



А к а д е м и я н а у к С С С Р  
И Н С Т И Т У Т К О С М И Ч Е С К И Х И С С Л Е Д О В А Н И Й

Пр-667

М.А. Грунтман, В.А. Морозов

И С С Л Е Д О В А Н И Е Х А Р А К Т Е Р И С Т И К Д Е Т Е К Т О Р А -  
Э Н Е Р Г О А Н А Л И З А Т О Р А Б Ы С Т Р Ы Х А Т О М О В Н  
Н А О С Н О В Е Ф О Л Ы И

М о с к в а

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Пр-667

М.А. Грунтман, В.А. Морозов

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТОРА-  
ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРА БЫСТРЫХ АТОМОВ И  
НА ОСНОВЕ ФОЛЫГИ

Представлено к печати  
академиком Г.И. Петровым

1981

Описаны и исследованы характеристики детектора-энергoанализатора атомов H с энергией 600 + 3000 эВ (эффективность регистрации 1 + 10 %, энергетическое разрешение - 2) в присутствии сильного фона излучения.

#### Résumé

It is an urgent issue for various fields of physical experiment to detect and energy analyze the fluxes of neutral hydrogen atoms with more than few hundred electronvolts energy in the presence of strong ultraviolet background. This is the case for hot plasma particles diagnostics and for neutral particles detection in space, e.g. solar wind neutral constituent. The problem can be solved by coincidence technique. The useful signal may be extracted out of superior radiation background, provided that the neutral particle entrance<sup>ering</sup> of the detector results in two different independent physical phenomena and the photon entrance<sup>ering</sup> - only in one. Moreover the fluxes may be registered which intensities are sufficiently lower than detector own noise. To achieve this goal the thin carbon foil is installed at the entrance of described device. The particle penetrates through foil with electrons emission (the first independent phenomenon) and is registered by particles detector after flying a certain distance (the second one). The particle energy may be determined by measuring the time interval between electrons and particle detection (time of flight).

Few possible ways of emitted electrons detection were realized in this work and characteristics of constructed detector-energy analysers were investigated. It is shown that for H atoms in energy range of 600 + 3000 eV the detection efficiency was 1 + 10 % and energy resolution - 2. The procedure is pointed out to measure neutral particle fluxes absolute intensities without preliminary detector calibration. Possible applications of described device are briefly discussed. The advantage is emphasized to use it in existing neutral particles multichannel analysers for particles mass identification. The idea seems to be very attractive to combine this detector with existing position-sensitive detectors for research of particles-matter interaction.

При проведении различных физических исследований требуется регистрация и анализ по энергиям атомов водорода в диапазоне энергий от нескольких сот до нескольких тысяч электронвольт. Эта задача весьма актуальна, например, для диагностики лабораторной и космической плазмы. В экспериментах с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы, направленных на осуществление управляемого термоядерного синтеза, активная и пассивная корпускулярная диагностика является одним из основных методов исследования плазмы [1 - 4]. Нейтральные частицы несут важную информацию о процессах, происходящих в межпланетном и околоземном космическом пространстве, о взаимодействии Солнечной системы с окружающей ее межзвездной средой. Так например, нейтральная составляющая солнечного ветра состоит из изначально присутствующих солнечному ветру и не успевших ионизоваться нейтральных частиц и атомов, образующихся при рекомбинации плазмы солнечного ветра и взаимодействии ее с межпланетной пылью и межзвездным газом [5 - 9]. Интересно отметить, что, хотя в экспериментах с высокотемпературной плазмой регистрация энергичных нейтральных частиц применяется широко, попытки их прямой регистрации в космических исследованиях единичны [10 - 12]. Это делает ре-

гистрацию нейтральных частиц в космическом пространстве особенно актуальной.

Нейтральные атомы с энергией, превышающей несколько сот электронвольт, могут быть уверенно зарегистрированы детекторами на основе вторичной электронной эмиссии. Характеристики различного вида вторичных электронных умножителей (ВЭУ) и особенно получивших в последнее время широкое применение каналовых электронных умножителей и микроканаловых пластин (МКП) достаточно полно рассмотрены в ряде обзорных работ [13 - 19]. Если просто ввести ВЭУ в поток исследуемых нейтральных частиц, то получить информацию о его параметрах удастся не всегда. Дело в том, что потоки нейтральных частиц и из высокотемпературной плазмы, и в космическом пространстве сопровождаются относительно мощными потоками электромагнитного излучения, причем значительная его доля приходится на ультрафиолетовые и рентгеновские фотоны, которые с достаточно высокой эффективностью регистрируются ВЭУ [20, 21]. Характеристики излучения высокотемпературной плазмы рассматриваются во многих работах, например [22]. В космическом пространстве помимо локализованных источников излучения (Солнце, Луна, планеты, звезды) существенную роль играет фон, обусловленный рассеянием солнечного излучения атомами втекающего в Солнечную систему нейтрального межзвездного газа в резонансных линиях водорода (Лайман-альфа,  $1216 \text{ \AA}$ ) и гелия ( $584 \text{ \AA}$ ). Причем и в лаборатории, и в космосе скорость счета введенного в поток ВЭУ, обусловленная фотонами, будет на порядок превышать скорость счета нейтральных частиц.

В настоящей работе предложен и реализован основанный на технике совпадений метод регистрации и энергетического анализа

нейтральных частиц с энергией, превышающей несколько сот электронвольт, в присутствии сильного фона излучения. Описаны созданные на основе предложенного метода различные модификации детектора, исследованы их характеристики в режиме регистрации нейтральных атомов водорода с энергией 600 + 3000 эВ. Основные результаты работы были опубликованы ранее в [23].

Основная идея применяемых в настоящее время методов регистрации нейтральных частиц в присутствии сильного фонового излучения состоит в том, чтобы каким-либо образом ионизовать атомы и анализировать по энергиям и регистрировать ионы. Детектор с ионизацией атомов электронным ударом неприменим по причине малой эффективности. Оказалось, однако, удобным использовать то обстоятельство, что подлежащие исследованию нейтральные атомы обладают энергией, превышающей несколько сот электронвольт. Такие атомы могут быть превращены в ионы путем обдирки в газовых мишенях или тонких фольгах. Эффективность обдирки в газовых мишенях в интересующем нас диапазоне энергии не превосходит 10 % (например [24,25]). Несколько большие величины дает применение плазменных [26] и импульсных газовых [27] и плазменных [28] мишеней. Существенное преимущество обдирки в газе состоит в относительно слабом возмущении энергетического спектра исследуемых частиц. Однако их использование требует применения дифференциальной откачки в лабораторных условиях, а в условиях космического полета ставит серьезные проблемы, связанные с большими расходами газа для поддержания достаточной плотности мишени.

Эти трудности могут быть преодолены, если использовать для обдирки тонкие самоподдерживающиеся фольги [29-32]. Под

"тонкой" будем полразумевать фольгу, в которой энергетические потери при прохождении частицы не очень велики (не превосходят нескольких десятков процентов первоначальной энергии) и, соответственно, нет поглощения частиц. Эффективность обдирки атомов водорода с энергией  $< 10$  кэВ в тонких фольгах составляет  $< 10\%$ , но возмущение энергетического спектра уже нельзя считать пренебрежимо малым [29, 32 - 35].

Образованные обдиркой ионы могут быть отклонены из потока фотонов, что позволяет выделить полезный сигнал из фона, далее ионы направляются в устройство, осуществляющее регистрацию частиц и их анализ по энергиям. Это - либо сканирующий (например, электростатический), либо многоканальный анализатор. Однако необходимо отметить, что сканирующий анализатор является относительно медленным устройством, а многоканальный - относительно сложен.

В литературе описан альтернативный метод регистрации нейтральных частиц в присутствии сильного ультрафиолетового фона, в котором использовалось явление более сильного рассеяния в тонких фольгах атомов H, чем фотонов [29]. Регистрируя только отклонившиеся на значительный угол в фольге атомы и фотоны, удалось улучшить соотношение сигнала к фону примерно на два порядка. Эффективность регистрации атомов H с энергией  $1 + 10$  кэВ составила  $10^{-3}$ . Применение этого способа не позволяло провести анализ нейтральных атомов по энергиям.

Методы, описанные выше, ориентированы на регистрацию относительно интенсивных потоков. Собственный шум используемых в качестве детекторов ВЗУ накладывает существенные ограничения на минимально возможные интенсивности нейтральных ча-

стиц, которые могут быть зарегистрированы в присутствии фона существующими методами. Отметим также, что детекторы должны работать в неблагоприятных, "враждебных" условиях (установки с высокотемпературной плазмой, космическое пространство), и нельзя полностью исключить возможность "прорыва" за счет многократных отражений части фотонов непосредственно на вход детекторов. В корпускулярной диагностике высокотемпературной плазмы объектом исследования являются интенсивные потоки нейтральных частиц, и отмеченное ограничение динамического диапазона не существенно. В межпланетном и околоземном космическом пространстве интерес зачастую представляют чрезвычайно слабые потоки. Для их регистрации и энергетического анализа описанные выше методы неприменимы, а поэтому требуется иной подход.

Таким подходом, как нам представляется, является использование техники совпадений. Необходимо так организовать работу прибора, чтобы попадание в него частицы могло привести к двум независимым регистрируемым физическим явлениям (например, к эмиссии электрона, испусканию фотона и т.п.), а приход фотона — только к одному из них. Пусть  $\bar{I}_n$  и  $\bar{I}_\gamma$  — интенсивности попадающих в прибор частиц и фотонов соответственно. С приходом частицы будем отождествлять только те события, для которых два независимых физических явления происходят одновременно. Тогда скорость счета совпадений, связанных с приходом частиц, составит  $S \sim \bar{I}_n$ . Фоновый счет будет вызван приходом в прибор двух фотонов, разделенных интервалом времени, меньшим того промежутка, для которого события трактуются как одновременные. Интенсивность фоновых

отсчетов будет  $N \sim I_n^2$  и  $\frac{S}{N} \sim \frac{I_n}{I_n^2} = \frac{1}{I_n} \cdot \frac{1}{I_n}$ . При апертуре прибора, меньшей определенной величины, отношение  $\frac{I_n}{I_n^2}$  меняется слабо и может считаться постоянным. Тогда  $\frac{S}{N} \sim \frac{1}{I_n}$ . Чем меньше апертура прибора и, соответственно,  $I_n$  и  $I_n^2$ , тем лучше отношение сигнала к фону, и тогда можно добиться выделения полезного сигнала из сильного фона. Требуемое для этого увеличение времени экспозиции возможно, так как характерные времена изменения параметров потоков нейтральных частиц в космическом пространстве могут составлять минуты, часы и даже сутки. Соответствующие характерные времена в экспериментах с высокотемпературной плазмой существенно меньше. Однако указанный подход, видимо, может найти применение на установках с относительно длительным удержанием плазмы, таких как токамаки.

Описанный подход к регистрации нейтральных частиц с использованием техники совпадений был реализован следующим образом. На входе прибора устанавливалась тонкая фольга, а на некотором расстоянии  $L$  за ней детектор частиц (рис.1). Потеряв часть энергии в фольге, частицы попадают в детектор, где могут зарегистрироваться (1-е независимое физическое событие). При прохождении фольги частица может вызвать эмиссию электронов, которые тем или иным образом регистрируются (2-е независимое физическое событие). Приход ультрафиолетового фотона не может привести к этим двум явлениям одновременно. Если фотон вырвал из фольги электрон, то он поглотился в ней, и детектор частиц тогда не сработает. С другой стороны, если фотон попал в детектор, то не будет эмиссии электронов из фольги.

Измеряя время между сигналами, вызванными регистрацией электронов и частиц, то есть время между моментом эмис-

сии электронов из фольги и приходом частицы в детектор, и зная расстояние  $L$ , можно определить скорость зарегистрированной частицы. Получаемый таким образом времяпролетный (ВП) спектр содержит информацию о распределении по энергиям нейтральных частиц в исследуемом потоке. Описанный метод позволяет наряду с регистрацией частиц в присутствии фона осуществлять анализ по энергиям. Следует отметить, что способ получения стартового

сигнала в ВП измерениях от электронов, выбиваемых из тонких фольг регистрируемой частицей, широко применяется в ядерной физике при работе с частицами мегаэлектронвольтных энергий [36, 37].

Развитие "быстрой" электроники и появление возможности автоматизации физического эксперимента обусловили повышение интереса к использованию ВП метода для энергетического анализа частиц в корпускулярной диагностике высокотемпературной плазмы. Так, в предложении по активной корпускулярной диагностике на установке JET [38] атомы обдираются в фольге, и образовавшиеся ионы предполагается направлять в ВП анализатор (старт - от электронов, вырванных из фольги, стоп - сигнал детектора частиц), аналогичный применяемому в ядерно-физических исследованиях. Энергия исследуемых ионов -  $50 \div 80$  кэВ. Нам неизвестно о применении кем-либо этого метода для регистрации частиц с энергией меньше 50 кэВ.

Единственный известный случай применения ВП техники для регистрации нейтральных атомов Н (энергия  $30 \div 1500$  эВ) в присутствии сильного фона электромагнитного излучения описан в [39]. В этом эксперименте измерялось время пролета между быстро вращающимся диском с прорезями (традиционный

способ получения узких пакетов частиц, и, соответственно, стартового сигнала в исследованиях с молекулярными пучками в тепловом диапазоне энергий, например [40]) и расположенным на расстоянии  $\sim 2$  м детектором частиц.

Прежде чем перейти к рассматриваемому детектору-энергo-анализатору, необходимо кратко упомянуть об основных физических процессах, происходящих при прохождении частиц через фольги. Подробно эти вопросы отражены, например, в [31, 32]. Скорость атомов Н в диапазоне энергий от нескольких сот до нескольких тысяч электронвольт существенно меньше скорости внешних электронов атомов мишени. Поэтому потери энергии частицей обусловлены взаимодействием с электронами вырожденного электронного газа и атомами фольги [41 - 43]. Потери энергии - статистический процесс и моноэнергетический пучок, пройдя фольгу, будет характеризоваться существенным разбросом по энергиям. Это явление называется стрэгглингом и его теоретическому и экспериментальному изучению посвящен ряд работ [29, 34, 35, 44 - 49]. Прохождение частиц через фольги сопровождается их рассеянием, причем зачастую на углы в несколько десятков градусов [29, 34, 35, 44, 48, 50]. В интересующем нас диапазоне энергий доля ионов в пучке после прохождения фольги составляет  $\ll 10\%$ , и зарядовое состояние пучка после фольги не зависит от его первоначального зарядового состояния [29, 33, 35]. Прохождение частиц через фольгу может сопровождаться эмиссией электронов [51 - 53]. Отметим, что эмиссия возможна как с внешней (облучаемой пучком) стороны фольги, так называемая эмиссия на отражение, так и с внутренней - эмиссия на прострел.

Нами были созданы три модификации прибора (А, В и С), различающиеся способами регистрации эмиттируемых из фольги электронов, и исследованы их характеристики при регистрации атомов водорода в диапазоне энергий 600 + 3000 эВ.

Описывать подробно экспериментальную установку, на которой проходились измерения [54], и внесенные в нее изменения нет необходимости. Отметим только ее основные черты (рис.2). Пучок ионов требуемой массы и энергии создавался промышленным масс-спектрометром МИ-1309 и направлялся в вакуумную камеру. МИ-1309 не рассчитан на работу с ионами с энергией меньше 1500 эВ и легче гелия. Поэтому для выделения протонов с энергией до 500 эВ был изготовлен и установлен специальный делитель тока электромагнита масс-спектрометра. Ионный пучок направлялся в расположенную на подвижной платформе камеру перезарядки КП, у которой имелась возможность регулировки угла "атаки" при юстировке экспериментальной установки. Юстировка осуществлялась с помощью лазера (ЛП-56 или ОКГ-11). Диафрагма  $D_0$  вырезала пучок, размер которого в области расположения блока детекторов не превышал 0,5 мм, что позволяло считать его в наших измерениях точечным. Протоны в газовом источнике ионов ИИ масс-спектрометра образовывались при диссоциативной ионизации электронами молекул  $C_3H_8$ . Атомы Н получались перезарядкой в КП протонов на криптоне. Близость потенциалов ионизации атомов Н и К $\kappa$  дает основания полагать, что образующиеся атомы водорода находятся в основном состоянии. Дифференциальная вакуумная откачка осуществлялась с помощью турбомолекулярных насосов типа ТМН-200, что позволяло успешно бороться с загрязнением мас-

лом детекторов и фольг. При заливке жидким азотом ловушке Л давление в вакуумной камере составляло  $2 \cdot 10^{-6}$  тор.

