\Delta^{-1/3}$ и равна $\delta_0 \approx 0,5l\Delta^{2/3}$. Кристалл-монокроматор должен обеспечить максимально возможный поток фотонов, попадающих на площадку образца шириной 70 мкм. Наиболее подходящими оказались кристаллы LiF. Они не разрушаясь, позволяют осуществлять неупругий изгиб по весьма малым радиусам, имеют большую мозаичность ($\Delta \approx 3 \cdot 10^{-3}$ рад) и коэффициенты отражения $k \approx 20 \div 30\%$. Средний радиус кривизны, согласно формуле приведенной выше, должен быть $r \approx 0,4l\Delta^{-1/3} \approx 70$ мм. Изгиб кристалла производился следующим образом. Обработанные и промеренные по толщине кристаллы отжигались в течении 1 часа при температуре $T \approx 700^\circ\text{C}$. После остывания кристалл через резину обжимался на пуансоне (рис.7). Вначале зажималась центральная часть кристалла, а затем при помощи болтов давление резины на кристалл плавно распространялось к его краям. В дальнейшем деформированные кристаллы

зжимались между пуансоном и покрытой клеем формой. Пуансон имел коническую поверхность с угловым раствором $2\alpha = 24^\circ$ и средним радиусом кривизны $r \approx 70$ мм, а форма ту же поверхность, но с радиусом $r + h$, где h —толщина кристалла (1 мм). В качестве клея, по причине ее радиационной стойкости, использовалась эпоксидная смола. Качество фокусировки приклеенных кристаллов проверялось по лазерному лучу. Для большинства кристаллов ширина лазерного фокусного пятна находилась в пределах 200 мкм. Отсюда, учитывая дефокусировку за счет мозаичности кристалла, можно ожидать ширину фокусного пятна рентгеновского пучка накачки в районе 300 мкм.

РАСЧЕТНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Выведем соотношения, которые понадобятся в дальнейшем для оценки пороговой чувствительности установки.

Пусть на некоторый образец под малым углом к его нормали падает пучок накачки с энергией $E \approx 30$ кэВ (рис.2). Предположим, что в этом образце присутствуют СТЭ с концентрацией K (Г/Г). Определим поток, попадающих на рабочую поверхность кристалла (9), флуоресцентных фотонов от $L_{III}-M_V$ перехода СТЭ. Легко показать, что, если коллиматор (7а) отсутствует, и толщина образца больше глубины поглощения фотонов накачки, то этот поток будет равен:

$$\Phi \approx K \frac{\eta \beta \mu_{СТЭ}^L}{\mu_1 + \mu_2} \frac{\Omega}{4\pi} \Phi_0$$

где Φ_0 —поток фотонов пучка накачки, Ω —телесный угол регистрации, μ^L —массовый коэффициент фотопоглощения (МКФП) L_{III} —оболочки СТЭ, η —квантовый выход флуоресценции с L_{III} —оболочки, β —относительная интенсивность линии $L_{III}-M_V$, μ_1 —массовый коэффициент поглощения (МКП) образца для 30 кэВ-ных фотонов, а μ_2 —МКП для фотонов $L_{III}-M_V$ перехода ($E \approx 22$ кэВ). Если между образцом и кристаллом (9) поместить коллиматор (7а), то поток, попадающих на рабочую поверхность кристалла, фотонов уменьшится в ξ_0 раз, где ξ_0 коэффициент пропускания коллиматора (7а). Допустим теперь, что энергия «настройки» спектрометра равна энергии фотонов $L_{III}-M_V$ перехода. Тогда, используя вышеизложенное, скорость счета, регистрируемых счетчиком фотонов, можно записать в виде:

$$N_{СТЭ} = \Phi_0 K \frac{\eta \beta \mu_{СТЭ}^L}{\mu_1 + \mu_2} \frac{\Omega}{4\pi} \xi_0 \xi_1 \xi_2$$

где ξ_1 —коэффициент отражения кристалла (9), а ξ_2 —отношение числа фотонов зарегистрированных счетчиком к числу фотонов отраженных кристаллом. Это же соотношение можно переписать в виде:

$$N_{СТЭ} = K \frac{\eta \beta \mu_{СТЭ}^L}{\mu_1 + \mu_2} V \Phi_0 \quad (1)$$

где величина V фактически является светосилой спектрометра. Значения величин $\mu_{СТЭ}^L$, η , β можно получить расчетным образом—экстраполяцией в область больших Z данных для известных элементов [12 ÷ 14]. Полученные расчетным образом значения равны: $\mu_{СТЭ}^L \approx 27$ см²/г, $\eta \approx 0,7$; $\beta \approx 0,7$.

Величину $V \Phi_0$ можно определить при помощи эталонного образца, измеряя скорость счета флуоресцентных фотонов характеристического излучения с энергией близкой к области поиска. Для этой цели были изготовлены образцы, конструкция которых показана на рис.8. Молибденовая фольга зажималась между двух параллелепипедов изготовленных из стали 20. Торце фольги совпадал с плоскостью металла, на которую падал пучок накачки. Толщина фольги в первом образце была 100 мкм, во втором—200 мкм. Затем на второй образец приклеивалась медная фольга толщиной 100 мкм. Достоинство таких образцов заключалось в том, что для них можно достаточно точно оценить потоки флуоресцентных фотонов. Если торец молибденовой фольги проходил через ось пучка накачки, то, как показывают оценки, часть пучка, поглощенного в молибденовой фольге первого образца, составляет величину $\sim 1,2 \cdot 10^{-2}$ от полного. Используя формулу (1), можно оценить ожидаемую скорость счета флуоресцентных фотонов от линий характеристического излучения молибдена для первого образца. Она равна:

$$N_1 \approx \frac{1,2 \cdot 10^{-2} \eta_1 \beta_1 \mu_k^{Mo}}{\mu_1^{Mo} + \mu_2^{Mo}} V \Phi_0$$

где μ_k^{Mo} —МКФП К-оболочки молибдена, η_1 —квантовый выход флуоресценции К-оболочки, β_1 —относительная интенсивность измеряемой линии, μ_1^{Mo} —МКП молибдена для энергии 30 кэВ, μ_2^{Mo} —МКП для энергии измеряемой линии. Учитывая поглощение в медной фольге, аналогичное соотношение можно записать и для второго образца:

$$N_2 \approx \frac{2,4 \cdot 10^{-2} \eta_1 \beta_1 \mu_k^{Mo}}{\mu_1^{Mo} + \mu_2^{Mo}} V \Phi_0 \exp\{-(\mu_1^{Cu} + \mu_2^{Cu}) t\}$$

где μ_1^{Cu} и μ_2^{Cu} —МКП меди для энергии фотонов 30 кэВ и энергии измеряемой линии соответственно, ρ (г/см³)—плотность меди,

t (см) — толщина медной фольги. Измерения предполагалось проводить на линиях K_{β_1} и K_{β_2} с энергией флуоресценции $E = 19,610$ кэВ и $E = 19,967$ кэВ. Подставляя численные значения величин, взятые из [12 ÷ 14] имеем:

$$N_1^{K_{\beta_1}} \approx 7,8 \cdot 10^{-4} V \Phi_0; \quad N_1^{K_{\beta_2}} \approx 1,8 \cdot 10^{-4} V \Phi_0;$$

$$N_2^{K_{\beta_1}} \approx 2,6 \cdot 10^{-5} V \Phi_0; \quad N_2^{K_{\beta_2}} \approx 4,8 \cdot 10^{-6} V \Phi_0$$

Измерив скорость счета флуоресцентных фотонов, можно определить величину $V \Phi_0$. Затем, используя формулу (1), можно оценить ожидаемую скорость счета от линии СТЭ, если известны μ_1 и μ_2 — МКП образца для энергии 30 кэВ и 22 кэВ соответственно.