Для мониторинга пучка использовался каналовый электронный умножитель с раструбом ВЭУ-6 [55]. Он располагался на одной подвижной платформе с исследуемым детектором-энергoанализатором нейтральных частиц и мог вводиться и выводиться из пучка. Потенциал входа ВЭУ-6 мог варьироваться в пределах нескольких сот вольт и был близок к земному. Коллектор ВЭУ-6 находился, соответственно, под высоким напряжением (2 + 3 кВ). Обычно потенциал входа ВЭУ-6 в мониторе составлял -100 В, что позволяло избавиться от фонового счета, связанного, например, с электронами, эмиттируемыми из диафрагмы  $D_0$  при бомбардировке ее пучком. В качестве источника высокого напряжения использовался стабилизированный выпрямитель ВС-22. Конструктивно монитор был собран в коробочке из нержавеющей стали с характерными размерами 6 + 10 см. Все стенки коробочки были разборными и крепились между собой в углах винтами с помощью специальных кубиков, также изготовленных из нержавеющей стали. На одной из стенок собиралась электрическая схема питания ВЭУ-6 и вывода сигнала. Элементы схемы припаивались к радиотехническим лепесткам, располагавшимся для избежания высоковольтного пробоя на расстоянии  $\sim 1$  см от стенки. Лепестки зажимались между фторопластовыми втулками и привинчивались к стенке винтами из оргстекла. На другой стенке располагались радиочастотные разъемы типа СРГ для вывода сигнала и подвода высокого напряжения питания ВЭУ-6. Эти разъемы с помощью радиочастотных кабелей подсоединяются к аналогичным проходным разъемам, расположенным на фланцах

вакуумной камеры. Из разъемов, по которым осуществляется подвод высокого напряжения, обычно извлекались центрирующие фторопластовые уплотнения для улучшения условий вакуумной откачки. Опыт показывает, что в противном случае в разъемах могут существовать плохо откачиваемые полости, в которых возможны пробои, ведущие к выходу из строя усилителей. Третья стенка использовалась для крепления коробочки к подвижной платформе в вакуумной камере. В одной из стенок сверлилось значительное число небольших отверстий для обеспечения вакуумной откачки внутреннего объема монитора. Описанные ниже детекторы частиц (на основе МКП) и электронов (ВЭУ-6) были собраны аналогичным образом. Применение сборных конструкций детекторов, как показывает опыт, весьма удобно. Располагая соответствующим набором стенок, различных винтов, втулок и разъемов, экспериментатор может легко и быстро собрать детектор нужной конструкции. С другой стороны, использование разных детекторов для проведения различных исследований на одной экспериментальной установке, выполненных на основе одготипных конструктивных элементов, позволяет унифицировать линии подвода напряжений и вывода сигналов, крепление детекторов в вакуумной камере и т.д.

Характеристики ВЭУ-6 в счетном режиме при регистрации нейтральных частиц были исследованы нами ранее [56,57]. В описываемых экспериментах ВЭУ-6 всегда работал в режиме насыщения, то есть распределение импульсов по амплитудам было колоколообразной формы. Сигнал с монитора выводился из вакуумной камеры, усиливался усилителем и направлялся на электронно-счетный частотомер ЧЗ-54. Интенсивность шумовых отсчетов не превышала  $0,1 \text{ с}^{-1}$ .

Вариант А детектора-энергоанализатора нейтральных частиц представлен на рис.3. На входе установлена тонкая углеродная фольга  $\Phi$ , высажанная на мелкоячеистой сетке с прозрачностью 65 %. Диаметр входного отверстия детектора - 8 мм. Толщина фольги по данным изготовителя составляет  $\sim 80 \text{ \AA}$ . На расстоянии 25 мм за фольгой располагался детектор частиц. К передней стенке коробочки винтами крепился цилиндр из нержавеющей стали, внутри которого зажималось кольцо с приваренной к нему точечной сваркой сеткой, несущей фольгу. Расстояние между фольгой и детектором могло легко изменяться. В качестве детектора использовался блок из двух установленных последовательно МКП-28-12. Характеристики блока МКП при регистрации тяжелых частиц были исследованы нами в [58, 59]. Если в ранее использовавшейся схеме включения пластины сами выполняли роль делителя напряжений, то теперь делитель был собран из резисторов отдельно. Это вызвано разбросом величин сопротивлений пластин и связанных с этим существенным ухудшением характеристик блока МКП. Диаметр чувствительной области детектора составлял 24 мм. Разность потенциалов, подаваемая на МКП, выбиралась такой, чтобы число шумовых отсчетов не превышало  $2 + 3 \text{ с}^{-1}$ . Это достигалось при подаче  $\sim 1000 \text{ В}$  на каждую пластину. Высокое напряжение включалось после 4 часов нахождения детектора в вакууме при давлении  $2 + 4 \cdot 10^{-6} \text{ тор}$ . После двух-трех часов работы шум пластин несколько уменьшался и можно было увеличить напряжение примерно на 50 В на каждой пластине. Блок МКП работал в режиме, близком к насыщенному. Разность потенциалов между выходом первой пластины и входом второй составляла  $10 + 20 \text{ В}$ , а между выходом второй пластины

и коллектором  $-100$  В. Потенциал входа детектора был близок к земляному и мог изменяться в пределах  $\pm 100$  В. Коллектор находился, соответственно, под высоким напряжением. Для подачи высокого напряжения питания использовался блок питания в стандарте "Вектор" (см. например [60]) БНВ2-95.

Частица, пройдя сквозь фольгу, могла вызвать эмиссию электронов на прострел. Если вход детектора находится под достаточным положительным потенциалом, то эмиттированный электрон будет ускорен и зарегистрирован детектором, затем прилетит и будет зарегистрирована вызвавшая его частица. С детектора будут идти два импульса (стартовый и стоповый для ВП анализатора), временной интервал между которыми однозначно связан с временем пролета частицы от фольги до детектора. Отметим, что получение стартового сигнала от эмиттированных фольгой электронов в существующих системах осуществляется с помощью специального детектора. В нашем приборе и стартовый, и стоповый сигнал идут от одного детектора, т.е. реализован одноканальный режим.

Сигналы с детектора усиливались специально изготовленным усилителем с шириной полосы пропускания  $70$  МГц. Длительность импульсов после усилителя составляла (на полувывсо-те)  $\sim 15$  нс. Схема измерения временных интервалов между импульсами, идущими с детектора, то есть ВП анализатор, была собрана из стандартных блоков системы "Вектор", связанных с мини-ЭВМ "Электроника-100И". Сигнал с усилителя направлялся в блок временной привязки БТЭ2-90, который по достижении передним фронтом проходящего импульса определенного порога ( $100$  мВ) формировал стандартные импульсы для блока преоб-

разования время-код БПВ-93-2М. С помощью блоков задержки БЗА2-90 можно было вносить в линии необходимые временные задержки импульсов от 1 до 63 нс. Импульсы из БТЭ2-90 поступала также на электронно-счетный частотомер ЧЗ-54. Блок преобразования время-код БПВ-93-2М имеет два входа - "старт" и "стоп" - и измеряет время между импульсом, пришедшим на вход "старт", и первым пришедшим после него импульсом на вход "стоп". Разрешение блоку на преобразование и считывание результата осуществлялось через специально изготовленный интерфейс ЭВМ "Электроника-10СМ". Управление накоплением ВП спектра, обработка результатов и их вывод осуществлялись программой, написанной на языке высокого уровня "ЕАРКО-77" [61]. Ввод-вывод информации и программы производился с помощью перфоленты или телетайпа "Консул". ВП спектры выводились также на графический дисплей, выполненный на основе универсального запоминающего осциллографа С8-13.

И на вход "старт", и на вход "стоп" блока БПВ-93-2М приходят оба импульса с детектора. Если задержка в линии "стоп" окажется больше, чем в линии "старт", то измеритель временных интервалов будет запускаться и останавливаться одним и тем же импульсом. Получавшееся распределение временных интервалов будет  $\delta$ -функцией, положение которой определяется только разницей временных задержек в линиях. Для получения действительного ВП спектра необходимо, чтобы задержка в линии "старт" была несколько больше задержки в линии "стоп". Тогда БПВ-93-2М будет запускаться первым приходящим импульсом, а останавливаться вторым. Работа схемы измерения временных интервалов в одноканальном режиме проиллюстрирована на рис. 4.

Задержки в линиях подбирались экспериментально, и обычно в линии "старт" задержка на  $\Delta \tau_0 = 4 - 5$  нс превышала задержку в линии "стоп".

На рис.5 представлена зависимость скорости счета детектора (блок МКП)  $\bar{I}_{мкс}$  установленной фольгой от напряжения  $U_{вх}$  (кривая 1) для пучка атомов Н с энергией  $E_0 = 3000$  эВ. Разность потенциалов между выводами МКП и коллектором поддерживалась постоянной. Электроны, эмиттированные из фольги проходящими частицами, имеют начальную энергию порядка нескольких электронвольт [62]. При отрицательном относительно земли потенциале  $U_{вх}$  электроны не попадают на вход МКП, и отсчеты детектора связаны с регистрацией частиц (не электронов) пучка. При положительных величинах  $U_{вх}$  электроны затягиваются на вход детектора. Рост  $\bar{I}_{мкс}$  увеличением  $U_{вх}$  обусловлен возрастанием эффективности регистрации электронов с увеличением их энергии. Согласно данным, при энергии электронов  $50 \div 100$  эВ эффективность регистрации составляет  $\sim 80\%$  [63]. Из рис.5 видно, что при  $U_{вх} = 100$  В наклон кривой 1 невелик, что свидетельствует о том, что сбор эмиттированных на прострел электронов и их регистрация осуществляется достаточно эффективно. Как отмечалось выше, доля ионизованной компоненты потока частиц после фольги невелика. Величина  $U_{вх}$  мала по сравнению с  $E_0$ , и поэтому ее влиянием на траектории имеющих зарядных частиц, времена их пролета и эффективность регистрации будем в дальнейшем пренебрегать.

Кривая 2 на рис.5 - зависимость скорости счета детектора от напряжения  $U_{вх}$  атомов Н (энергия  $E_0 = 3000$  эВ) без

фольги. При увеличении  $U_{\text{вх}}$  от  $-1 + -2$  до  $10$  В скорость счета возрастает и при дальнейшем росте  $U_{\text{вх}}$  остается практически без изменений. Этот эффект связан со структурой входной поверхности МКП [14]. Частицы, попадающие на первую МКП между каналами, выбивают электроны, которые при отрицательных  $U_{\text{вх}}$  не затягиваются в каналы МКП, и такие частицы, соответственно, не регистрируются. При положительном  $U_{\text{вх}}$  электроны, выбитые из межканальных промежутков, затягиваются в каналы, что и вызывает увеличение скорости счета детектора. Оказалось, что для атомов Н и протонов рост скорости счета за счет описанного эффекта одинаков, но зависит от энергии частиц в диапазоне  $1500 + 3000$  эВ и составляет 37 %. Аналогичная величина была получена для нейтральных молекул водорода с энергией 3000 эВ. Однако для других частиц это может не выполняться. Так например, для ионов криптона  $Kr^+$  с энергией 3000 эВ этот рост составил всего около 10 %. На рис.5 интенсивность счета дана в относительных единицах и кривые нормированы на скорость счета при отрицательных  $U_{\text{вх}}$ . В этом и всех описанных далее измерениях скорость счета детекторов не превышала  $200 + 300$  с<sup>-1</sup>, что гарантировало постоянство режимов работы детекторов.

На рис.6 представлены ВП спектры, полученные при регистрации атомов Н. Энергия атомов изменялась от 600 до 3000 эВ. Напряжение  $U_{\text{вх}}$  составляло 100 В,  $\Delta \tau_0 = 4$  нс. Кривые нормированы "по площади", т.е. по полному числу зарегистрированных частиц (ВП событий). На рисунке отчетливо видно смещение пиков в сторону больших времен пролета с уменьшением энергии частиц  $E_0$ . ВП спектр, полученный для протонов с энергией 3000 эВ, хорошо повторяет ВП спектр атомов Н той же энергии.

Чтобы определить из рис.6 времена пролета частиц, надо к измеренным величинам  $\tau$  прибавить  $\Delta \tau_0$  и время пролета электронов от фольги до детектора, которое не является пренебрежимо малым. Действительно, время пролета электрона между обкладками идеального плоского конденсатора с разностью потенциалов между ними 100 В и расстоянием 25 мм составляет  $\sim 8$  нс.

Разброс временных интервалов между стартовыми и стоповыми импульсами (ширина измеренных распределений) связан с двумя обстоятельствами. Во-первых, он вызван разбросом времен пролета электронов и частиц между фольгой и детектором. В зависимости от точки эмиссии и начальной энергии электрона время его пролета до детектора может несколько изменяться. Частицы, двигающиеся после фольги по одной и той же траектории, будут иметь различающиеся скорости из-за стрэгглинга. Расстояние, которое должна пролететь частица от фольги до детектора, зависит от угла рассеяния. Хотя это эффект второго порядка по углу, но рассеяние в фольге не мало. С увеличением угла рассеяния увеличивается так же и эффективный путь, проходимый частицей в фольге, и, соответственно, потери энергии. Вклад в уширение ВП спектра может дать также и неоднородность фольги по толщине [47,64].

Во-вторых, временные характеристики использовавшихся электронных узлов также приводят к разбросу величин задержки срабатывания формирователя БТЭ2-90 относительно прихода частицы или электрона в детектор. Действительно, импульсы, поступающие на вход БТЭ2-90, как отмечалось выше, характеризуются длительностью на полувысоте  $\sim 15$  нс. Распределение импульсов по амплитудам является относительно широким, амплитудное

разрешение составляет  $\sim 100\%$  [58,59]. Импульсы с различной амплитудой вызовут срабатывание формирователя в различные моменты времени.

Связанный с этим разброс времен был измерен следующим образом. Коллектор в блоке МКП был разделен на две равные части - два изолированных полукруга (см. описание варианта С детектора), к каждой из которых был подсоединен усилитель, формирователь и блок задержки. От одной части коллектора сигнал направлялся на вход "старт" блока преобразования время-код, а от другой - на вход "стоп". Когда частица попадает в детектор в область, располагающуюся над границей раздела коллекторов, то образующаяся электронная лавина попадает на оба коллектора одновременно. Если бы использовавшаяся электроника была идеальной (с точки зрения нашего эксперимента), то получаемое распределение временных интервалов описывалось бы  $\delta$ -функцией. Ширина измеренного распределения соответствует вносимому электроникой уширению ВП спектров. Ширина распределения оказалась равной 5 нс, что составляет немалую долю наблюдавшихся ВП спектров. Отметим, что этот вклад применением соответствующей электроники может быть сделан меньше 1 нс [65 - 68].

Теоретическое определение аппаратной функции детектора-энергoанализатора, то есть определение ВП спектра при регистрации моноэнергетического пучка, - сложная задача. Правильность ее решения зависит от адекватности используемой модели взаимодействия частиц с веществом. Необходимо отметить, что такому взаимодействию в интересующем нас диапазоне энергий по ряду причин посвящено немного работ, а согласие между

теорией и экспериментом все еще находится на качественном уровне. Поэтому мы решили ограничиться прямым измерением аппаратной функции для ряда энергий  $E_0$  (ВП спектры на рис.6) и указанием основных процессов, дающих вклад в измеренную ширину распределений.

Энергетическое разрешение рассмотренного типа детектора-энергоанализатора, определяемое как  $\frac{E_1}{E_1 - E_2}$ , где  $E_1$  и  $E_2$  — энергии регистрируемых потоков, ВП спектры которых могут быть уверенно разлучены, например по критерию Рэля, составляет  $\sim 2$ .

На рис.7 представлены зависимости отношений  $\alpha_A = \frac{I_{MCP}}{I_{MON}}$  (скорости счета блока МКП  $I_{MCP}$  к скорости счета монитора  $I_{MON}$ ),  $\beta_A = \frac{I_{TOF}}{I_{MCP}}$  (скорости счета ВП событий (совпадений)  $I_{TOF}$  к  $I_{MCP}$ ) и  $\gamma_A = \frac{I_{TOF}}{I_{MON}}$  от энергии частиц  $E_0$ . Величина  $\alpha_A$  характеризует эффективность регистрации частиц и электронов блоком МКП. Необходимо напомнить, что прозрачность сетки, несущей фольгу, составляет 65 %, и при  $E_0 = 3000$  эВ и

$\lambda_{вх} = 100$  В примерно треть отсчетов обусловлена частицами и две трети-эмиттированными электронами (рис.5). Отсюда видно, что эффективность регистрации частиц блоком МКП  $\epsilon$  примерно вдвое ниже эффективности регистрации монитором. Величину  $\epsilon$ , видимо, можно несколько увеличить, подобрав менее шумящие МКП, что позволит работать при более высоких напряжениях питания на них. Если предположить, что эффективность регистрации частиц монитором и блоком МКП одинаково изменяется в зависимости от энергии, то резкий спад  $\epsilon$  для  $E_0 < 1500$  эВ связан с увеличением производной  $\frac{d\epsilon}{dE_0}$  с уменьшением  $E_0$ .

Величина  $\beta_A$  содержит информацию о доле ВП событий в отсчетах детектора. Величина  $\gamma_A$  — относительная эффективность регистрации атомов  $H$  рассматриваемым вариантом детекто-

ра-энергoанализатора. Абсолютная эффективность регистрации будет определяться произведением  $\chi_A \epsilon_{\text{мон}}$ , где  $\epsilon_{\text{мон}}$  - эффективность регистрации частиц монитором. Возможность определения  $\epsilon_{\text{мон}}$  обсуждается ниже. При изменении  $E_0$  от 600 до 3000 эВ  $\chi_A$  изменяется от I до I9 %.

Отметим, что аналогичные ВЦ спектры были получены для молекул  $\text{H}_2$  и атомов He, причем молекула  $\text{H}_2$ , попадая в фольгу, распадается на два атома, которые затем движутся независимо [69].