Как уже отмечалось, для большинства образцов фоновая скорость счета должна определяться тормозным излучением фотоэлектронов. Ее можно оценить заменив в формуле (1) η на η' — эффективность преобразования энергии фотоэлектронов в энергию тормозного излучения [15], а β на β' — относительную интенсивность тормозного излучения [16] в интервале энергий $\Delta E_1/E_1$ равном энергетическому разрешению спектрометра. Если образец в основном ($\sim 100\%$) состоит из атомов с зарядами ядра Z , то величина фоновой скорости счета примерно равна:

$$N_{\Phi} = \sum_j [0,8 \cdot 10^{-6} Z (E_0 - I_j)] \left[2 \frac{E_0 - I_j - E_1}{E_0 - I_j} \frac{\Delta E_1}{E_1} \right] \frac{\mu_j}{\mu_1 + \mu_2} V \Phi_0$$

где первый множитель — η' , а второй — β' , I_j — потенциал ионизации j -оболочки, μ_j — ее МКФП, E_0 — энергия пучка накачки, μ_1 и μ_2 — МКП для энергий E_0 и E_1 соответственно, E_0 , I_j должны быть выражены в кэВ. Для многокомпонентного образца надо заменить $Z \rightarrow \sum K_i Z_i$, где K_i концентрация i -элемента, $I_j \rightarrow I_{ij}$, $\mu_j \rightarrow K_i \mu_{ij}$ и просуммировать по всем элементам.

Для иллюстрации приведем значения фоновой скорости счета для трех типов образцов ($E_0 \approx 30$ кэВ, $E_1 \approx 22$ кэВ):

- 1) Эталонный образец N_2 , основная компонента медь: $N_{\Phi} = 3 \cdot 10^{-8} \Phi_0 V$;
- 2) Образец, основной компонентой которого является SiO_2 $N_{\Phi} \approx 7 \cdot 10^{-8} \Phi_0 V$;
- 3) Образец, основная компонента которого уран (в таком образце реализуются самые тяжелые для поиска условия): $N_{\Phi} \approx 15 \cdot 10^{-8} \Phi_0 V$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В августе 1982 г. были проведены первые эксперименты, целью которых была оценка пороговой чувствительности при поиске СТЭ.

Вначале, при токе в накопителе $I \approx 15 \div 20$ мА, были проведены фоновые измерения, которые показали, что в отсутствие пучка накачки на образце фоновая скорость счета пропорционального счетчика была примерно равна 30 Гц. Источником фона были электрон-фотонные ливни от 2 ГэВ-ных электронов, выбывающих из накопителя. Постановка свинцовой защиты толщиной ~ 30 см, перекрывающей прямую видимость счетчик — медианная плоскость накопителя, позволила уменьшить этот фон примерно до 0,5 Гц.

Ширина фокусного пятна пучка накачки измерялась при помощи фотопластинки и была $\sim 0,5$ мм. Несколько большее ее значение по сравнению с расчетной (0,3 мм) можно объяснить неточностью при юстировке оси кристалла относительно оси первичного пучка.

Результаты измерений спектров характеристического излучения эталонных образцов показаны на рис.9. Для первого образца скорость счета в максимуме линии K_{β_1} составляла величину $N \approx 5,7 \cdot 10^3$ Гц при токе в накопителе 12,6 мА и поле в «змейке» $H = 33$ кГс. Для второго образца скорость счета в максимуме линии K_{β_1} была равна $N \approx 320$ Гц при токе $I \approx 17$ мА и $H = 33$ кГс. Величина $V \Phi_0$, пересчитанная для тока 17 мА, для первого образца была примерно равна $V \Phi_0 \approx 10^7$ фот/сек, а для второго — $V \Phi_0 \approx 1,2 \cdot 10^7$ фот/сек. Различие в результатах можно объяснить следующим образом. Нестабильность орбиты электронов в накопителе приводила к тому, что первичный пучок СИ перемещался по вертикали со скоростью ~ 2 мм за полчаса.

Измерения на первом образце проводились примерно через 0,5 часа после корректировки орбиты, а на втором практически сразу после нее. По-видимому, при измерениях на первом образце на молибденовую фольгу не попадала центральная часть пучка накачки, как показывают оценки, смещение первичного пучка СИ на величину $\sim 1,5 \div 2$ мм дает примерно такую разницу в измерениях.

При токе в накопителе 15 мА и поле 29 кГс были предприняты попытки измерений фона от тормозного излучения фотоэлектронов. Для этих измерений образец N_2 поворачивался на 90° и смещался

так, что пучок накачки не попадал на молибденовую фольгу (см. рис.10). Энергия настройки спектрометра была равна энергии линии $K_{\beta 1}$. Измерения проводились в условиях нестабильно работающего накопителя. Разницы в величинах фоновой скорости счета с пучком накачки на образце и без него на уровне флуктуаций фона от ускорителя замечено не было.

Малая статистика фоновых измерений практически не позволяла ничего сказать о реальной величине тормозного фона. Единственное, что можно утверждать, это то, что его реальная величина не противоречит оценкам для данного поля и тока ($\sim 0,15$ Гц). Считая в дальнейшем, что эти оценки приблизительно соответствуют действительности можно оценить $K_{СТЭ}^П$ —пороговую чувствительность при поиске СТЭ. Ее можно оценить из условия равенства сигнала трем стандартным ошибкам флуктуаций фона

$3\sqrt{N_{\Phi}T} \approx N_{СТЭ}T$, где N_{Φ} —фоновая скорость счета,

$N_{СТЭ}$ —скорость счета флуоресцентных фотонов от линии СТЭ, T —время набора статистики. Используя выведенное ранее уравнение (1) для скорости счета флуоресцентных фотонов СТЭ, имеем:

$$K_{СТЭ}^П \approx \frac{\mu_1 + \mu_2}{\eta \beta \mu_{СТЭ}^L} \frac{1}{V \Phi_0} \sqrt{\frac{9N_{\Phi}}{T}}$$

Для поля в «змейке» $H = 33$ кГс и тока в накопителе $I \sim 15$ мА величина $\Phi_0 V \approx 10^7$ фот/сек. Фоновую скорость счета можно оценить суммируя фон от ускорителя (0,5 Гц) с ожидаемым фоном от тормозного излучения. За время набора статистики $T \approx 10^3$ с. при поиске в образце, основной компонентой которого является SiO_2 , предельно обнаружимая концентрация СТЭ равна, $K_{СТЭ}^П \approx 2 \cdot 10^{-9}$ г/г, а в образце, основной компонентой которого является уран, $K_{СТЭ}^П \approx 10^{-7}$ г/г.

В перспективе возможно повышение чувствительности РФА более, чем на порядок. Это может быть достигнуто путем отбора кристаллов по коэффициентам отражения, улучшения фокусировки пучка накачки, увеличения телесного угла регистрации за счет применения в спектрометре нескольких кристаллов, обработанных по радиусу в соответствии с геометрией Иогансона и улучшения фоновой ситуации, связанной с ливнями от ускорителя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение аналогичных установок возможно не только для поиска СТЭ, но и для более широкого класса научных экспериментов, например, для изучения элементного состава биологических образцов, флуоресцентной EXAFS спектроскопии и т.п. В описанном спектрометре энергетический диапазон $17 \div 24$ кэВ определяется применяемым кристаллом и может быть сдвинут в требуемую область энергий. В зависимости от решаемых задач, диапазон перестройки может быть существенно увеличен, применением кристаллов с несколькими одновременно работающими атомными плоскостями, (например, для кремния плоскости 111, 333, 444, 555) или использованием нескольких различных кристаллов. Энергетический интервал $\Delta E/E$ пучка накачки короткофокусного монохроматора можно также выбрать исходя из конкретных задач. Например, для EXAFS спектроскопии в монохроматоре можно использовать комбинацию двух кристаллов—первый, совершенный кристалл с требуемым энергетическим диапазоном $\Delta E/E$, а второй—изогнутый мозаичный LiF. Такой монохроматор позволяет, практически, без потери энергетического разрешения, повысить примерно на два порядка яркость пучка накачки на образце по сравнению с монохроматорами в которых работают плоские кристаллы. Применение аналогичной установки для экспресс анализа элементного состава геологических образцов позволит примерно на два порядка повысить чувствительность РФА, по сравнению с используемыми в настоящее время на СИ для этих целей ППД.

В заключение мы хотим поблагодарить Л.М.Баркова и М.С.Золоторева за плодотворные обсуждения и поддержку работы, А.И.Уринцева за участие в подготовке проекта эксперимента, коллектив лаборатории 1-5 за предоставленную возможность проведения измерений на пучке.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Meldner*, Proc. of the Inter. Symp. in Why., Lysekil (1966).
2. *З.Д. Никс*, УФН, 110, 3 (1973) 405.
3. *И. Звара и др.* Препринт ОИЯИ Р6-10589, Дубна (1977)
4. *Г.Н. Флеров и др.* Препринт ОИЯИ Д7-11724, Дубна (1978).
5. *C.I. Sparks et al.*, Phys. Rev. Lett., 38, 5 (1977) 205.
6. *C.I. Sparks et al.*, Phys. Rev. Lett., 40, 8 (1978) 507.
7. *У.А. Carlson et al.*, Nucl. Phys., A135, 3 (1969) 57.
8. *C.C. Lu et al.*, Nucl. Phys., A175, 2 (1971) 289.
9. *Л.М. Барков и др.* Препринт ИЯФ 78-13, Новосибирск (1977).
10. *О.И. Сумбаев*. Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры. Госатомиздат (1963).
11. *К.В. Анисович*. Аппаратура и методы рентгеновского анализа, 24, изд. «Машиностроение» (1980) 61.
12. *Ред. И.К. Кикоина*. Таблицы физических величин. Атомиздат (1976).
13. *Э. Сторм и др.* Сечения взаимодействия гамма-излучения. Атомиздат (1973).
14. *W. Vatbunek et al.*, Rev. of Mod. Phys., 44 (1972) 716.
15. *Ю.А. Быстров и др.* Ускорители и рентгеновские приборы. Высшая школа (1976).
16. *М.А. Блохин*. Физика рентгеновских лучей, изд. технико-теоретической литературы (1957).

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ.

- Рис.1. План размещения установки на комплексе СИ ВЭПП-3. 1—сверхпроводящая «змейка», 2—вакуумный канал, 3—помещение бункера, 4—вакуумные каналы, 5—рабочее место установки для РФА.
- Рис.2. Схема экспериментальной установки. 1—канал СИ, 2—первичный пучок, 3—фильтр, 4—фокусирующий кристалл-монокроматор, 5—пучок накачки, 6—образец, 7—коллиматоры, 8—вторичное излучение, 9—кристалл спектрометра, 10—пучок отраженный кристаллом, 11—пропорциональный счетчик, δ —ширина щели коллиматора 7а.
- Рис.3. Кристаллодержатель. 1—кристалл, 2—ролик, 3—болт, 4—пружина.
- Рис.4. Конструкция пропорционального счетчика. 1—сигнальная проволока $\varnothing 28$ мкм, 2—медный анод, 3—бериллиевое окно (200 мкм), 4—защитный кожух, 5—изоляторы, 6—керамические изоляторы, 7—трубка для заполнения счетчика газом.
- Рис.5. Блок-схема электроники. 1—шаговый двигатель, 2—блок управления шаговым двигателем, 3—счетчик, 4—формирующий усилитель, 5—одноканальный анализатор, 6—анализатор «Nokia».
- Рис.6. Форма поверхности кристалл-монокроматора. 1—ось первичного пучка СИ, 2—кристалл-монокроматор, 3—пучок накачки, r —средний радиус кривизны, l —ширина рабочей поверхности кристалл-монокроматора, 2α —угловой раствор конуса.
- Рис.7. Приспособление для изгиба кристалл-монокроматора. 1—пуансон, 2—кристалл, 4—стальные пластины, 5—прокладки, 6—болты.
- Рис.8. Эталонные образцы, а) образец №1, б) образец №2 1—стальные параллелипипеды, 2—пучок накачки, 3—молибденовая фольга, 4—медная фольга.
- Рис.9. Спектры характеристического излучения. а) образец №1, б) образец №2. Время набора статистики в каждой точке 2 с.
- Рис.10. Ориентация образца относительно пучка накачки при фоновых измерениях. 1—пучок накачки, 2—молибденовая фольга, 3—медная фольга, 4—положение пучка накачки при измерении величины $\Phi_0 B$.