Одним из преимуществ рассматриваемого варианта детектора-энергoанализатора является его относительная простота (используется только один детектор) и компактность. Его недостатки - недостатки, связанные с использованием одноканального режима для время-пролетного анализа. Если энергия частицы достаточно велика, то импульсы от электрона и от частицы перекрываются, и ВЦ событие не будет зарегистрировано. Таким образом, диапазон применимости прибора ограничен по энергии сверху шириной полосы пропускания усилителя [минимальной длительностью импульсов (5нс), необходимой для работы блока преобразования время-код.

Существенные ограничения на использование одноканального режима накладываются послеимпульсы. Оказывается, что для многих типов ВЭУ часть импульсов сопровождается так называемыми послеимпульсами. Существование послеимпульсов неоднократно отмечалось в литературе, например [70 - 72], и некоторые их характеристики для различных ВЭУ рассматривались в ряде работ [73, 74]. Заметим, однако, что существующие данные противоречивы, и авторы расходятся во мнениях относительно причин, вызывающей послеимпульсы.

Послеимпульсы следуют за основными импульсами, запаздывая на  $20 + 200$  нс, их амплитуда примерно такая же, как и у основных импульсов. Они хорошо наблюдаются на осциллографе, подключенном непосредственно к выходу блока МКП или ВЗУ-6. Распределение временных интервалов между основными и послеимпульсами может быть измерено с помощью описанного выше одноканального анализа временных интервалов. Частота появления и распределение запаздываний послеимпульсов для блока МКП зависит от вида применяемых МКП, величины напряжения на МКП и  $U_{вх}$  и может составлять несколько процентов. В использованном блоке МКП  $\sim 0,5\%$  основных импульсов сопровождалось послеимпульсами при регистрации протонов с энергией 3000 эВ. Типичное наблюдавшееся распределение временных интервалов между основными и послеимпульсами представлено на рис.8,  $\Delta\tau_0 = 4$  нс.

Наличие послеимпульсов существенно снижает способность рассматриваемого варианта детектора-энергоанализатора выделять полезный сигнал из фона излучения. Отсчеты детектора, связанные с фотонами, будут сопровождаться послеимпульсами, которые могут исказить или даже полностью "замазать" ВП спектр. Для того, чтобы отстроиться от послеимпульсов, необходимо сместить на временной шкале расположение ВП спектра в область  $\tau > 200$  нс. Это потребует значительного увеличения пролетной базы, что, с одной стороны, приведет к существенным потерям частиц из-за рассеяния в фольге (площадь детектора ограничена), а с другой, - создаст серьезные трудности с транспортировкой (изохронной) электронов от фольги к детектору.

Представляет интерес оценить динамический диапазон для предложенного варианта прибора. Пусть  $\bar{I}_\nu$  и  $\bar{I}_n$  — интенсивности потоков фотонов и частиц на входе прибора. Пусть  $p_\nu$  — вероятность отсчета блока МКП при попадании в прибор фотона. Очевидно,  $p_\nu$  определяется двумя процессами: прямой регистрацией фотона блоком МКП и регистрацией вырванного фотоном из фольги электрона. Пусть  $p_n$  — вероятность прямой регистрации блоком МКП пришедшей на вход прибора частицы, а  $p_n^e$  — вероятность зарегистрировать эмиттированный из фольги электрон при попадании частицы на вход прибора.

Существует граничная скорость счета  $I_{max}(10^4 + 10^5 \text{ с}^{-1})$ , выше которой характеристики блока МКП существенно ухудшаются. Это ограничение опишем как

$$I_{max} > I_\nu p_\nu + I_n p_n + I_n p_n^e. \quad (1)$$

Блок МКП не может регистрировать частицы с энергией, меньшей  $E_{min}$  ( $E_{min}$  — порядка 100 + 200 эВ). Энергии  $E_{min}$  соответствует максимально возможное при заданной базе пролетное время частиц в приборе  $\tau_{max}$ . Интенсивность полезных ВП событий должна быть больше интенсивности фоновых и отсюда (считается, что  $I_\nu \gg I_n$ )

$$I_n p_n p_n^e > I_\nu^2 p_\nu^2 \tau_{max}. \quad (2)$$

Если вероятность появления послеимпульсов  $p_{AP}$  ( $p_{AP} \ll 1$ ), то для того чтобы число послеимпульсов, являющихся ложными, фоновыми событиями, было меньше полезных ВП событий, нужно потребовать

$$I_n p_n p_n^e > I_\nu p_\nu p_{AP}. \quad (3)$$

Заштрихованная область на рис. 9 представляет диапазон применимости варианта А детектора-энергоанализатора, который

обеспечивает выделение сигнала из фона. Кривые 1, 2 и 3 отвечают ограничениям, налагаемым неравенствами 1, 2, и 3 соответственно. Шкалы на рис. 9 не являются линейными.

Единственно возможным способом избавиться от недостатков одноканального режима является, естественно, переход к двухканальной схеме ВП измерений, при которой сигналы "старт" и "стоп" будут идти по разным линиям. Это может быть достигнуто с использованием специального, отдельного детектора, регистрирующего электроны. Существуют три возможности: регистрировать электроны, эмиттированные только на прострел, только на отражение или и те, и другие одновременно. Из соображений конструктивного удобства нами был выбран способ регистрации электронов на отражение.

Схема варианта В детектора-энергоанализатора представлена на рис. 10. Для регистрации электронов был установлен на расстоянии  $\sim 1$  см от оси прибора (траектории пучка) и  $\sim 2$  см от фольги детектор электронов  $D_e$  (ВЭУ-6). На вход ВЭУ-6 подавался затягивающий электроны потенциал + 400 В. К сожалению, нельзя было сделать вывод об эффективности сбора эмиттированных из фольги электронов, так как рост скорости счета  $D_e$  с увеличением потенциала входа ВЭУ-6 во многом определялся затягиванием и регистрацией электронов, выбитых пучком из диафрагмы  $D_0$  (рис. 2). Сигналы с ВЭУ-6 и блока МКП направлялись на идентичные линии: усилитель, формирователь и блок задержки. Далее импульсы от детектора электронов  $D_e$  поступали на вход "старт" преобразователя время-код, а от блока МКП - на вход "стоп". Задержка в линии, идущей на вход "стоп", существенно превышала задержку в линии, идущей на "старт".

Если на вход МКП подать отрицательный потенциал  $U_{вх}$ , то сигнал "старт" в ВП системе будет формироваться регистрацией электрона, эмиттированного на отражение, а "стоп" — частицей, т.е. атомом или ионом. Если напряжение  $U_{вх}$  — положительное, то эмиттированные на прострел электроны будут затягиваться в блок МКП. В случае прохождения частицы сквозь фольгу с одновременной эмиссией электронов и на отражение, и на прострел сигнал "стоп" может вызвать и электрон. На рис. II представлены распределения времен пролета для варианта В детектора в зависимости от величины  $U_{вх}$ . Распределения нормированы "по площади". Энергия атомов  $H - E_0 = 3000$  эВ. Левый пик отвечает ситуации, когда сигнал "стоп" формируется эмиттированным на прострел электроном, а правый — атомом или ионом. Видно, что при  $U_{вх} = -20$  В левый пик отсутствует (электроны не регистрируются блоком МКП). С увеличением  $U_{вх}$  эффективность затягивания и регистрации электронов растет, и отсчеты "перекачиваются" из правого пика в левый. С увеличением  $U_{вх}$  левый, "электронный" горб сдвигается несколько влево, что обусловлено уменьшением времени, за которое электроны достигают блока МКП. Абсолютное положение распределений на шкале  $\tau$  определяется установленными временными задержками в линиях, идущих на "старт" и "стоп".

Заметим, что положение "электронного" горба не зависит ни от энергии регистрируемых частиц, ни от толщины фольги и определяется только величиной  $U_{вх}$ , геометрическими характеристиками и конструктивными особенностями прибора. Ширина "электронного" горба определяется разбросом времен срабатывания формирователей БТЭЗ-90 и разбросом времен пролета электро-

нов от фольги до ВЭУ-6 и блока МКП. Эти особенности позволяют использовать "электронный" пик для абсолютной привязки временной шкалы. Для этого необходимо для конкретного образца прибора и конкретной величины  $U_{вх}$  определить абсолютное положение по времени рассматриваемого пика. Это может быть достигнуто с использованием традиционной ВП техники, когда при модулировании регистрируемого пучка создаются короткие по времени "пакеты" частиц (см. например [75]). Измеряя время пролета частиц от модулирующего устройства до блока МКП без фольги и с фольгой, можно осуществить абсолютную временную привязку "электронного" пика. Аналогичным образом должна определяться требуемая поправка на время пролета электронов от фольги до блока МКП в варианте А детектора-энергоанализатора.

На рис.12 представлены ВП спектры, полученные детектором (вариант В) при регистрации атомов Н с энергией от 600 до 3000 эВ. Расстояние между фольгой и блоком МКП составляло 25мм. Напряжение  $U_{вх}$  равнялось - 20 В. Для абсолютной привязки временной шкалы на рис.12 приведен ВП спектр при  $U_{вх} = 100$  В. Распределения нормированы "по площади".

Представленные ВП спектры аналогичны спектрам, полученным с детектором типа А. На рис.13 представлены величины  $\alpha_{в}$ ,  $\beta_{в}$  и  $\gamma_{в}$ , определяемые так же, как и для варианта А. Для детектора типа В относительная эффективность регистрации атомов Н  $\gamma_{в}$  оказалась несколько ниже  $\gamma_{а}$ . Это объясняется тем, что эффективность регистрации частиц при отрицательных величинах  $U_{вх}$  ниже, чем при положительных, и обусловленным геометрическими характеристиками худшим затягивание в детектор  $D_e$  электронов, эмиттированных на отражение, чем электронов,

эмиттированных на прострел, в блок МКП.

В исследованиях ядерной физики было показано, что для выработки стартового сигнала в ВП анализаторе можно использовать одновременную регистрацию электронов, эмиттированных с обеих сторон фольги [67]. Для увеличения отношения сигнала к фону предлагалось использовать аналогичное явление и при регистрации ионов с энергией 50 + 80 кэВ на установке JET [38]. Действительно, в варианте В детектора-энергоанализатора можно расположить еще один детектор для регистрации эмиттированных на прострел электронов. Сигнал "старт" необходимо формировать только при одновременном срабатывании обоих детекторов электронов. Тогда скорость фоновых отсчетов, связанных с ультрафиолетовыми фотонами, будет пропорциональна  $I_{\nu}^3$ , а отношение сигнала к фоновым отсчетам -  $\frac{S}{N} \sim \frac{1}{I^3}$  - быстро возрастает с уменьшением апертуры детектора. Однако, очевидно, эффективность регистрации частиц таким детектором уменьшится. Из ВП спектра на рис. II для  $U_{\text{вх}} = 100$  В видно, что для атомов Н с энергией 3000 эВ примерно 80 % эмиттированных на отражение электронов сопровождаются регистрацией эмиттированных на прострел электронов. С уменьшением  $E_0$  до 1 кэВ коэффициент электронной эмиссии снижается примерно в 2 раза [51], и, естественно, будет снижаться и вероятность такой одновременной эмиссии с обеих сторон фольги. Необходимо, однако, учесть, что расположив за фольгой детектор, затягивающий электроны, можно подать на вход блока МКП положительное напряжение  $U_{\text{вх}}$ , увеличив тем самым эффективность регистрации частиц. Эти соображения позволяют сделать заключение, что использование указанным способом одновременной регистрации эмиттированных на прострел и

на отражение электронов не приведет к "катастрофическому" уменьшению эффективности регистрации атомов Н с энергией  $\sim 1$  кэВ.

Область применимости детектора-энергоанализатора типа В (динамический диапазон) может быть определена аналогично тому, как это было сделано для варианта А. Рассмотренная схема детектора (вариант В) свободна от недостатков, связанных с использованием одноканального режима ВП анализа. Однако применение двух детекторов усложнило прибор.

В представленном на рис. 14 варианте С детектора-энергоанализатора предпринята попытка совместить преимущества вариантов А и В: использование только одного детектора и двухканальный режим ВП анализа. Блок МКП был установлен под углом  $46^\circ$  к оси пучка, и коллектор был разделен на две равные части (два полукруга). На вход блока МКП подавалось затягивающее электроны напряжение  $U_{\text{вх}}$ . На отклоняющий электрод ОЭ, представляющий собой медную пластинку размером  $4 \times 8 \text{ мм}^2$ , также подавался положительный потенциал  $U^*$ . Это позволило добиться того, что атомы и ионы попадали преимущественно на верхнюю половину МКП, и сигнал шел, соответственно, с коллектора 1, а электроны — преимущественно на нижнюю половину МКП (коллектор 2). Таким образом, используя только один детектор (блок МКП), стало возможным реализовать двухканальный режим ВП анализа. С коллекторов 1 и 2 сигналы направлялись в преобразователь время-код аналогично случаю детектора типа В.

Электроны и частицы, попадающие на вход МКП в область, расположенную над границей раздела коллекторов, приводят к одновременному появлению сигналов в обеих линиях "старт" и

"стоп". Для уменьшения зоны перекрытия чувствительности коллекторов разность потенциалов между коллекторами и выходом второй МКД была увеличена до 300 В. Зона перекрытия представляла собой полосу шириной  $\sim 2$  мм. Пик в ВП спектрах, отвечающий попаданию частицы или электрона в область перекрытия чувствительности коллекторов и появлению сигналов в обеих линиях, составлял 80 + 90 % всех зарегистрированных ВП событий. Для его уменьшения перед зоной перекрытия был установлен экран Э - полоска медной фольги шириной 3 мм на расстоянии  $\sim 1,5$  мм от входной МКД. Оказалось также, что ВП распределения в случае, когда сигнал "старт" идет с коллектора 1, то есть формируется преимущественно частицами, а сигнал "стоп" - с коллектора 2, т.е. формируется преимущественно электронами, получаются уже (выше разрешение по энергиям), чем при формировании сигнала "старт" преимущественно электронами, а "стоп" - частицами. Поэтому в дальнейшем сигналы "старт" и "стоп" формировались так, как это показано на рис.14. Для этого, естественно, в линию "стоп" должна была быть внесена задержка, превышающая время пролета частиц в детекторе. Атомам H с большей энергией при таком включении ВП анализатора будут соответствовать большие значения измеренных временных интервалов.

На рис.15 представлены ВП спектры при различных  $U^*$ . Энергия атомов H  $E_0 = 3000$  эВ. Распределения нормированы "по площади". Заттрихованное распределение соответствует

$U_{вх} = -20$  В и характеризует несовершенство экранировки зоны перекрытия. Провал между двумя заттрихованными пиками обусловлен экраном. Заметим, что распределение временных интервалов при отрицательной величине  $U_{вх}$  позволяет осуществить

абсолютную привязку временной шкалы. Ноль временной шкалы  $\tau_0$  определяется центром "тяжести" пика без экрана. В нашем случае, например,  $\tau_0 = 133$  нс. Другие ВП спектры, приведенные на рис. 15, измерены при  $U_{вх} = 200$  В. Действительным временам пролета соответствует разность между  $\tau_0$  и положением рассматриваемого ВП распределения. Видно, что при малых величинах  $U^*$  электроны преимущественно попадают на коллектор 1, и ВП спектры расположены справа от  $\tau_0$ . С увеличением  $U^*$  траектории электронов искривляются так, что при  $U^* = 180$  В они почти все попадают на коллектор 2, и ВП спектр располагается слева от  $\tau_0$ .

На рис. 16 представлены характеристики рассматриваемого детектора в зависимости от величины  $U^*$  при регистрации атомов Н с энергией 3000 эВ.  $\mathcal{K}$  — отношение интенсивности "полезных", несущих информацию о частицах ВП событий  $I_{тог}^*$  к общему числу ВП событий (учитывает пропускание экрана и т.д.),  $\mu_1$  — отношение скорости счета коллектора 1 к  $I_{МСН}$ ,  $\mu_2$  — отношение скорости счета коллектора 2 к  $I_{МСН}$  и  $\gamma_c$  — относительная эффективность регистрации частиц ( $\gamma_c = \frac{I_{тог}^*}{I_{МСН}}$ ). Изменение  $\mu_1$  и  $\mu_2$  в зависимости от  $U^*$  обусловлено изменением траекторий электронов в детекторе. Доля "полезных" ВП событий с увеличением  $U^*$  достигает 60 %, а  $\gamma_c$  — 14 %. При  $U^*$  больших 150 В, как видно из рисунка, характеристики детектора изменяются незначительно.

На рис. 17 представлены ВП спектры, полученные детектором-энергoанализатором типа С при регистрации атомов Н с энергией от 600 до 3000 эВ. Распределения нормированы "по площади".

$$U_{вх} = 200 \text{ В}, \quad U^* = 150 \text{ В}.$$

Пики 1 и 2 заштрихованного распределения идентичны для всех ВП спектров. Они обусловлены неполной экранировкой зоны перекрытия чувствительности коллекторов. В этом можно убедиться, измерив распределение временных интервалов при  $U_{вх} = -20В$ . Ноль временной шкалы  $\tau_0$  смещен по сравнению с рис.15. Положение пика 3 одинаково для всех распределений. Его высота несколько изменяется в зависимости от величины  $E_0$  (это не показано на рисунке). Пик 3 соответствует, видимо, случаю, когда при прохождении частицы сквозь фольгу эмиттируется на прострел более одного электрона. Тогда один из электронов может попасть на коллектор 1, а другой — на коллектор 2. Расположение пика 3 слева относительно  $\tau_0$  на временной шкале объясняется большим расстоянием от фольги до коллектора 1, чем до коллектора 2. На рис.17 отчетливо видно, что с уменьшением энергии регистрируемых частиц  $E_0$  интервал времени между  $\tau_0$  и положением ВП спектра на временной шкале растет, то есть время пролета увеличивается.

На рис.18 представлены зависимости доли "полезных" ВП событий  $\chi$  и отношение  $\frac{I_{\tau_0 E}^*}{I_{\text{мон}}}$  (относительная эффективность регистрации  $\chi_c$ ) от энергии  $E_0$ . Некоторое отличие значений  $\chi$  и  $\chi_c$  при  $E_0 = 3000$  эВ от приведенных на рис.16 связано с несколько измененным режимом работы блока МКП. Отметим, что  $\chi_c$  при  $E_0 = 600$  эВ превышает 1 %.

Исследование характеристик детектора-энергоанализатора типа С показало, что достоинства вариантов А и В могут быть совмещены в одном приборе. Кроме того, вариант С позволяет независимо осуществлять абсолютную привязку временной шкалы. Энергетическое разрешение оказалось несколько хуже, чем у вари-

анта А, что связано с существенным различием пролетных баз частиц из-за наклонного расположения детектора. Этот недостаток может быть устранен установкой блока МКП перпендикулярно оси прибора со смещением от оси, как это показано на рис.19. Такое расположение при подборе соответствующей величины  $U^*$  позволит осуществить регистрацию частиц преимущественно коллектором 1, а электронов - преимущественно коллектором 2. Примененное в настоящей работе наклонное расположение блока МКП объясняется "историческими" причинами. Первоначально предполагалось (неправильно), что такая конструкция позволит осуществить пространственное разделение частиц и электронов без введения дополнительного отклоняющего электрода.

Интересно указать на одну возможность применения рассмотренного детектора-энергоанализатора. Речь идет об измерении абсолютных интенсивностей потоков нейтральных частиц (можно и заряженных) без предварительной калибровки детектора. Заметим также, что, используя независимость зарядового состояния пучка после прохождения фольги от начального зарядового состояния, можно определить отношение абсолютных эффективностей регистрации нейтральных частиц и ионов детектором, используемым в качестве монитора пучка. Нет необходимости описывать трудности, возникающие при проведении абсолютных измерений потоков частиц. Они хорошо известны. Особенно это касается нейтральных частиц и очень слабых потоков с интенсивностями, меньшими  $10^3 + 10^4 \text{ с}^{-1}$ , что соответствует эквивалентному току в  $10^{-15} + 10^{-16} \text{ А}$ . Можно предложить способ абсолютного измерения потоков нейтральных частиц вплоть до интенсивностей в несколько частиц в секунду.

Приход частицы в детектор должен приводить к двум независимым физическим явлениям, которые регистрируются независимым образом. В рассмотренном приборе это — эмиссия из фольги электрона и его регистрация и регистрация самой частицы. Пусть  $\bar{I}_0$  — подлежащая измерению интенсивность потока нейтральных частиц, и пусть  $P_1$  и  $P_2$  — вероятности срабатывания детекторов, регистрирующих первое и второе физические события соответственно. Тогда скорости счета детекторов 1 и 2 составят

$$I_1 = P_1 \bar{I}_0, \quad (4)$$

$$I_2 = P_2 \bar{I}_0. \quad (5)$$

Скорость счета совпадений, т.е. одновременного срабатывания детекторов 1 и 2, будет

$$I_{1,2} = P_1 P_2 \bar{I}_0. \quad (6)$$

Величины  $I_1$ ,  $I_2$  и  $I_{1,2}$  определяются экспериментально.

Из уравнений (4), (5) и (6) получим

$$\bar{I}_0 = \frac{I_1 I_2}{I_{1,2}},$$

$$P_1 = \frac{I_{1,2}}{I_2},$$

$$P_2 = \frac{I_{1,2}}{I_1}.$$

Таким образом, интенсивность  $\bar{I}_0$  определена. Заметим, что для этого не требуется никаких данных *a priori* о величинах  $P_1$  и  $P_2$ , которые сами определяются из измерений. Видно, что необходимость калибровки прибора для абсолютных измерений отпадает. При измерении в эксперименте величины  $P_1$  и  $P_2$  появляется возможность следить за параметрами прибора, например, за изменением эффективности регистрации частиц блоком МКП или за деградацией со временем фольги. Необходимым условием применимости метода является отсутствие фонового излучения (только в лабораторных условиях) и наличие возможности учета

собственного шума детекторов. Очевидно, этот метод может быть применен к абсолютным измерениям потока ионов и любых других частиц, если они могут привести к двум независимым физическим событиям.

Для определения абсолютной интенсивности потока частиц может быть использован детектор-энергоанализатор типа В. Однако в наших условиях это оказалось неосуществимым, так как часть (неизвестная) скорости счета детектора электронов  $D_e$  была обусловлена регистрацией электронов, выбитых из диафрагмы  $D_0$ .

Заметим, что с помощью детектора типа А также может быть определена абсолютная интенсивность потока  $n$ , соответственно, эффективность регистрации частиц прибором и монитором. Для этого из рис.5 необходимо определить для соответствующего  $U_{вх}$  и энергии  $E_0$ , какая часть скорости счета блока МКП  $I_{МСР}$  обусловлена частицами, а какая электронами. Нетрудно показать, что если  $\eta$  - доля в  $I_{МСР}$ , обусловленная частицами, а  $(1 - \eta)$  - электронами, то

$$\bar{I}_0 = \frac{\eta(1-\eta)}{\omega} \frac{\bar{I}_{МСР}^2}{I_{ТОФ}},$$

где  $\omega$  - прозрачность сетки, несущей фольгу. Используя значения величин  $\eta$ ,  $\alpha_A$  и  $\beta_A$  из рис.5 и рис.7, получим, что эффективность регистрации атомов Н с энергией 3000 эВ монитором (ВЭУ-6) составляет ~ 85 %.

Исследование характеристик созданных детекторов-энергоанализаторов показало, что они могут быть успешно применены для регистрации атомов Н в присутствии сильного фона электромагнитного излучения. Эффективность регистрации атомов Н с энергией от 600 до 3000 эВ составляет  $1 \pm 15$  %, а энергетичес-

кое разрешение  $\sim 2$ . Как отмечалось, примененные соответствующей электроники (усилителей и формирователей) может улучшить энергетическое разрешение детектора. Созданные детекторы ориентированы на регистрацию и анализ по энергиям слабых, медленно изменяющихся потоков, характерных для космического пространства.

Представляется полезным обсудить возможность "наземного" применения описанного детектора, особенно для пассивной корпускулярной диагностики высокотемпературной плазмы. Наиболее перспективными для такого применения являются установки с относительно длительным удержанием плазмы. Ожидается, что в недалеком будущем время удержания высокотемпературной плазмы составит несколько секунд (см. например [38]).

Использовавшаяся нами регистрация времен пролета частиц с помощью связанных с мини-ЭВМ блоков в системе "Вектор" позволяла обрабатывать до  $10^3$  событий в секунду. В настоящее время в научные исследования активно внедряется система КАМАК [76,77]. В системе КАМАК временной интервал с помощью стандартного модуля преобразования времени в амплитуду преобразуется в импульс, амплитуда которого пропорциональна измеряемому интервалу времени. Этот импульс направляется в амплитудно-цифровой преобразователь, который измеряет его амплитуду. Возможно также использование и стандартного модуля преобразования времени в код. Применение для ВП анализа системы КАМАК с пересылкой результата описанного выше измерения временного интервала в память микро- или мини-ЭВМ или в специальный стандартный модуль памяти через магистраль КАМАКа позволяет увеличить скорость обработки только до  $5 \cdot 10^3$  событий

в секунду, даже если управляющая программа будет написана на ассемблере.

Увеличение скорости обработки ВП событий на 1 – 2 порядка может быть достигнуто путем применения амплитудно-цифровых преобразователей, позволяющих осуществлять засылку результата преобразования через переднюю панель в специальный модуль памяти. Существующие отечественные модули КАМАК дают возможность организовать обработку до  $10^5$  событий в секунду [78]. Вообще современная элементная база позволяет произвести оцифровку временного интервала и засылку результата в память за 50 нс, что соответствует  $2 \cdot 10^7$  событий в секунду. Весьма привлекательной представляется использование принятой недавно системы FASTBUS [79].

Таким образом, сдерживающим фактором в увеличении скорости поступлений событий окажется не электроника, а загрузочные характеристики применяемых ВЗУ. Предельные загрузки существующих каналовых электронных умножителей с растробом составляют  $10^6 \text{ с}^{-1}$  [80], а блоков МКП —  $10^4 + 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Увеличение предельных загрузок на 1 – 2 порядка позволило бы существенно расширить возможности рассматриваемого детектора-энергоанализатора. Отметим, что указанные предельные загрузки соответствуют регистрации стационарных потоков. При детектировании коротких импульсных потоков частиц эти величины могут быть значительно выше [81]. Для случая высокотемпературной плазмы потоки фотонов существенно превосходят потоки нейтральных частиц, а способность выделять сигнал из фона в описываемом детекторе ухудшается с увеличением суммарного потока на вход прибора. Однако с увеличением времени удержания плазмы улучшаются и шансы

успешного применения описанного метода.

Можно также указать на еще одну возможность использования детектора. Поток исследуемых атомов проходит сквозь тонкую фольгу  $\Phi$  (рис.20). Среди отклонившихся на значительный угол частиц доля фотонов будет значительно меньше, чем в первоначальном потоке. Эти отклонившиеся частицы, а среди них  $\approx 90\%$  нейтральных, и исследуются рассматриваемым детектор-энергоанализатором ДЭ.

Другая возможность использования детектора связана с применением его в существующих многоканальных анализаторах. Представляет большой интерес не только энергия, но и массы испускаемых плазмой нейтральных частиц [2,24]. Заменяя в многоканальном анализаторе каждый детектор (коллектор) ионов определенной энергии на рассматриваемый детектор-энергоанализатор, одновременно с энергией частиц можно будет определять и их массу.

Интересные возможности исследования взаимодействия частиц с веществом откроются при объединении описанного детектора с координатно-чувствительным детектором (КЧД) на основе блока МКП. Существует несколько типов КЧД на основе МКП [82 - 85], причем их пространственное разрешение может достигать  $\sim 10$  мкм. Установив вместо блока МКП в типе В детектора-энергоанализатора КЧД, отличающийся от использовавшегося в настоящей работе блока МКП специальным устройством коллектора (и соответственно электроникой), можно одновременно определять не только время пролета от фольги, но и координаты попадания частицы в КЧД. Сигнал, соответствующий моменту прихода частицы в КЧД, может сниматься с выхода второй МКП, как

это указывается, например, в [68]. Таким образом, для точечного пучка рассеяние (причем, одновременно практически на все углы) и энергетические потери могут быть исследованы одновременно. Нетрудно видеть преимущества обсуждаемого подхода по сравнению с применяемым двойным сканированием (по углу и по энергии) [32]. Отметим, что перспективным для определения координат частиц могут оказаться активно развивающиеся в настоящее время приборы с зарядовой связью (ПЗС) [86, 87]. Ускорив достаточно точным образом облако электронов за второй МКП в блоке МКП и расположив за ней ПЗС матрицу, можно определить координаты центроиды электронного облака  $\alpha$ , соответственно, регистрируемой частицы. Команда на запоминание и считывание содержимого ПЗС матрицы дается импульсом с выхода второй МКП.

Полезно обсудить иные возможные два вида независимых физических событий, с помощью которых можно организовать работу детектора в режиме совпадений и добиться выделения сигнала на уровне сильного фона. Особенно это касается тех частиц и их энергий, когда описанный в настоящей работе детектор-энергоанализатор неприменим. В качестве примера можно указать на представляющий большой интерес поток атомов межзвездного гелия с энергией  $\sim 100$  эВ на орбите Земли [7, 88 - 92]. Энергия этих атомов недостаточна, чтобы пройти сквозь существующие фольги. Однако при ударе о поверхность такой атом может образовать электрон, например, выбить из поверхности и образовать положительный ион либо гелия, либо адсорбированного атома или молекулы. Энергия наиболее распространенного в космическом пространстве фотона фонового Лайман-альфа излучения недостато-

чна для ионизации большинства атомов и молекул. Возможная схема прибора представлена на рис.21. Детектор  $D_1$  затягивает и регистрирует образовавшиеся при ударе частицы о поверхность электроны, а детектор  $D_2$  - ионы. Другая возможность связана с тем, что в существующих канальных ВЭУ с раструбом (типа ВЭУ-6) перед входом в детектор расположена сетка под отрицательным относительно поверхности раструба потенциалом. Если при ударе частицы о поверхность раструба образуются ион и электрон, то электрон затягивается в канал и улавливается (регистрируется), а ион вытягивается сеткой из раструба. Расположив перед входом в ВЭУ детектор ионов  $D_2$ , можно зарегистрировать и ион (рис.22). Аналогичным образом можно использовать и блок МКП, особенно при ударе регистрируемых частиц в межканальные промежутки на первой МКП.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность проф. В.Б.Леонасу за внимательное отношение и проводившиеся в течение всей работы полезные обсуждения и д.ф.-м.н. Ю.В.Готту, любезно предоставившему нам образцы тонких фольг, а также Б.В.Зубкову за участие в работе.

ЛИТЕРАТУРА

- I. В.В.Афросимов. В сб. "Диагностика плазмы", вып.3, под ред. С.Ю.Дукьянова. М., Атомиздат, 1973, с.218-240.
2. М.П.Петров. Физика плазмы, 1976, т.2, с.371.
3. Н.Р.Еубанк. In "Diagnostics for fusion experiments", ed. E.Sindoni, C.Warton. Pergamon Press, 1978, pp. 7-16.
4. Н.Р.Еубанк. In "Diagnostics for fusion experiments", ed. E.Sindoni, C.Warton. Pergamon Press, 1978, pp.17-34.
5. P.W.Влам, Н.С.Фарр. Astron. Astroph., 1970, v.4, p.280.
6. P.M.Banks. J.Geoph.Res., 1971, v.76, p.4341.
7. Т.Е.Нолзер. Rev.Geoph.Sp.Sci., 1977, v.15, p.467.
8. М.А.Грунтман. Космич. исслед., 1980, т.ХVIII, с.649.
9. Н.С.Фарр, Н.В.Рипкен, С.Лай. Astron. Astroph., 1981, в печати.
10. W.Bernstein et al.. J.Geoph.Res., 1969, v.74, p.3601.
11. R.L.Вах, W.R.Simpson, W.Bernstein. J.Geoph.Res., 1970, v.75, p.6390.
12. М.Р.Айнбунд и др.. Космич. исслед., 1973, т.ХI, с.738.
13. G.Eschard, B.W.Manley. Acta Electronica, 1971, v.14, p.19.
14. D.Washington et al.. Acta Electronica, 1971, v.14, p.201.
15. W.E.Baumgartner, W.H.Huber. J.Phys.E: Sci.Instrum., 1976, v.9, p.321.
16. В.Лесковар. Physics Today, 1977, N.11, p.42.
17. Б.Н.Брагин, А.Е.Меламид, ВИНТИ, Итоги науки и техники. Серия: электроника и ее применение, 1977, т.9, с.102.
18. В.Lecomte, V.Perez-Mendez. IEEE Trans., 1978, v.NS-25, p.964.
19. L.P.Anderson, E.Grussell, S.Berg. J.Phys.E: Sci.Instrum.,

- 1979, v.12, p.1015.
20. М.Р.Айнбунд, В.Я.Заславский. ПТЭ, 1975, № 4, с.181.
  21. J.Freeman, S.Bower, F.Paresce, M.Laughton. Rev. Sci.Instrum. 1976, v.47, p.277.
  22. Л.А.Арцимович, Р.З.Сагдеев. Физика плазмы для физиков. М., Атомиздат, 1979, 317 с.
  23. М.А.Грунтман, В.А.Морозов. Тезисы VIII ВКЭАС, 1981, г.Ленинград, в печати.
  24. В.В.Афросимов и др. ЖТФ, 1975, т.XLV, с.56.
  25. H.Verbeek, W.Eckstein, F.E.P.Matschke. J.Phys.E: Sci. Instrum., 1977, v.10, p.944.
  26. H.H.Fleischmann, R.Kribel. Rev.Sci.Instr., 1968, v.39, p.253.
  27. С.Г.Константинов, А.Ф.Сорокин, Ф.А.Цельник. ПТЭ, 1971, № 4, с.54.
  28. Т.А.Базилевская, Л.И.Крушник, Н.Г.Шулика, В.И.Арцебашев. В сб. "Диагностика плазмы", вып.3, под ред. С.Ю.Лукьянова. М., Атомиздат, 1973, с.246-249.
  29. R.L.Wax, W.Bernstein. Rev.Sci.Instrum., 1967, v.38, p.1612.
  30. W.Bernstein, R.L.Wax, N.L.Sanders, G.T.Inouye. In "Small Rocket Instrumentation Techniques", Amsterdam, North-Holland Publ.Comp., 1969, p.224-231.
  31. Ю.В.Готт, Ю.Н.Явлинский. Взаимодействие медленных частиц с веществом и диагностика плазмы. М., Атомиздат, 1973, 129 с..
  32. Ю.В.Готт. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М., Атомиздат, 1978, 271 с..
  33. S.K.Allison. Rev.Mod.Phys., 1958, v.30, p.1137.
  34. W.Bernstein, A.J.Cole, R.L.Wax. Nucl.Instrum.Meth., 1970, v.90, p.325.