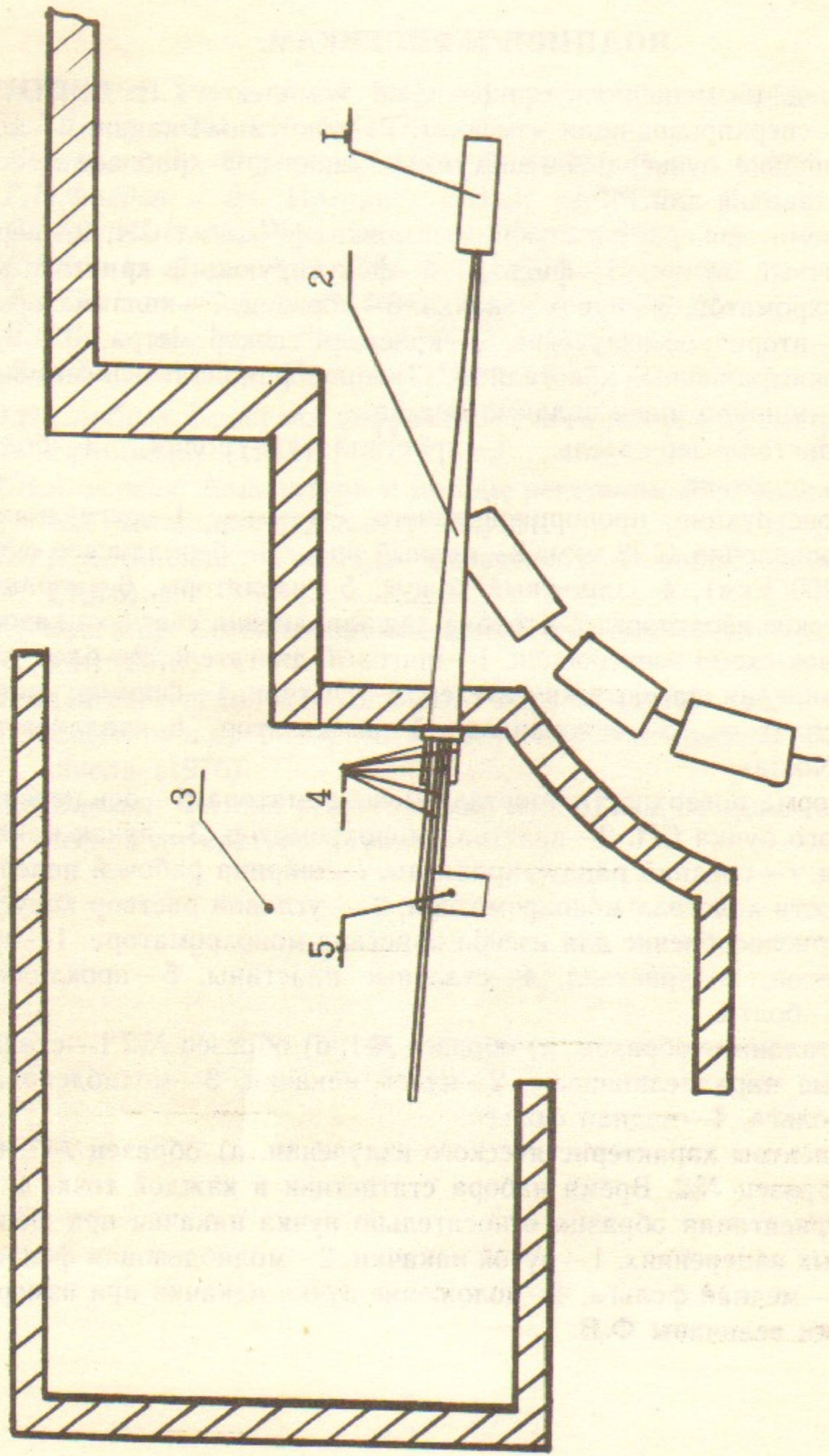


Рис. 1.

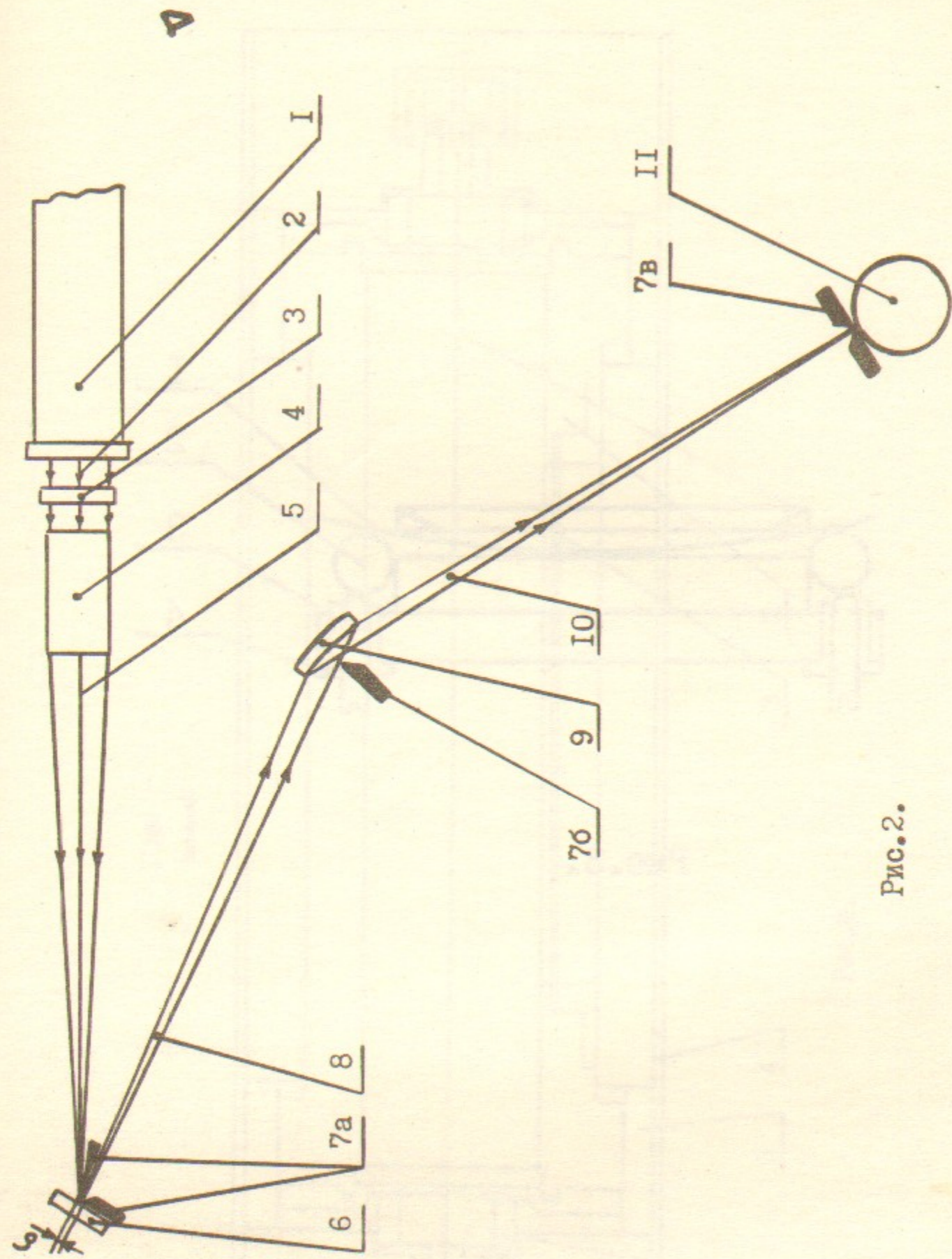


Рис. 2.

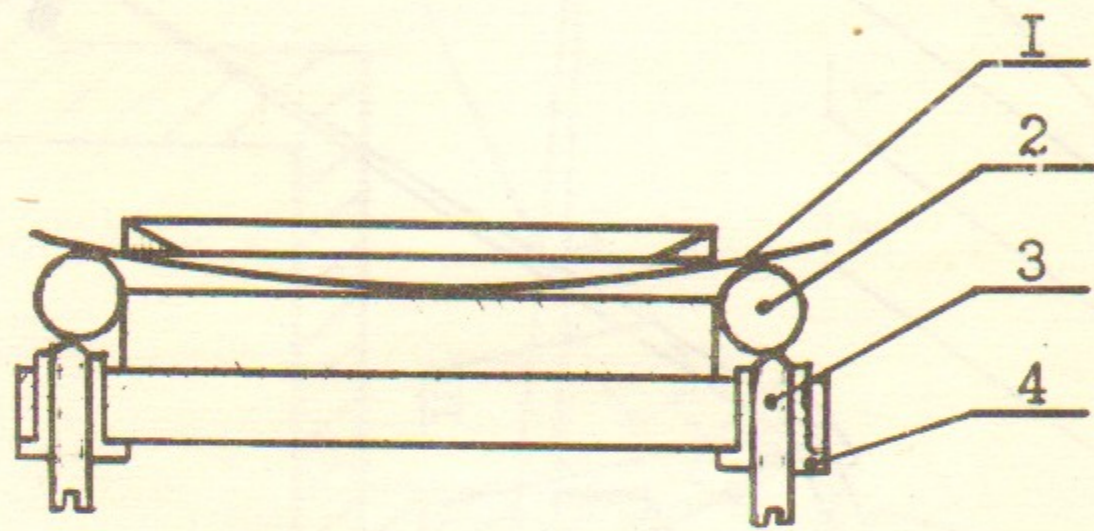


Рис.3.

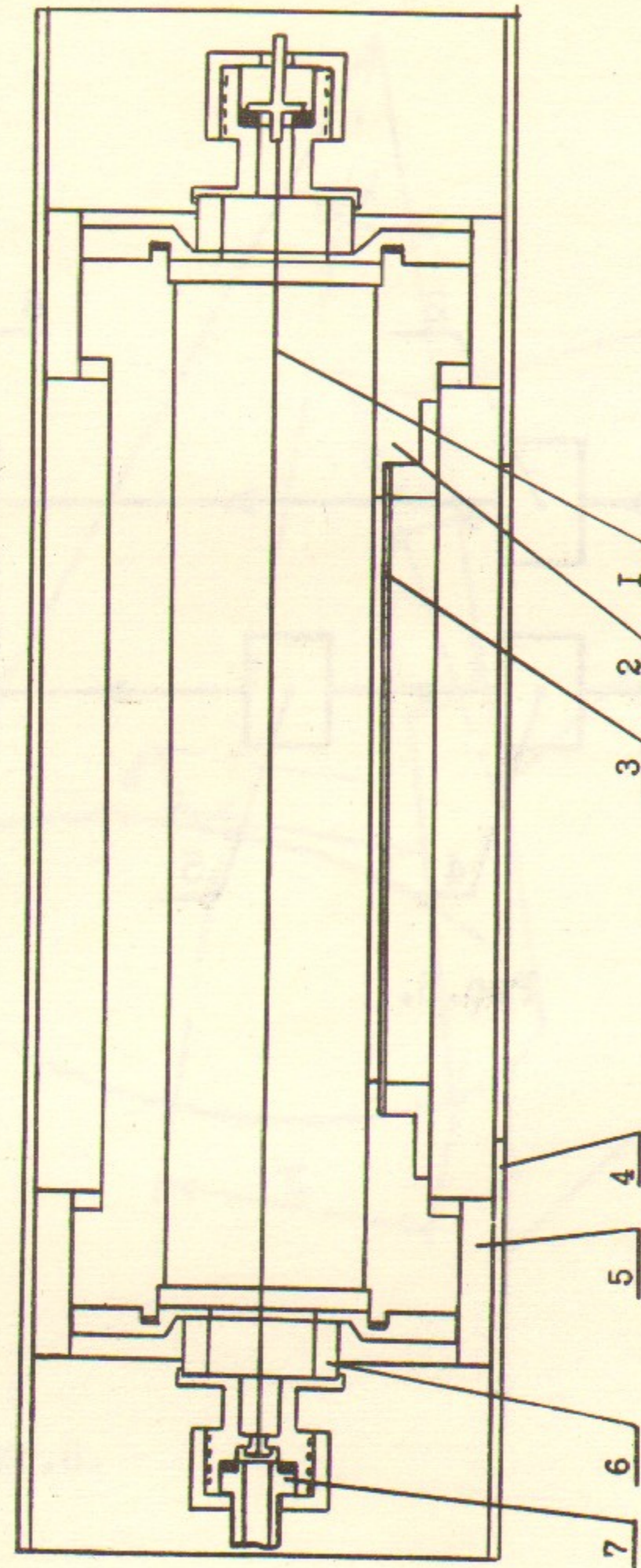


Рис.4.

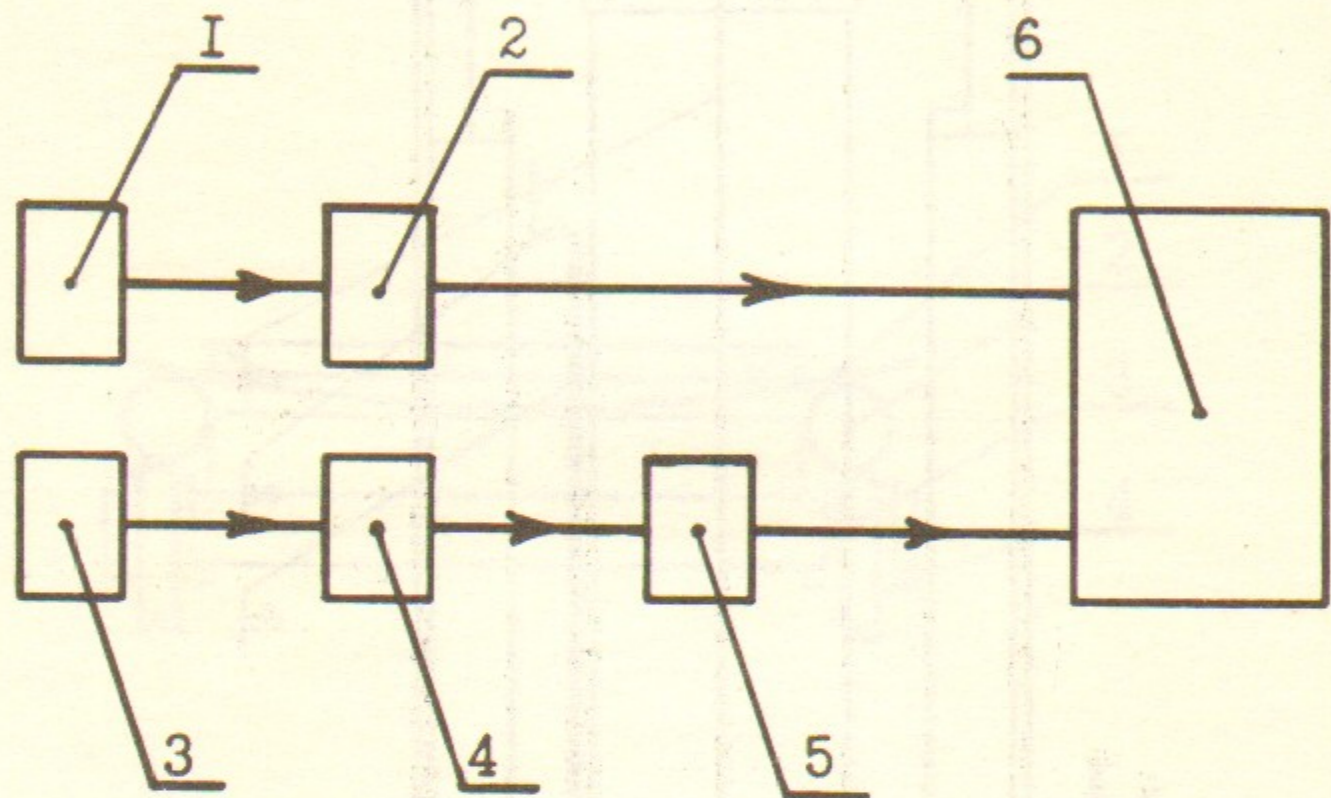


Рис. 5.