35. S.H. Overburry, P.F. Dittner, S. Datz, R.S. Thoe. *Rad. Effects*, 1979, v.41, p.219.
36. C.W. Williams, W.E. Kiker, H.W. Schmitt. *Rev. Sci. Instrum.*, 1964, v.35, p.1116.
37. В.Л. Михеев. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1979, т.10, с.269.
38. H.J.B.M. Brocken, H.W. van der Ven. FOM-Instituut voor Plasmafysica, Rijnhuizen, Report 80-123, may 1980.
39. D.E. Voss, S.A. Cohen. Princeton University, PPPL-1664 UC-20f, may 1980.
40. W. Raith. *Adv. Atom and Mol. Phys.*, 1976, v.12, p.281.
41. E. Fermi, E. Teller. *Phys. Rev.*, 1947, v.72, p.399.
42. J. Lindhard, M. Scharff. *Phys. Rev.*, 1961, v.124, p.128.
43. Б.А. Трубинов, Ю.Н. Явлинский. *ЖЭТФ*, 1965, т.48, с.253.
44. G.A. Sawyer. *Rev. Sci. Instrum.*, 1952, v.23, p.604.
45. A.V. Wijngaarden, H.E. Duckworth. *Canad. J. Phys.*, 1962, v.40, p.1749.
46. Ю.В. Готт, В.Г. Тельковский. *ФТТ*, 1967, т.9, с.2221.
47. Е.П. Архипов, Ю.В. Готт. *ЖЭТФ*, 1969, т.56, с.1146.
48. G. Högberg, H. Nordén H.G. Berry. *Nucl. Instr. Meth.*, 1970, v.90, p.283.
49. G. Kreysch, U. Müller-Jakreis. *Rad. Effects*, 1977, v.31, p.101.
50. L. Meier. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1971, v.44, p.253.
51. В.Х. Лихтенштейн, И.И. Танков. *Письма в ЖТФ*, 1975, т.1, с.982.
52. Б.Е. Баклицкий, Э.С. Парилис, В.Х. Ферлегер. *ЖТФ*, 1975, т.11, с.2427.

53. В.Х.Джугенштейн, А.Э.Шабельникова, Н.Л.Яснопольский. „Радиотехника и электроника“, 1978, № 6, с.1251.
54. В.Н.Хромов, К.Г.Белоусов. Препринт ИКИ АН СССР, Пр-475, 1979.
55. М.Р.Айнбунд и др.. ПТЭ, 1975, № 1, с.269.
56. М.А.Грунтман, А.П.Калинин. Препринт ИКИ АН СССР, Пр-311, 1977.
57. М.А.Грунтман, А.П.Калинин. ПТЭ, 1977, № 2, с.180.
58. М.А.Грунтман, А.П.Калинин. Препринт ИКИ АН СССР, Пр-496, 1979.
59. М.А. Грунтман, А.П.Калинин. ПТЭ, 1980, № 4, с.175.
60. С.С.Курочкин. В сб. "Ядерное приборостроение", вып.29, М., Атомиздат, с.5.
61. Б.В.Зубков. Препринт ИКИ АН СССР, Пр-404, 1978.
62. У.А.Арифов. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. М., Наука, 1968, 369 с..
63. J.Østgaard Olsen. J.Phys.E:Sci.Instrum., 1979, v.12, 1106.
64. В.А.Курнаев. ЖТФ, 1976, т.46, с.627.
65. W.F.W.Schneider, B.Kohlmeyer, R.Bock. Nucl. Instrum. Meth. 1970, v.87, p.253.
66. E.Dietz et al..Nucl.Instrum.Meth., 1973, v.103, p.607.
67. J.Girard, M.Bolore.Nucl.Instrum.Meth., 1977, v.140, p.279.
68. A.M.Zebelman et al..Nucl.Instr.Meth., 1977, v.141, p.439.
69. W.H.Escovitz, T.R.Fox, R.Levi-Setti. IEEE Trans., 1979, v.NS-26, p.1147.
70. P.Henkel, R.Roy, J.Wiza. IEEE Trans., 1978, v.NS-25, p.548.
71. H.C.Burstyn.Rev.Sci.Instrum., 1980, v.51, p.1431.
72. W.Hink, K.Brumer, A.Wolf.J.Phys.E:Sci.Instrum., 1980,

- v.13, p.882.
73. F.B.Coates. J.Phys.D:Appl.Phys., 1973, v.6, p.1159.
74. А.П.Скибарко, И.Ф.Ярошенко. "Радиотехника и электроника", 1975, № 5, с.1061.
75. J.H.Neiler, W.M.Good. In "Fast Neutron Physics", 1960, v.4, P.1, p.509.
76. C.W.Fabjan, H.G.Fischer. Reports on Progress in Physics, 1980, v.43, p.1003.
77. С.Г.Басиладзе. ПТЭ, 1981, № 2, с.7.
78. В.А.Антонов и др. Цифровые блоки в стандарте КАМАК. Сообщение ОИЯИ IO-80-650. Дубна, 1980.
79. R.S.Larsen. IEEE Trans., 1981, v.NS-28, p.322.
80. J.G.Timothy, R.L.Bybee. Rev. Sci. Instrum., 1978, v.49, p.1192.
81. А.Т.Алтынцев и др. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 1980, вып.54, с.77.
82. E.Kellog et al.. Rev.Sci.Instrum., 1976, v.47, p.282.
83. R.W.Wijnaendts van Resandt, H.C. den Hartink, J.Los. J. Phys.E: Sci.Instrum., 1976, v.9, p.503.
84. M.Lampton, R.F.Malina. Rev.Sci.Instrum., 1976, v.47, p.1360.
85. M.Lampton, C.W.Carlson. Rev.Sci.Instr., 1979, v.50, p.1093.
86. J.D.E.Beynon. Microelectronics J., 1975, v.7, p.7.
87. Л.М.Сороко. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1979, т.10, с.1038.
88. H.J.Fahr. Astroph.Sp.Sci., 1968, v.2, p.474.
89. W.I.Axford. In NASA SP-308, 1972, p.609.
90. H.J.Fahr. Sp.Sci.Rev., 1974, v.15, p.483.
91. М.А.Грунтман. Препринт ИКИ АН СССР, Пр-5.3, 1980.
92. М.А.Грунтман. В сб. "Аэродинамика разреженных газов", вып.II. Ленинград, изд-во ЛГУ, 1982, в печати.

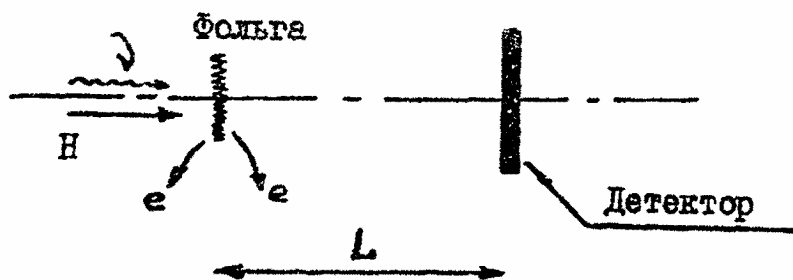


Рис. I

Принципиальная схема прибора с использованием техники совпадений. На входе в прибор установлена тонкая фольга. Прохождение фольги частицами и поглощение в ней фотонов может сопровождаться эмиссией электронов с обеих сторон фольги. На расстоянии  $L$  за фольгой расположен детектор, регистрирующий прошедшие сквозь фольгу частицы и фотоны.

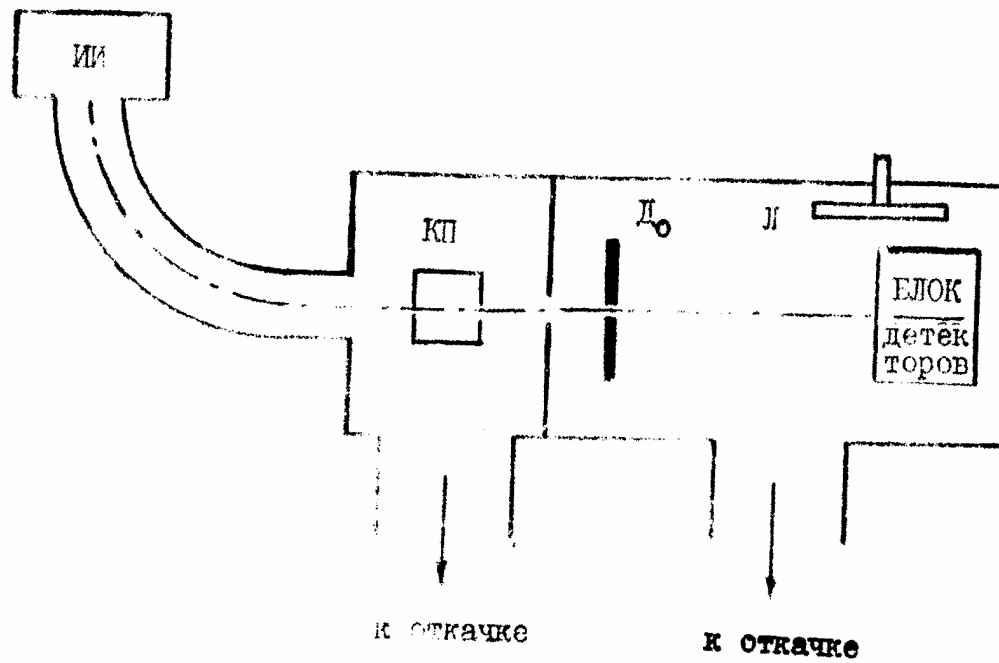


Рис.2.

Схема экспериментальной установки. ИИ - источник ионов, селективируемых далее по массе в магнитном поле. КП - камера перезарядки. Д<sub>0</sub> - диафрагма. Л - охлаждаемая жидким азотом ловушка. КП, Д<sub>0</sub> и блок детекторов установлены на подвижных платформах.

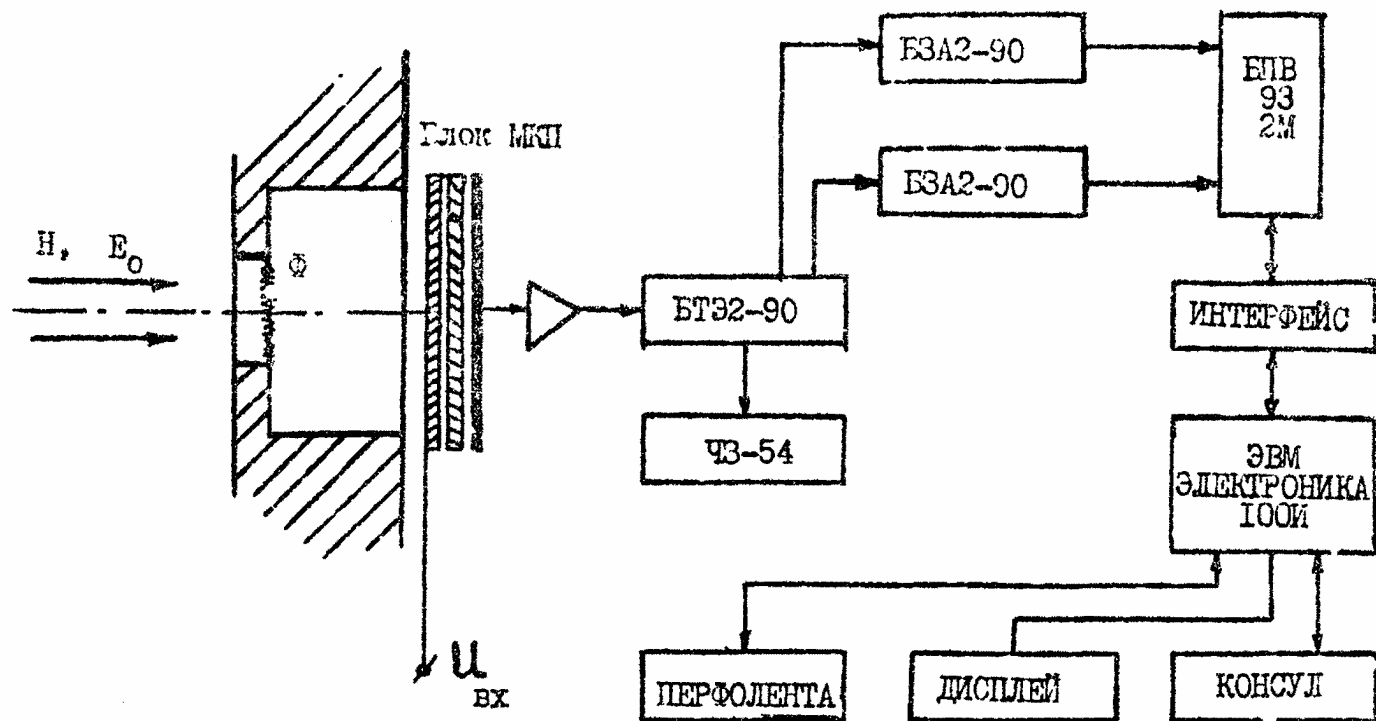


Рис. 3.

Схема детектора-энергоанализатора (вариант А).  $\Phi$  - фольга. Потенциал входа  $U_{вх}$  детектора (блок МКП) близок к земляному и может изменяться в диапазоне  $\pm 100$  В.  $E_0$  - энергия атомов  $H$  пучка. БТЭ2-90 - блок временной привязки. БЗА2-90 - блок задержки. БПВ-93-2М - блок преобразования время-код. ЧЗ-54 - электронносчетный частотомер. В этой схеме реализован одноканальный режим измерений временных интервалов.

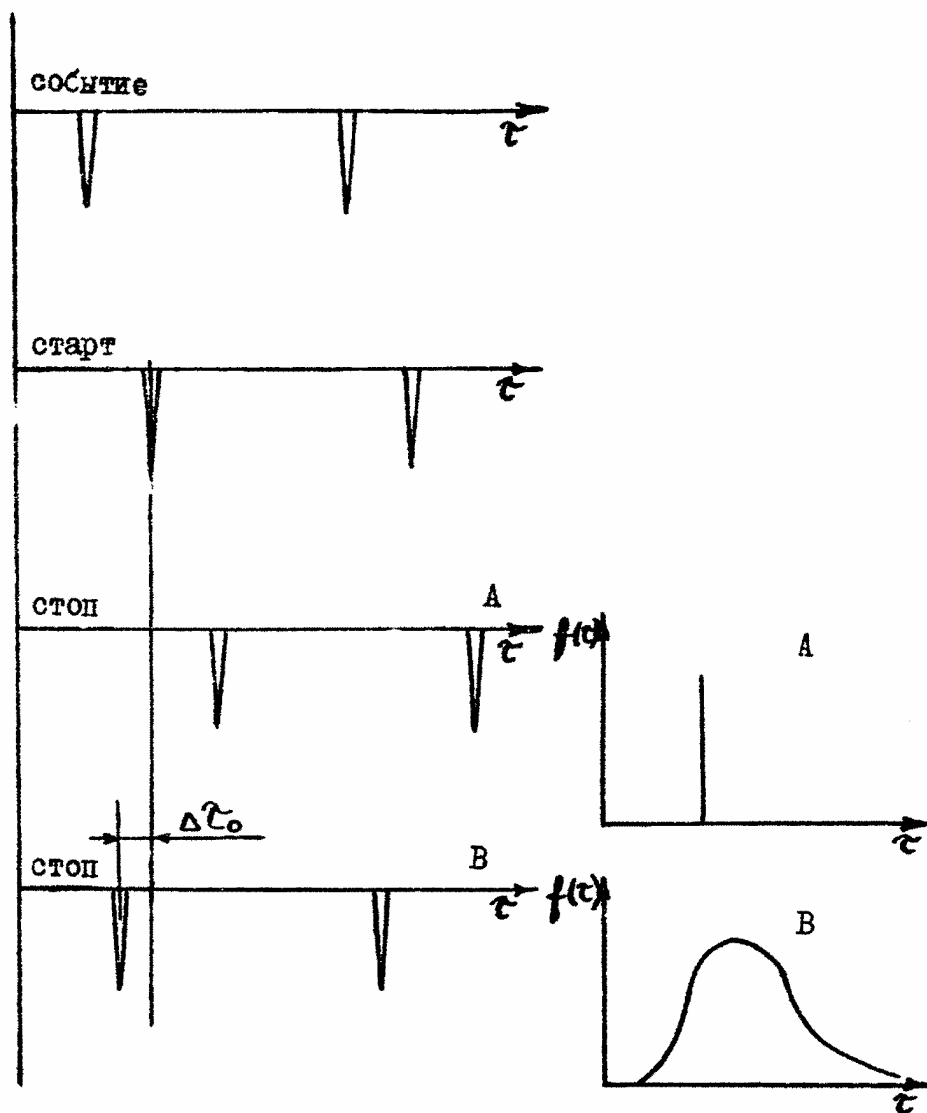


Рис. 4.