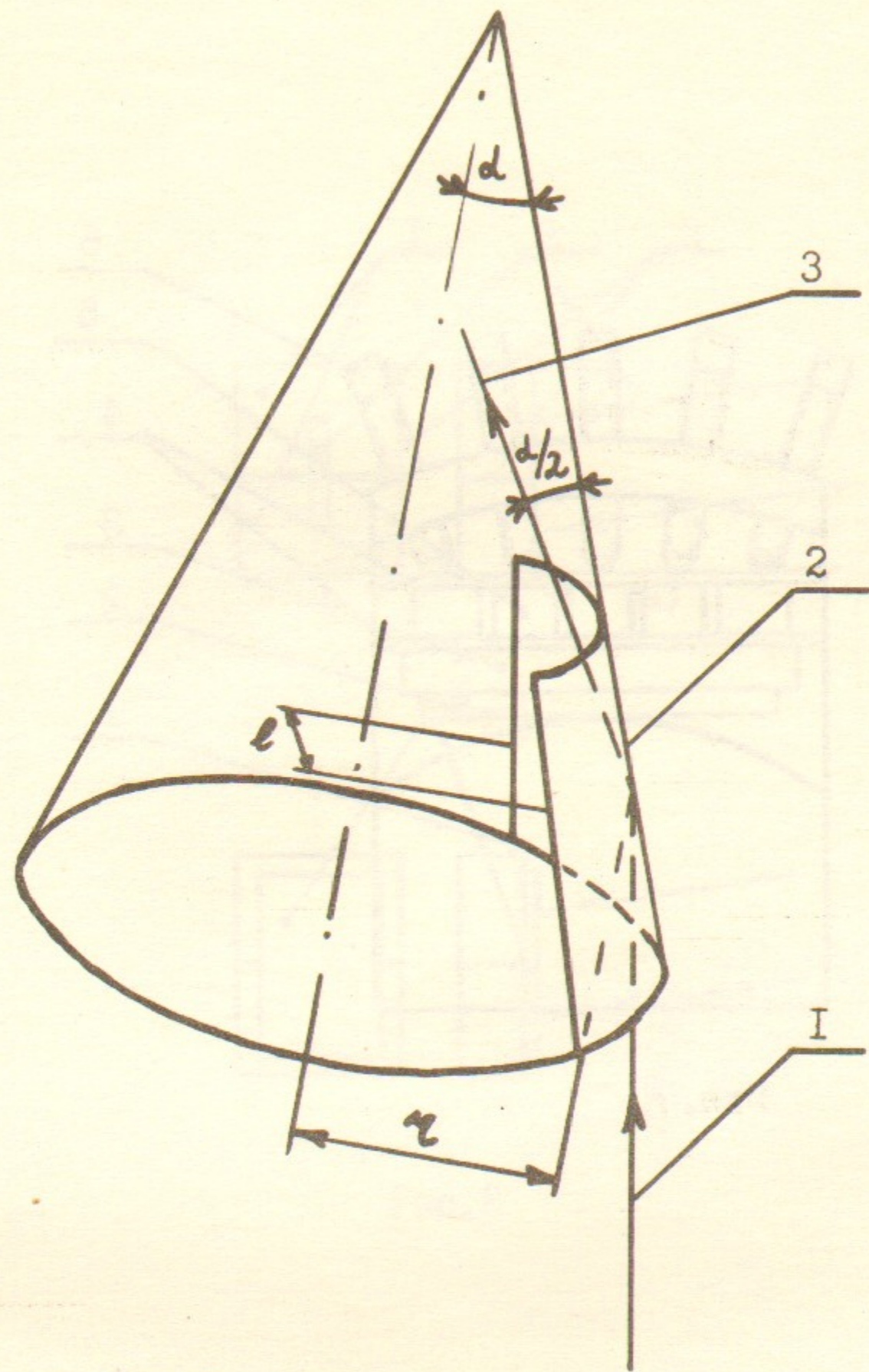


Рис. 6.

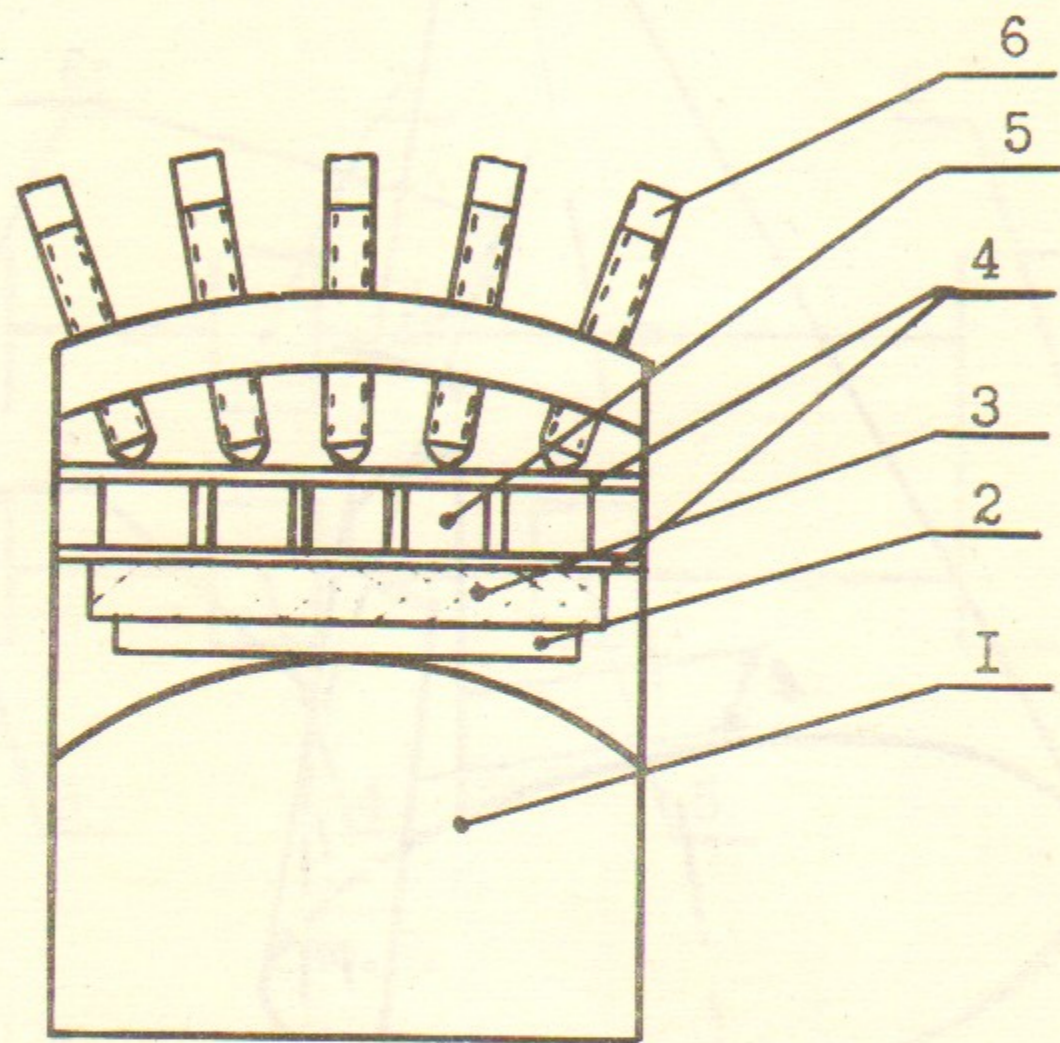


Рис. 7.

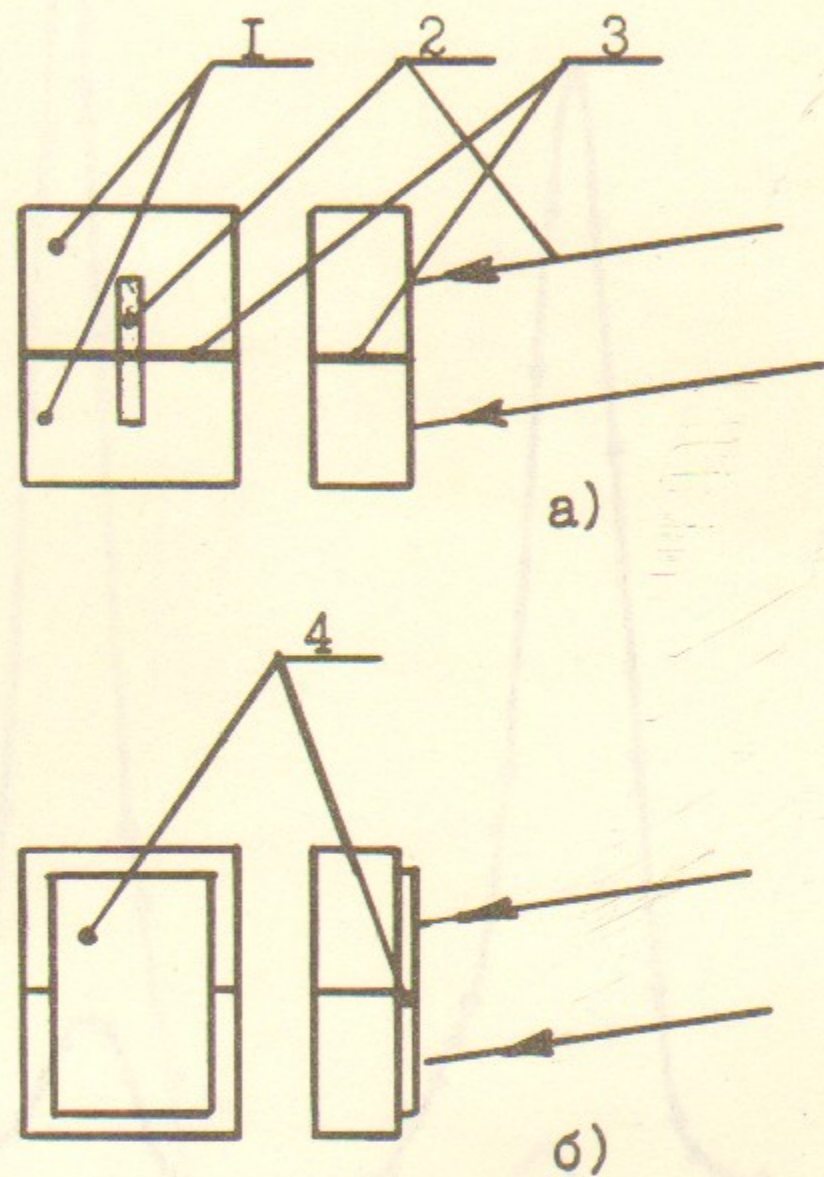


Рис. 8

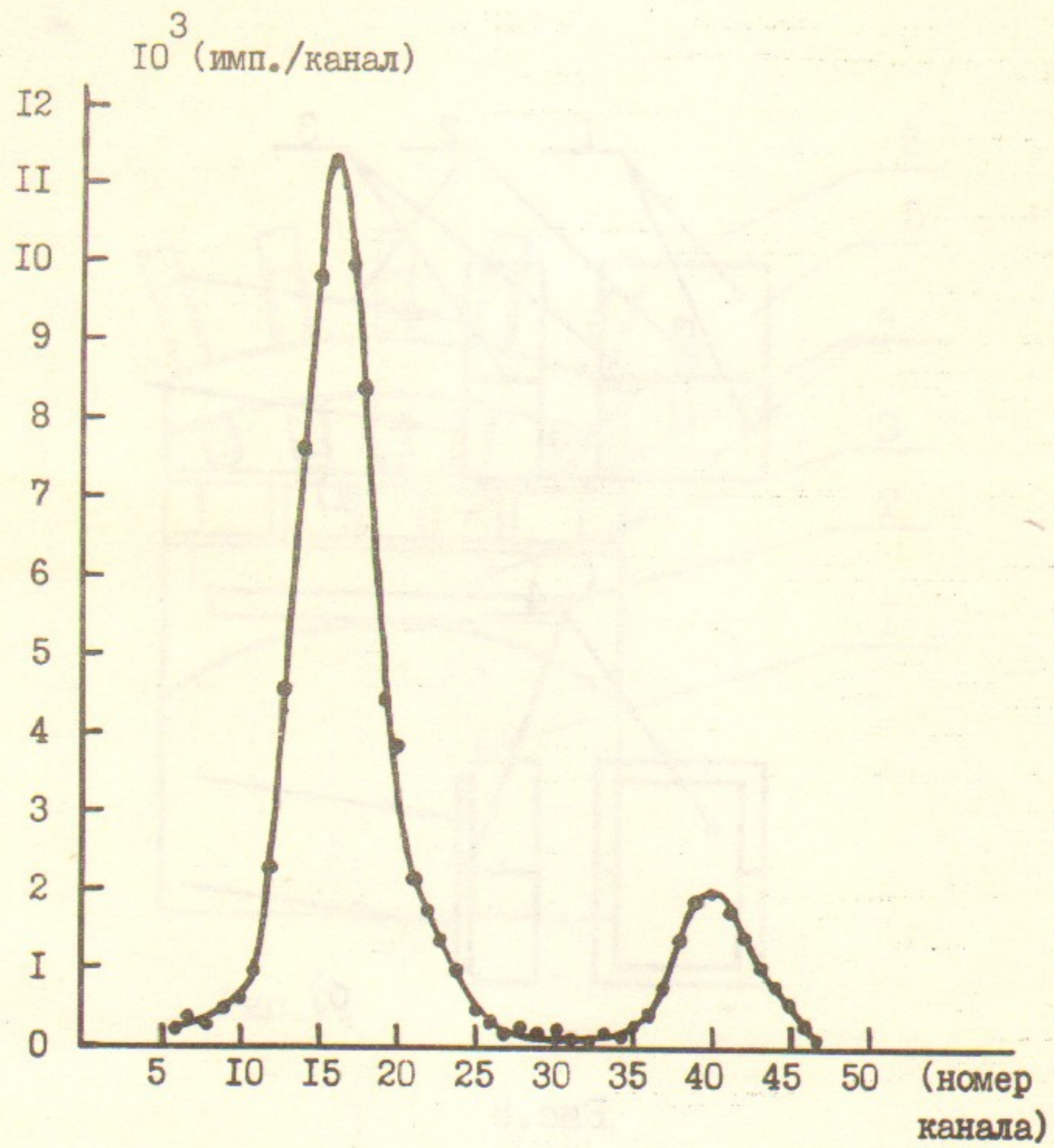


Рис. 9а.