Временная диаграмма, поясняющая измерение временных интервалов между проходом двух частиц (ось "событие") в одноканальном режиме. Импульсы, приходящие на вход "старт" блока БПВ-93-2М, запаздывают относительно соответствующих событий на величину установленной задержки. Если задержка в линии "старт" меньше задержки в линии "стоп", то измеренное распределение временных интервалов будет описываться  $\delta$ -функцией (А). Истинное распределение временных интервалов между двумя событиями будет измерено при задержке в линии "старт", большей задержки в линии "стоп" (В). Распределение временных интервалов смещено влево по оси  $t$  на величину  $\Delta t_0$ .

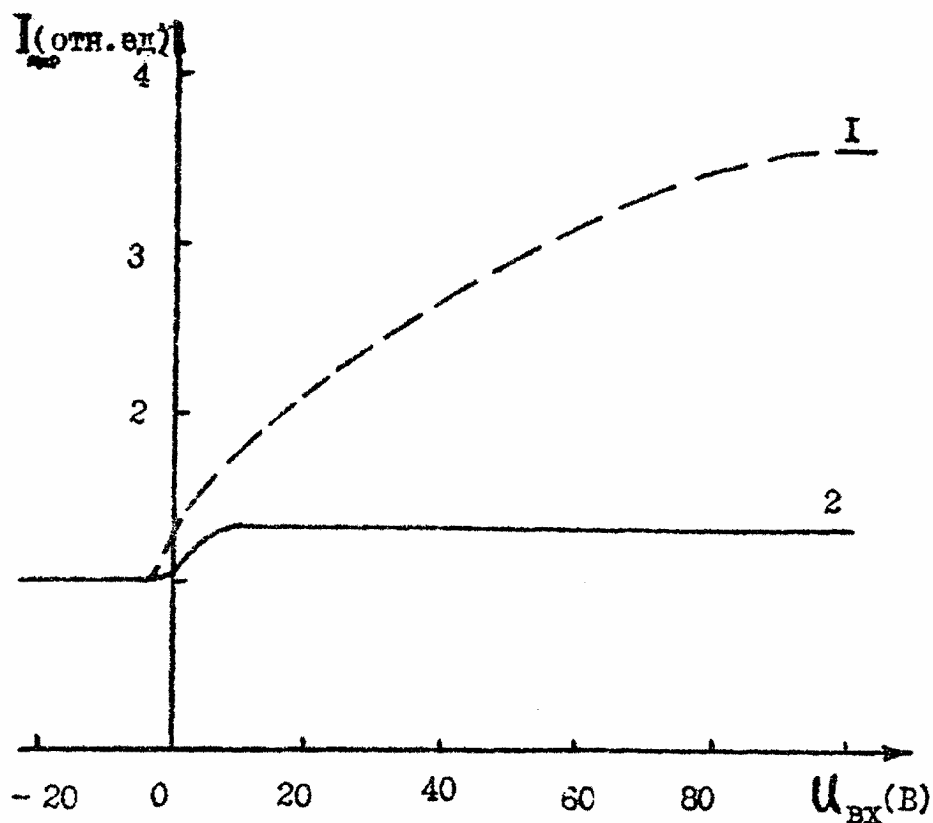


Рис.5.

Скорость счета блока МКП детектора-анализатора (вариант А) в зависимости от  $U_{вх}$ . 1 - с установленной на входе фольгой, 2 - без фольги. Рост кривой 2 с увеличением  $U_{вх}$  объясняется затягиванием в МКП электронов, выбиваемых из межканальных промежутков входной поверхности. Рост кривой 1 (помимо эффекта, описываемого кривой 2) обусловлен увеличением эффективности затягивания и регистрации электронов, эмиттируемых из фольги на прострел.

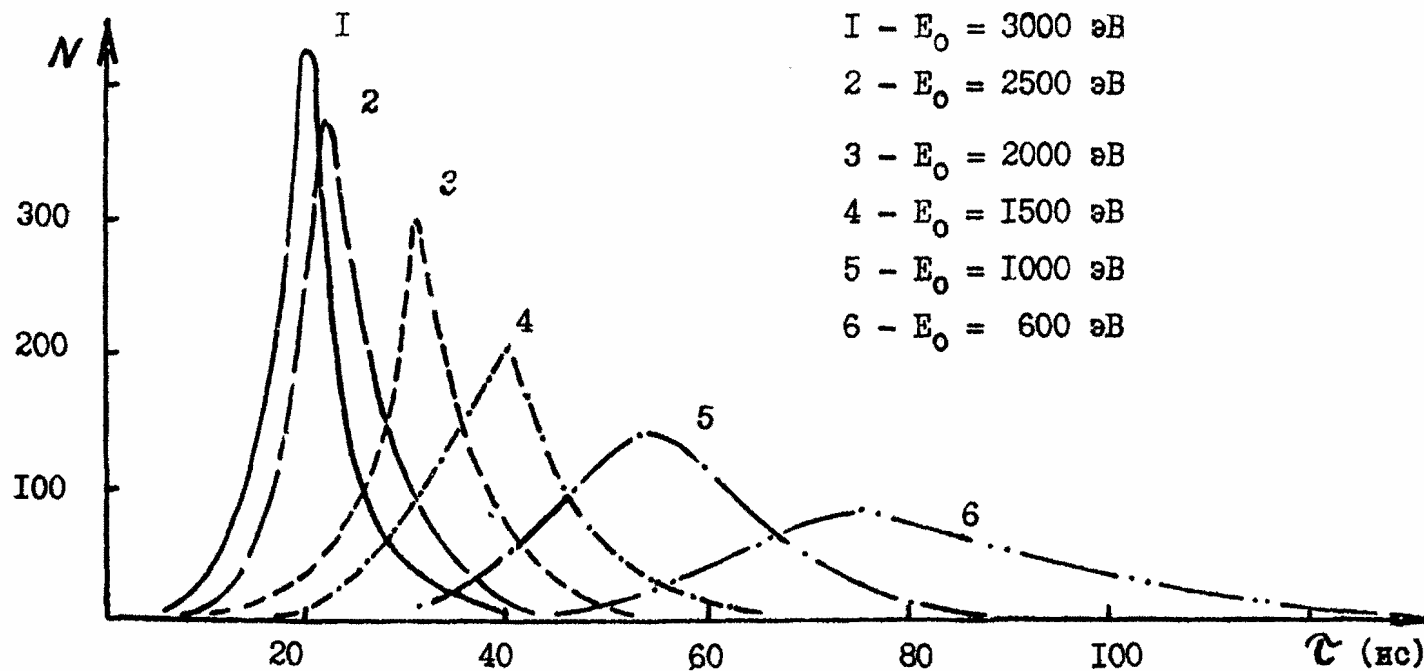


Рис. 6.

ВП электроны, полученные при регистрации моноэнергетических пучков атомов Н детектором типа А. Распределения нормированы "по площади".  $N$  - число отсчетов в канале (произвольные единицы). Время пролета определяется суммой измеренного временного интервала,  $\Delta \tau_0 = 4$  нс и времени пролета электронов от фольги до блока МКП.

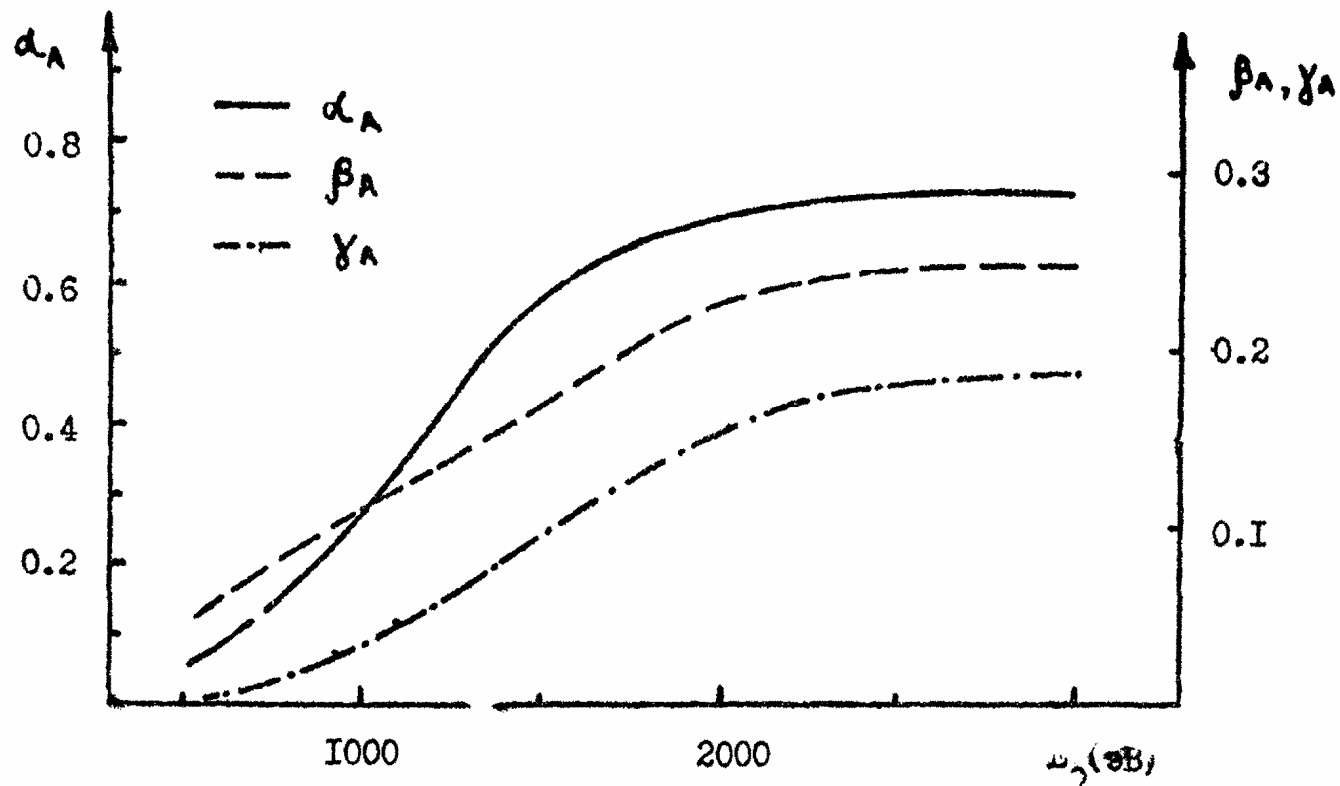


Рис.7.

Зависимость величин приведенных скоростей счета  $\alpha_A = \frac{I_{MCP}}{I_{MON}}$ ,  $\beta_A = \frac{I_{TOP}}{I_{MCP}}$  и  $\gamma_A = \frac{I_{TOP}}{I_{MON}}$  от  $E_0$  для детектора-энергoанализатора типа А.  $I_{MON}$  - скорость счета МОНИТОРА пучка,  $I_{MCP}$  - скорость счета блока МКП,  $I_{TOP}$  - скорость счета ВП совпадений.

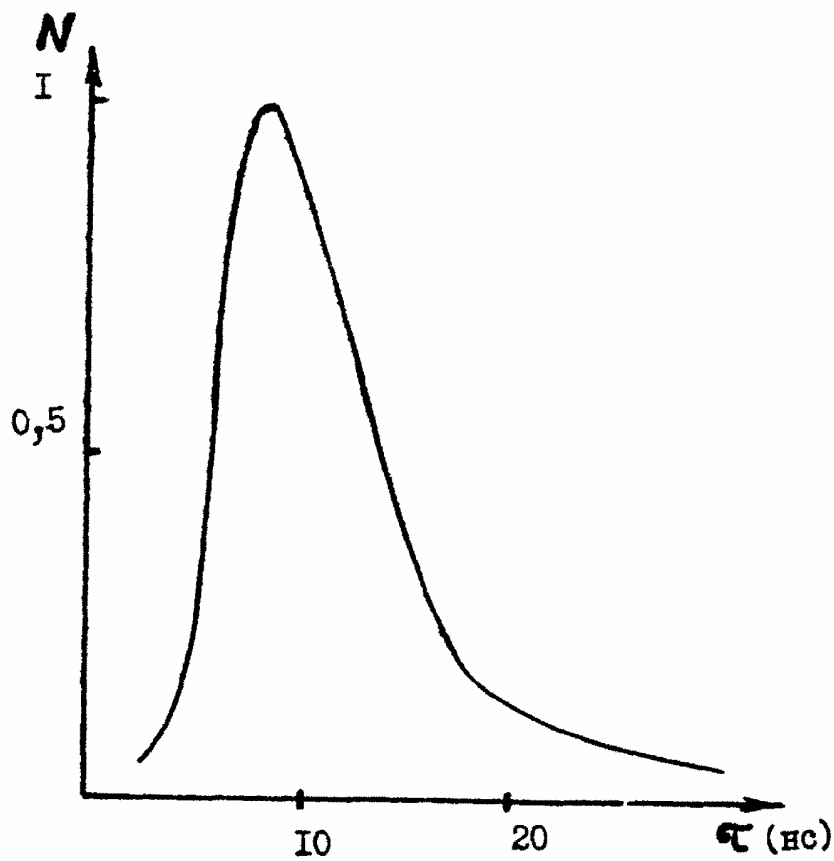


Рис.8.

Распределение временных интервалов между приходом основных и послеимпульсов для блока МКП,  $\Delta \tau_0 = 4$  нс.

$N$  - относительное число отсчетов в канале.

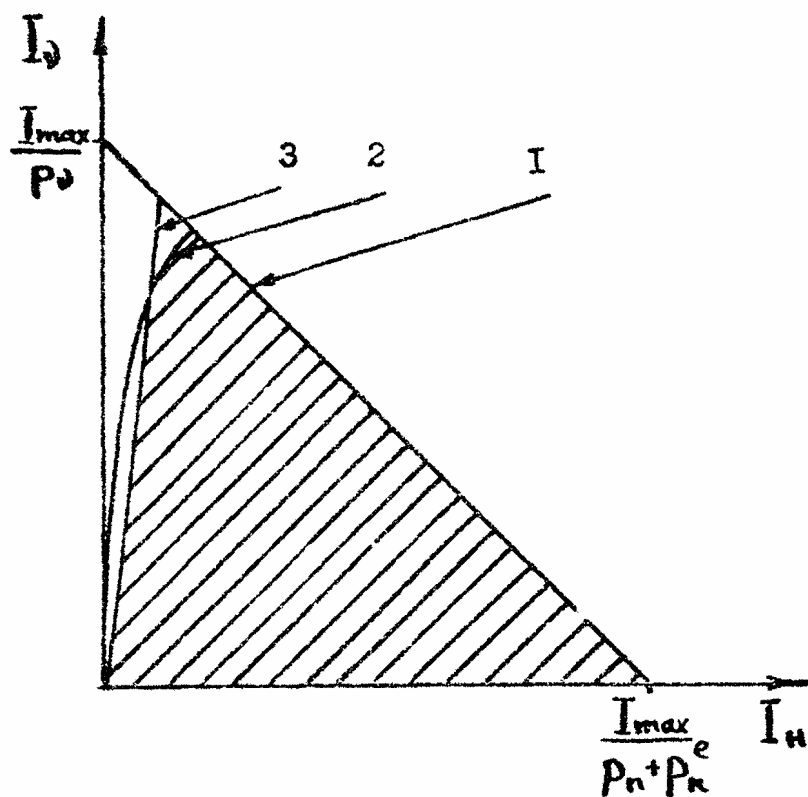


Рис. 9.

Диапазон применимости детектора-энергоанализатора типа А, в котором обеспечивается выделение сигнала из фона (заштрихованная область).  $I_\gamma$  и  $I_n$  - потоки фотонов и нейтральных частиц на входе детектора соответственно.  $P_\gamma$  - вероятность срабатывания блока МКП при приходе фотона на вход прибора,  $P_n$  - вероятность прямой регистрации блоком МКП частицы при попадании нейтральной частицы на вход прибора,  $P_n^e$  - вероятность зарегистрировать эмиттированный электрон при приходе частицы на вход прибора. Кривые 1, 2 и 3 описывают ограничения, налагаемые максимально допустимой нагрузкой детектора, случайными фоновыми совпадениями и послеимпульсами соответственно.