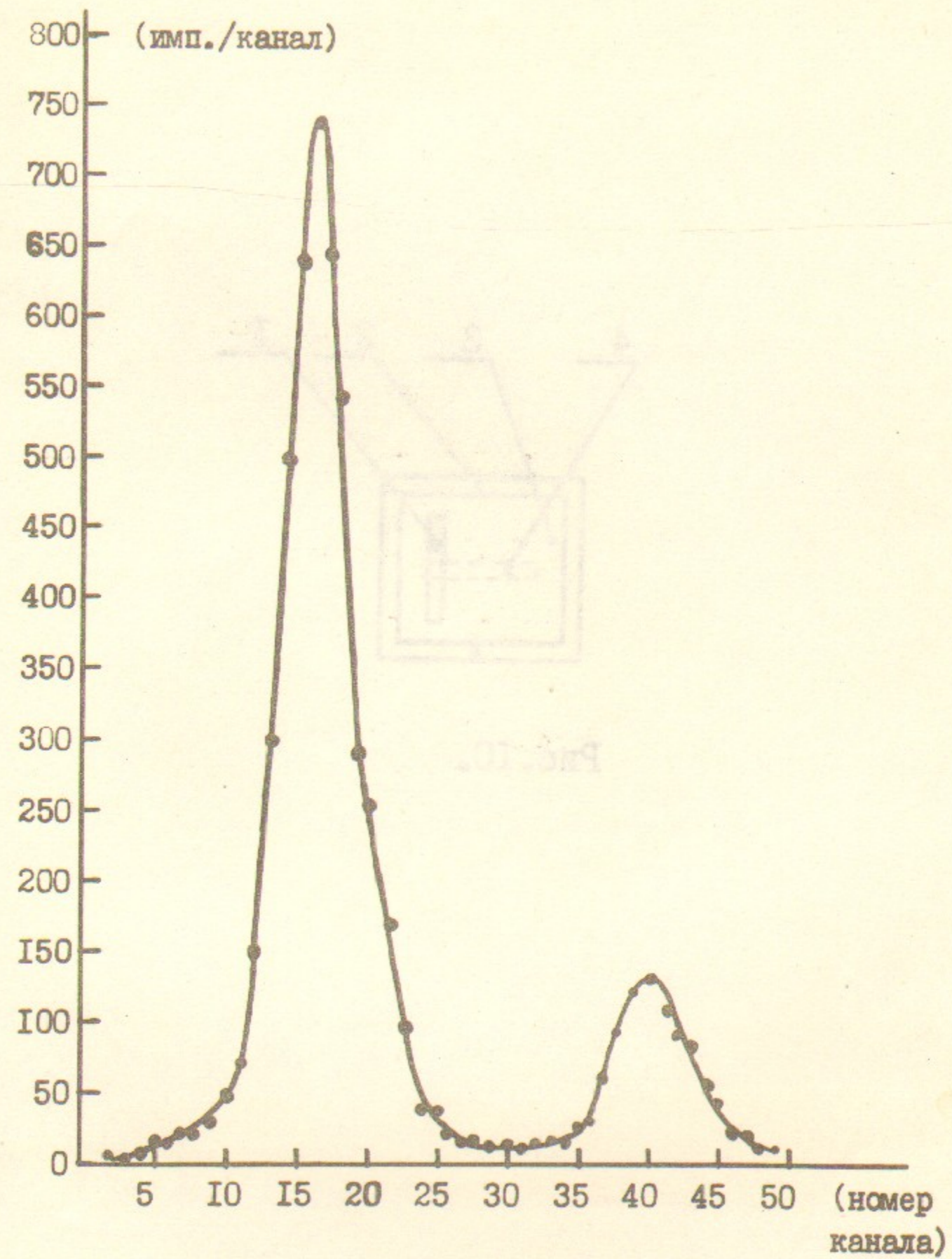


Рис. 9б.

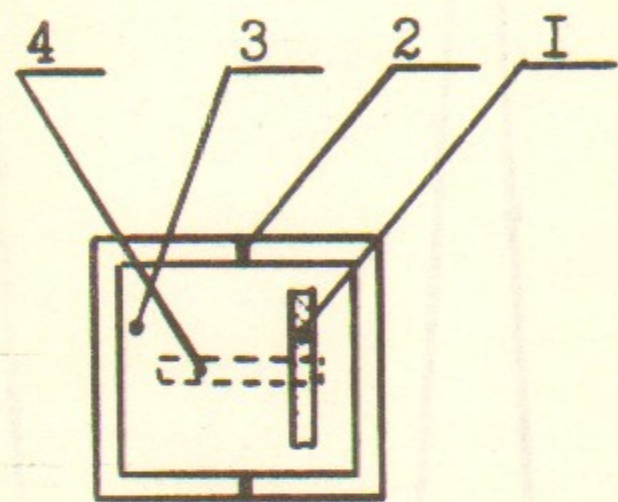
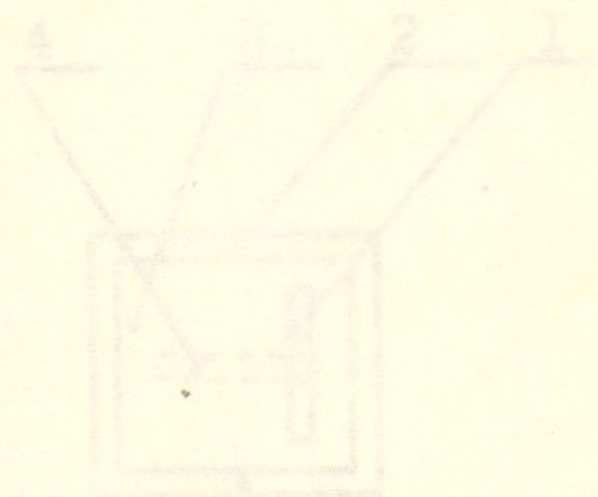


Рис. 10.



Н.С.Баштовой, А.А.Гребенюк
**РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЕ АППАРАТУРЫ
ДЛЯ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО
РЕНТГЕНО-ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА**

Ответственный за выпуск—С.Г.Попов

Подписано в печать 13 апреля 1983 г. МН 17512

Формат бумаги 60×90 1/16.

Объем 1,6 печ.л., 1,3 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 40

*Набрано в автоматизированной системе на базе фотонаборного автомата ФА-1000 и ЭВМ «Электроника» и отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11*