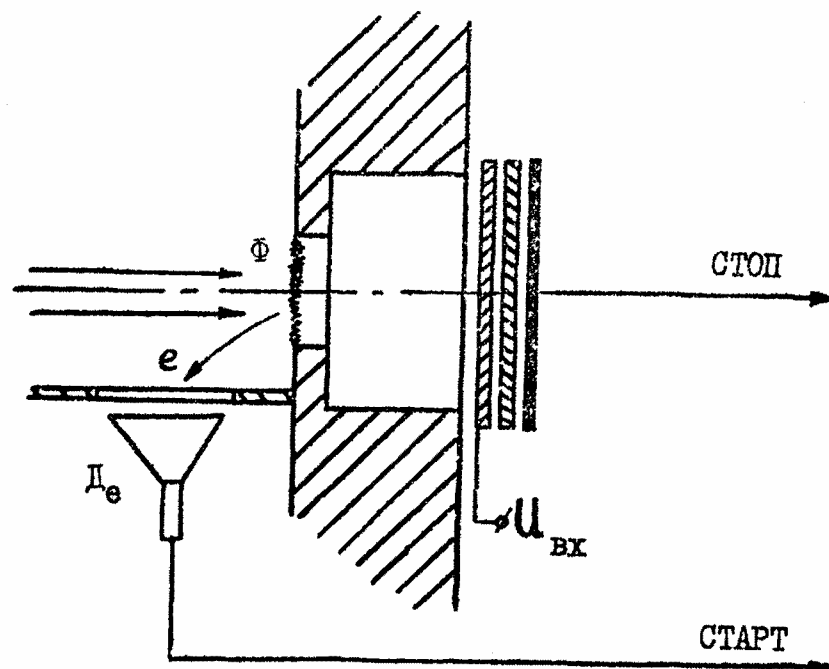


Рис. 10.

Схема детектора-энергоанализатора типа В.  $\Phi$  - фольга.  $U_{вх}$  изменяется в пределах  $\pm 100$  В.  $D_e$  - детектор электронов (ВЭУ-6), эмиттируемых с внешней стороны фольги. Затягивающий электроны потенциал входа  $D_e$  400 В.

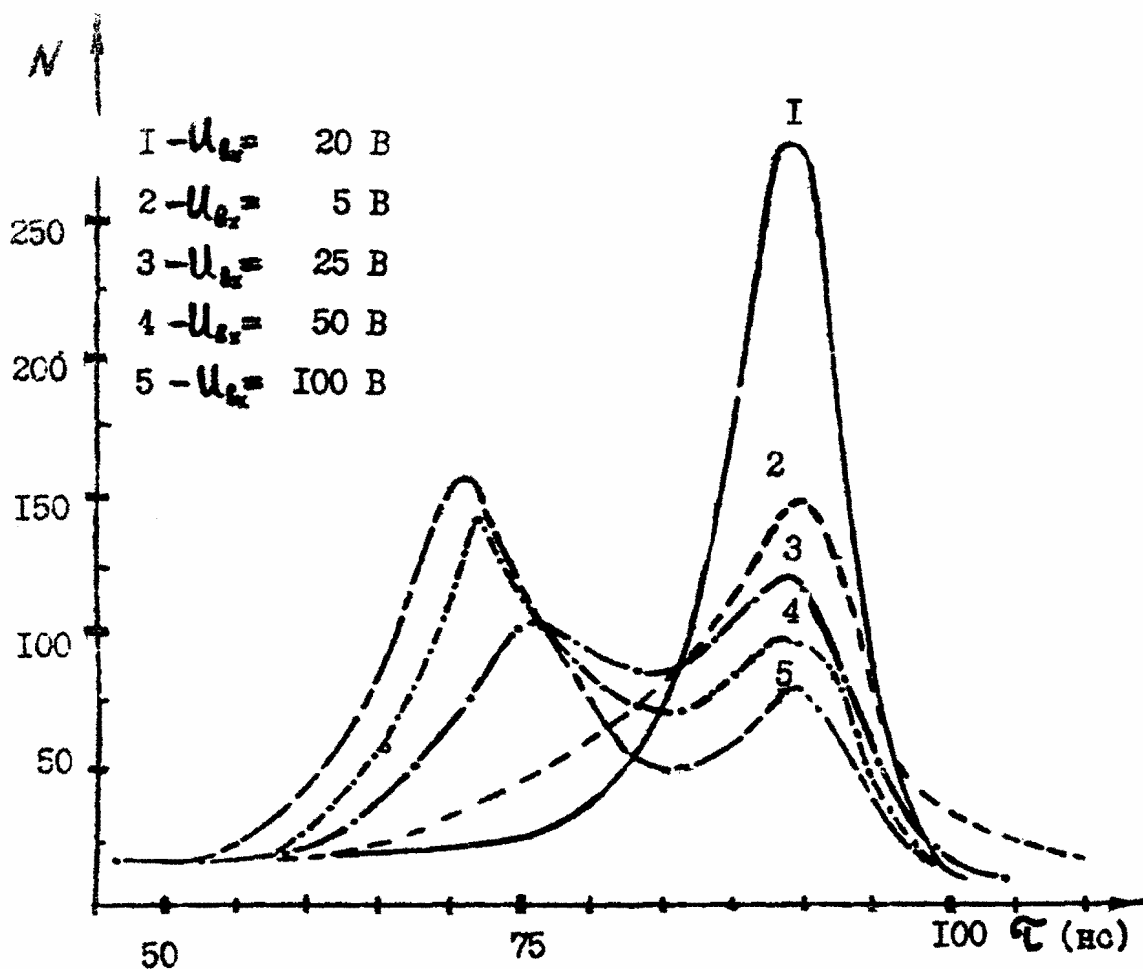


Рис. II.

Распределения временных интервалов, измеренных детектором типа В, для различных значений  $U_{вх}$ .  $E_0 = 3000$  эВ. Распределения нормированы "по площади".  $N$  - число отсчетов в канале (произвольные единицы). При  $U_{вх} = -20$  В сигнал "стоп" формируется регистрацией атомов или ионов. При  $U_{вх} = 0$  "стоп" может быть вызван регистрацией эмиттированных на прострел электронов. Абсолютное положение пиков на шкале определяется измеренными временными интервалами и разностью временных задержек в линиях "стоп" и "старт".

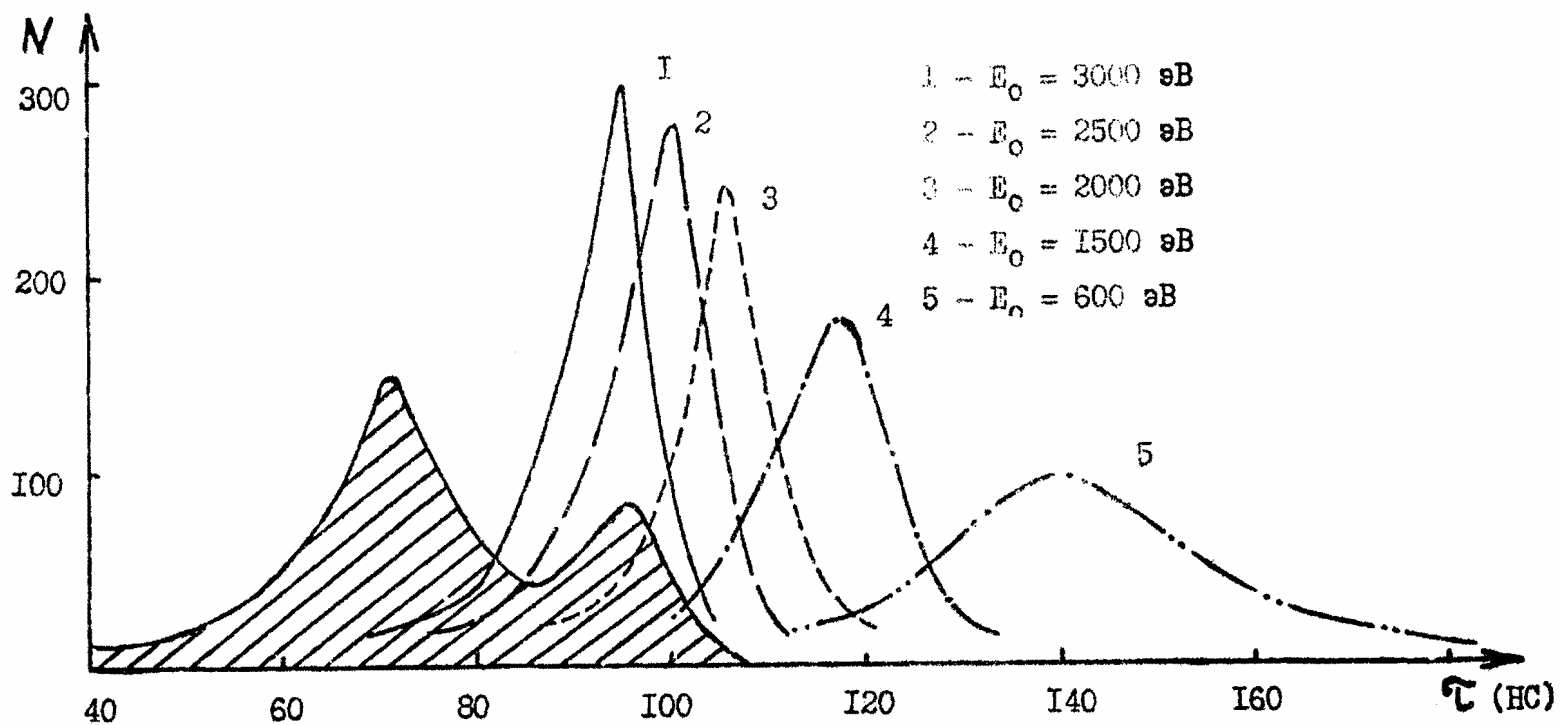


Рис.12.

ВП спектры, полученные при регистрации моноэнергетических пучков атомов H детектором типа В. Распределения нормированы "по площади".  $U_{вх} = -20$  В.  $N$  - число отсчетов в канале (произвольные единицы). Заштрихованное распределение ( $E_0 = 3000$  эВ,  $U_{вх} = 100$  В) позволяет осуществить привязку временной шкалы.

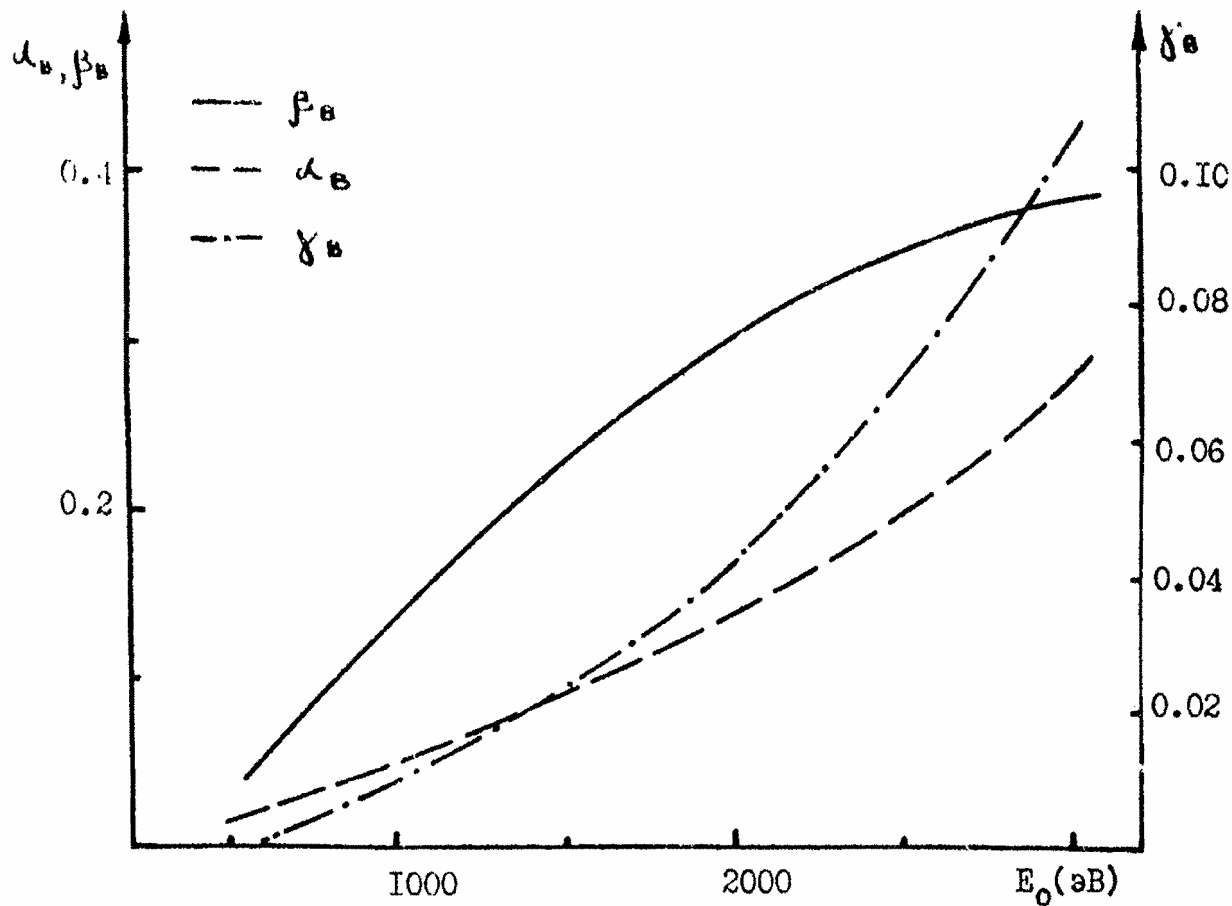


Рис. 13.

Зависимости приведенных скоростей счета  $\alpha_B = \frac{I_{\text{МСР}}}{I_{\text{МОН}}}$ ,  $\beta_B = \frac{I_{\text{ТОФ}}}{I_{\text{МСР}}}$  и  $\gamma_B = \frac{I_{\text{ТОФ}}}{I_{\text{МОН}}}$  от  $E_0$  для варианта В детектора-энергоанализатора.  $I_{\text{МОН}}$  — скорость счета монитора пучка,  $I_{\text{МСР}}$  — скорость счета блока МКП,  $I_{\text{ТОФ}}$  — скорость счета ВП событий (совпадений).

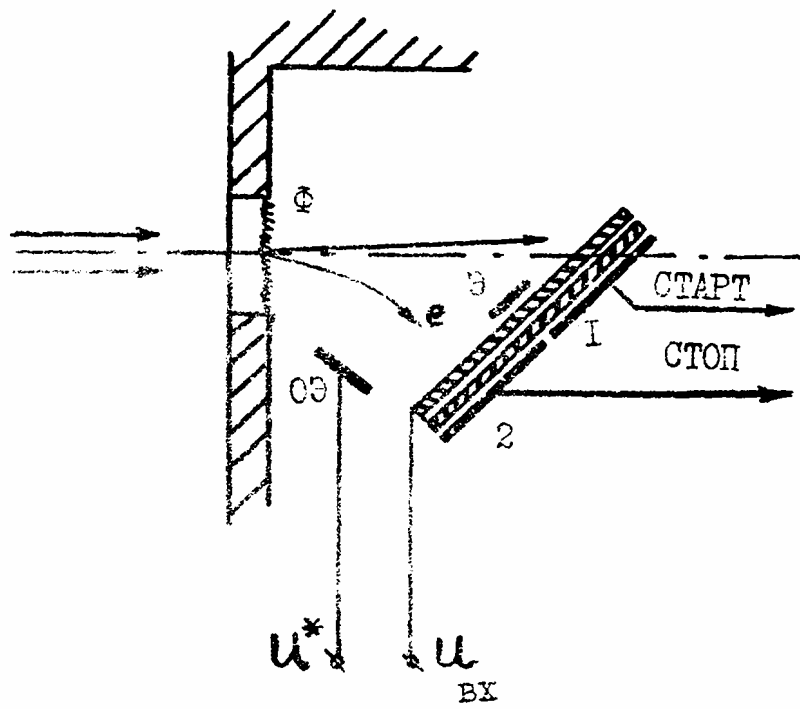


Рис.14.

Схема детектора-энергоанализатора типа С. Ф - фольга, Э - экран, ОЭ - отклоняющий электрод. Коллектор блока МКП разделен на две равные изолированные части (1 и 2).

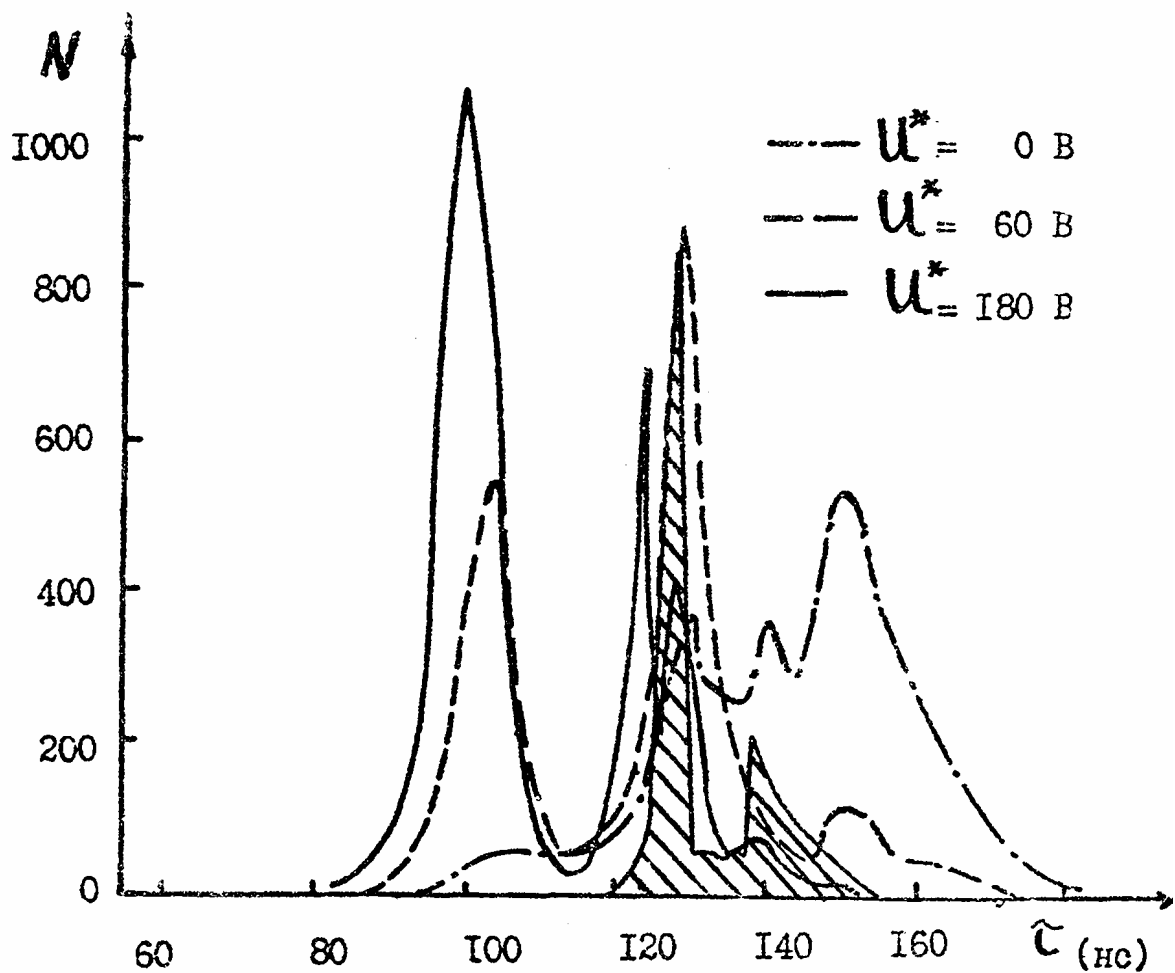


Рис.15.

Распределение временных интервалов, измеренное детектором типа С при различных значениях  $U^*$ .  $U_{\text{вх}} = 200 \text{ В}$ .  $E_0 = 3000 \text{ эВ}$ . Распределения нормированы "по площади".

$N$  - число отсчетов в канале (произвольные единицы). Штрихованное распределение ( $U_{\text{вх}} = -20 \text{ В}$ ,  $U^* = 0$ , нормировка не выполнена) позволяет осуществить привязку временной шкалы.

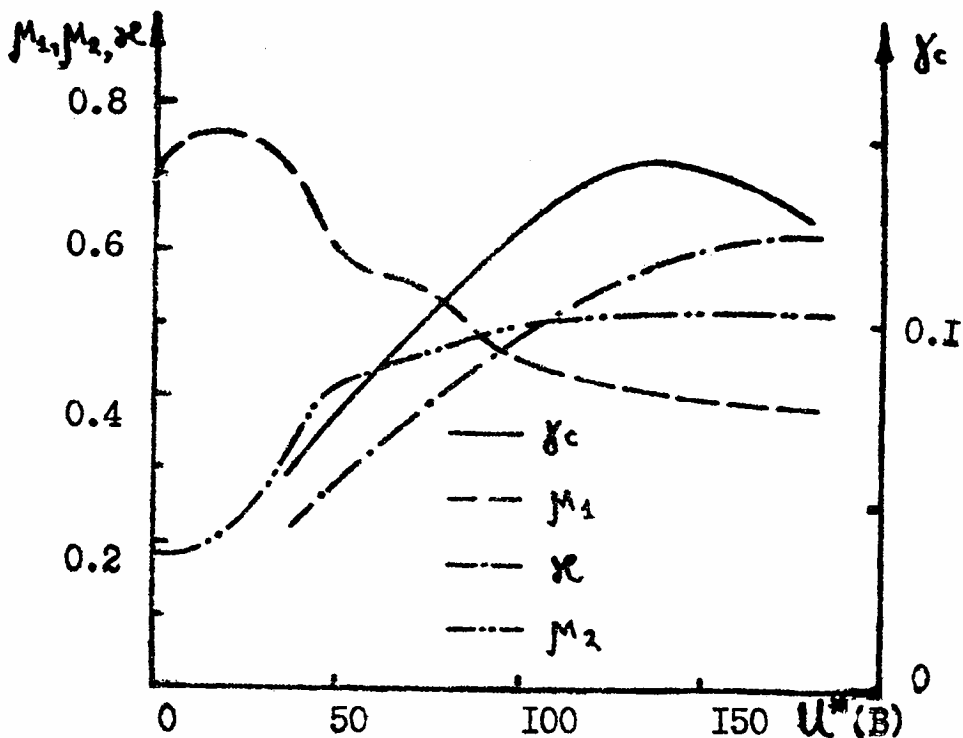


Рис.16.

Зависимости приведенных скоростей счета  $M_1 = \frac{I_1}{I_{MON}}$ ,  $M_2 = \frac{I_2}{I_{MON}}$ ,  $\chi = \frac{I_{\Gamma OF}}{I_{\Gamma OF}}$  и  $\chi_c = \frac{I_{\Gamma OF}^*}{I_{MON}}$  от  $U^*$ .  $I_{MON}$  - скорость счета монитора пучка,  $I_1$  - скорость счета коллектора 1,  $I_2$  - скорость счета коллектора 2,  $I_{\Gamma OF}$  - скорость счета ВП событий,  $I_{\Gamma OF}^*$  - скорость счета ВП событий, формирующих ВП спектр пучка частиц ("полезные" ВП события).

$U_{ВХ} = 200$  В,  $E_0 = 3000$  эВ.

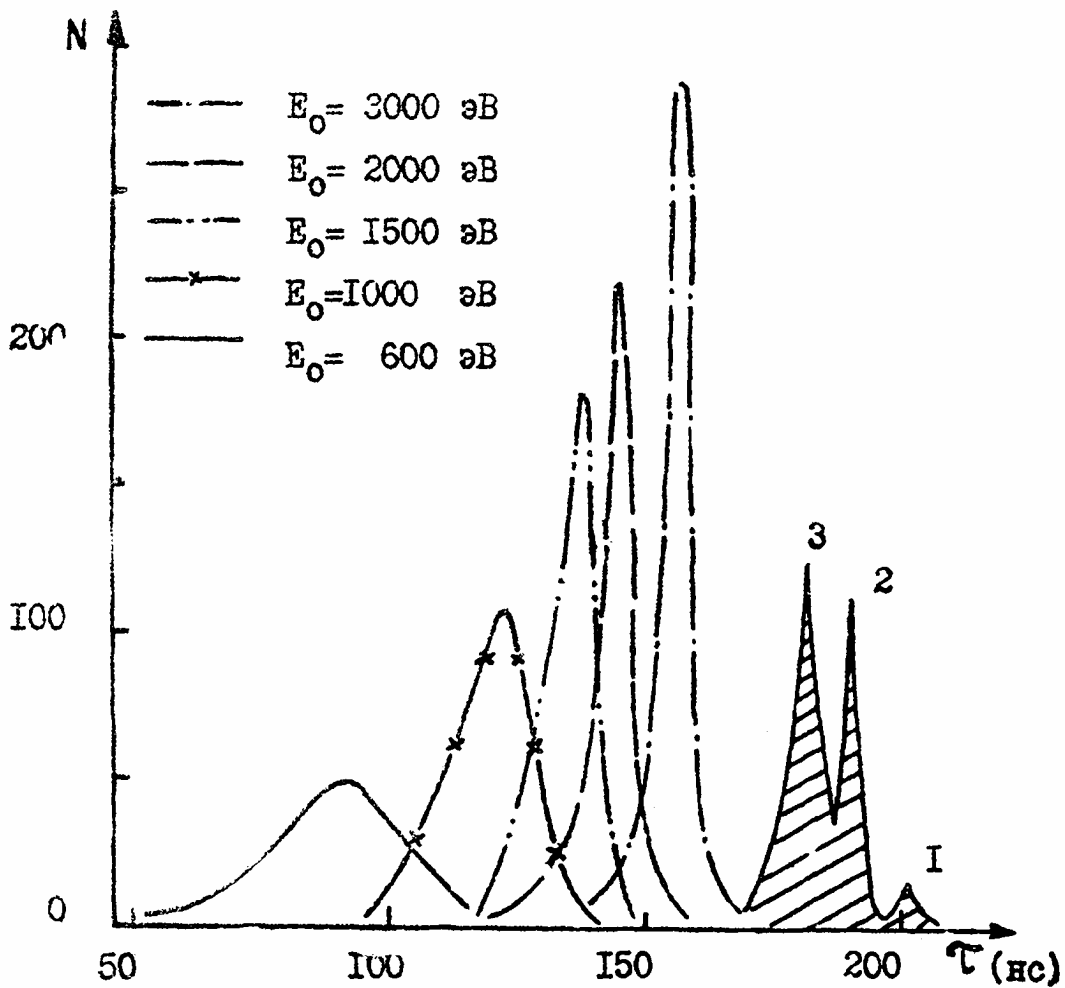


Рис. 17

ВП спектры, полученные детектором типа С при регистрации моноэнергетических пучков атомов Н. Распределения нормированы "по площади".  $U_{вх} = 200$  В,  $U^* = 150$  В. Заштрихованные пики 1 и 2 идентичны для всех распределений и обусловлены неполной экранировкой зоны перекрытия чувствительности коллекторов. Положение заштрихованного пика 3 на оси одинаково для всех исследованных величин  $E_0$ , а его высота несколько изменяется (не показано на рисунке).

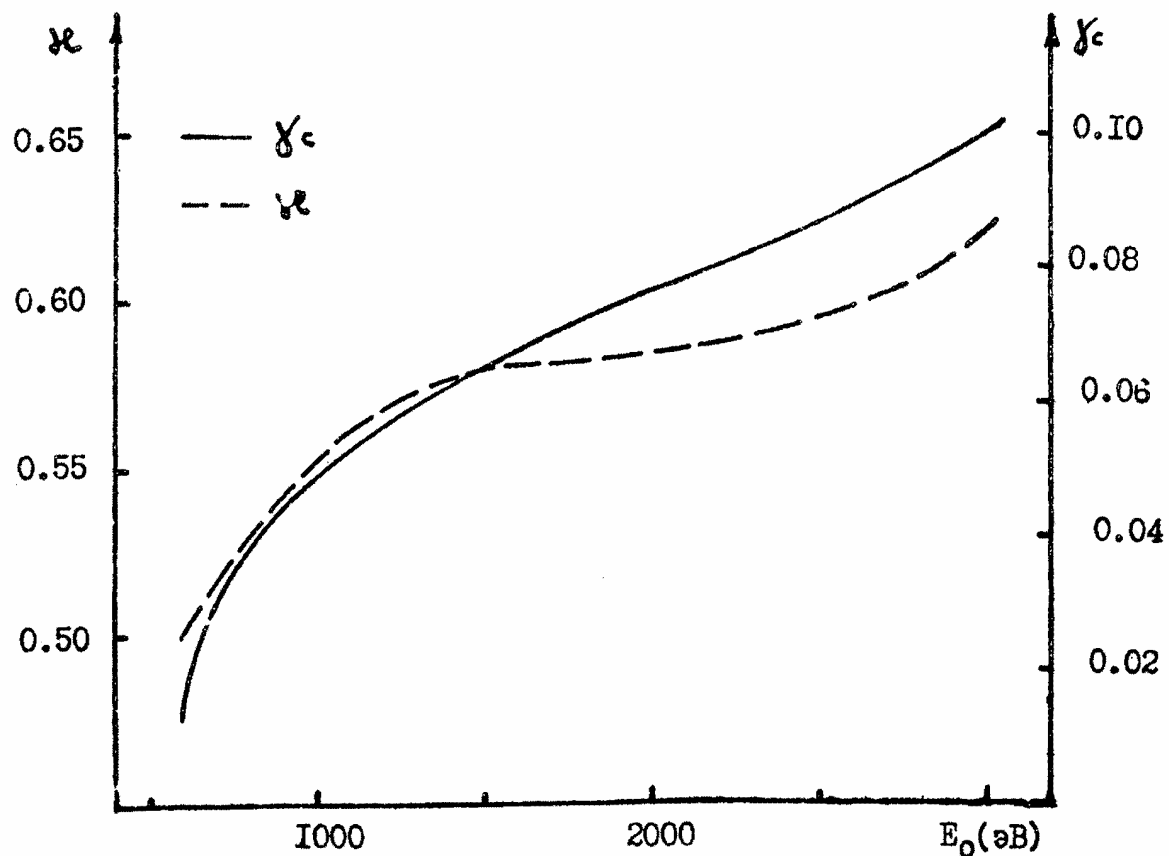


Рис. 18.

Зависимость  $X = \frac{I_{\text{TOF}}^*}{I_{\text{TOF}}}$  и  $\gamma_c = \frac{I_{\text{TOF}}^*}{I_{\text{MON}}}$  от  $E_0$  для детектора типа С.  $I_{\text{MON}}$  - скорость счета монитора пучка,  $I_{\text{TOF}}$  - скорость счета ВП событий,  $I_{\text{TOF}}^*$  - скорость счета ВП событий, формирующих ВП спектр частиц ("полезные" ВП события).  $U_{\text{ВХ}} = 200$  В,  $U^* = 150$  В.

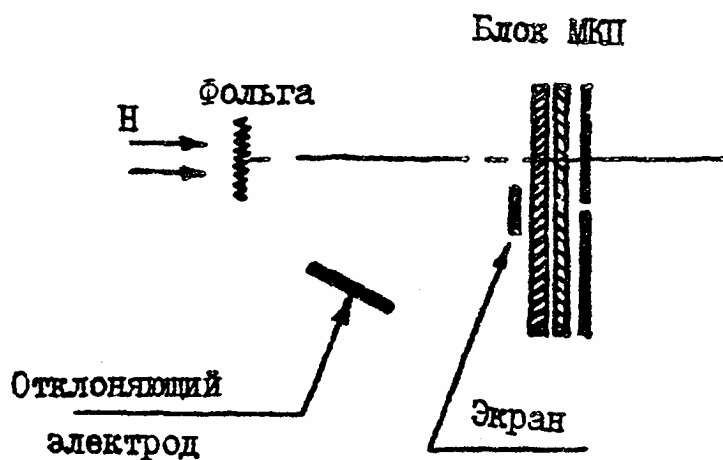


Рис.19.

Схема детектора-энергоанализатора типа С с блоком МКП, перпендикулярным оси пучка.

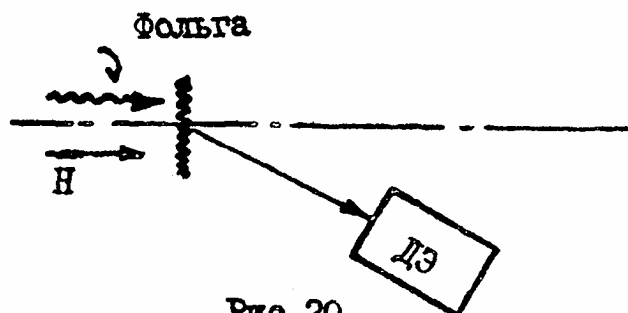


Рис.20

Схема использования рассматриваемого детектора-энергоанализатора ДЭ для исследования интенсивных потоков. Доля фотонов для потока отклонившихся на значительный угол частиц существенно меньше, чем в первичном потоке.

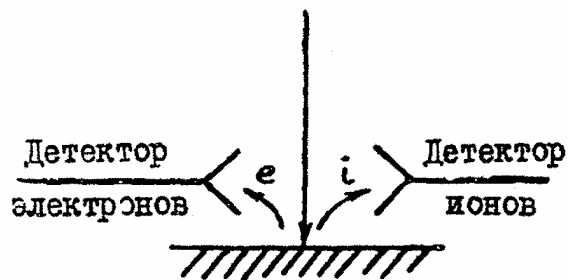


Рис.21.

Схема прямой регистрации частиц с использованием техники совпадений. При ударе о поверхность мишени регистрируемой частицы может образоваться и ион, и электрон, регистрируемые в режиме совпадений.

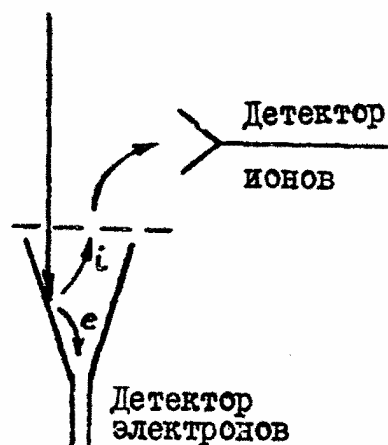


Рис.22.

Схема прямой регистрации частиц с использованием техники совпадений. Регистрируемая частица, попадая на поверхность раструба канального электронного умножителя с раструбом, может образовать электрон, который регистрируется этим умножителем, и ион, который вытягивается из раструба расположенной перед ним сеткой и регистрируется специальным детектором ионов.

055(02)2

Ротапринт ИКИ АН СССР

Москва П17810, Профсоюзная, 84/32

---

T-2553I

Подписано к печати 31.08.81

---

Заказ 3294

Тираж: 125

Печ.л. - 3