

К-328

3/IX-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 3904



И.Квитек, Е.И.Нечаева, Ю.П.Попов, И.Рибански,  
Р.Ф.Руми, М.Стэмпиньски

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК  
ГАЗОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА  
В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ  
С ЦЕЛЮ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ  
И СПЕКТРОМЕТРИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Доклад на V Всесоюзной конференции по синтезу,  
производству и использованию сцинтилляторов,  
Харьков, 10-14 июня 1968 г.

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

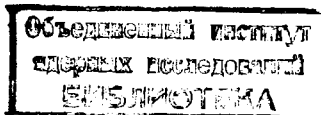
1968

РЗ - 3904

И.Квитек, Е.И.Нечаева, Ю.П.Попов, И.Рибански,  
Р.Ф.Руми, М.Стэмпиньски

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК  
ГАЗОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА  
В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ  
С ЦЕЛЬЮ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ  
И СПЕКТРОМЕТРИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Доклад на V Всесоюзной конференции по синтезу,  
производству и использованию сцинтилляторов,  
Харьков, 10-14 июня 1968 г.



## 1. В в е д е н и е

Сцинтилляционный метод детектирования заряженных частиц занимает довольно большое место в экспериментальной ядерной физике. В последние годы возрос интерес к газовым сцинтилляторам, обладающим такими свойствами, как быстроедействие, линейность светового выхода с энергией и удобство дискриминации частиц с различной плотностью ионизации.

Расширение границ использования этого метода для детектирования и амплитудного анализа возможно при помещении газового сцинтиллятора в постоянное электрическое поле. Это позволяет увеличить отношение сигнала к шумам и улучшить энергетическое разрешение, хотя и приводит к ухудшению быстрогодействия детектора.

Количественное сравнение характеристик газовых сцинтилляторов, полученных различными авторами, затруднено в силу сложной зависимости их от чистоты газа, давления и геометрии установки. В настоящей работе суммируется опыт, полученный нами при создании детектора  $\alpha$ -частиц и при выяснении возможности построения спектрометра  $\alpha$ -частиц на базе газового сцинтиллятора в электрическом поле.

При прохождении заряженных частиц через газ происходит возбуждение и ионизация атомов, причём ионы газа образуются также и в возбужденном состоянии. Переход из возбужденного состояния в основное и процессы рекомбинации являются источниками фотонного излучения. Различные каналы фотонного излучения обсуждаются в работах<sup>/1-5/</sup>.

**1.1. Влияние электрического поля на сцинтилляционные свойства газов.** Кох<sup>/7/</sup> и рядом других исследователей было замечено существенное увеличение светового выхода благородных газов при помещении их в постоянное электрическое поле.

Наблюдаемый импульс состоял из двух компонент<sup>/8/</sup> (см. рис. 1): а) основной, быстрой компоненты со временем нарастания  $< 2 \cdot 10^{-8}$  сек, изменения величины которой не наблюдалось при наложении электрического поля на сцинтиллирующий объем; б) компоненты, обусловленной полем и сильно зависящей от величины приложенного напряжения.

Вторая компонента шла с задержкой  $t \approx 5 \cdot 10^{-6}$  сек относительно первой, причём время задержки уменьшалась при увеличении электрического поля. Кох предположила, что вторая компонента обязана возбуждению газа электронами, ускоренными электрическим полем. Эффект этот начинал наблюдаться при напряженностях электрического поля, недостаточных для газового усиления (т.е. для вторичной ионизации в газе).

Исследования Конде и Поликарпо<sup>/6/</sup>, в которых сравнивались коэффициенты усиления амплитуд с анода пропорционального счётчика, наполненного аргоном со следами азота, и с анода фотоумножителя, который "просматривал" объем этого счётчика, подтвердили предположение Кох.

Следует отметить, что при наложении электрического поля на сцинтиллирующий объем имеет место конкуренция двух процессов, влияющих на изменение светового выхода, а именно: уменьшение числа ион-электронных рекомбинаций и возбуждение атомов газа электронами, ускоренными электрическим полем. При малых полях наблюдается уменьшение выходного сигнала в результате растягивания ион-электронных пар, энергии же электронов недостаточно для возбуждения газа<sup>/4/</sup>. В дальнейшем, при увеличении поля, амплитуда начинает расти.

## **II. Детектор $\alpha$ - частиц**

**II.1. Конструкция и параметры детектора.** Нами был сконструирован детектор  $\alpha$  - частиц, основанный на применении газового сцинтиллятора в электрическом поле, который обладал следующими характеристиками:

- а) большая площадь исследуемого вещества  $\approx 0,7 \text{ м}^2$ ;
- б) низкая эффективность к  $\gamma$ -квантам  $\epsilon_{\gamma} \leq 10^{-7}$ ;
- в) эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц  $\epsilon_{\alpha} \approx 1$ ;
- г) низкий собственный фон детектора;
- д) время нарастания выходного сигнала  $\approx 2 \cdot 10^{-6}$  сек.

Детектор позволил впервые исследовать реакцию ( $\alpha, \alpha$ ) на изотопах самария и неодима на резонансных нейтронах и получить величины  $\Gamma_{\alpha}$  для четырех десятков резонансов. Конструктивно камера представляет собой полый параллелепипед с внутренними размерами (30x30x25) см<sup>3</sup>, заполненный ксеноном, внутри которого помещается кассета с семью параллельными пластинами /9/. На пластины нанесен слой исследуемого изотопа. Кассета позволяет регистрировать фон двумя фотоумножителями ФЭУ-49, в то время как другие два регистрируют эффект.

Газ - наполнитель ( $X_e$ ) периодически чистился путем продувания через горячую кальцевую стружку безмасляным ротационным насосом. Блок-схема применяемой электроники и вакуумной системы дана на рис. 2.

II.2. Характеристики сцинтиллятора, работающего в электрическом поле. Было исследовано поведение амплитуды импульса на выходе фотоумножителя в зависимости от величины приложенного электрического поля и давления сцинтиллирующего газа (рис. 3).

Интересно отметить, что быстрый рост амплитуды импульса с увеличением напряженности электрического поля наспинает аналогичные кривые для газовых пропорциональных счётчиков, хотя механизмы обоих процессов совсем разные. В случае пропорционального счётчика быстрый рост обусловлен лавинообразным характером вторичной ионизации.

В нашем случае световой импульс является совокупностью фотонов, образованных вдоль треков электронов, ускоряемых приложенным электрическим полем. С увеличением напряженности поля увеличивается скорость дрейфа электронов и число фотонов, образуемых каждым электроном. Это приводит к экспоненциальному ходу зависимости амплитуды световой вспышки от величины электрического поля. Сама световая вспышка сужается во времени.

Зависимость амплитуды импульса от давления сцинтиллирующего газа (рис. 3) объясняется теми же причинами, что и в случае пропор-

ционального счётчика, - уменьшением средней скорости электронов с повышением давления. Заметим, что приведенные на рисунке три кривые превращаются в одну, если рисовать зависимость  $A = f(E/p)$ .

Нами наблюдалось уменьшение длительности выходного сигнала с увеличением отношения  $E/p$  (см. рис. 4), а также при уменьшении расстояния между электродами (т.е. при уменьшении пути дрейфа электронов) при том же самом отношении  $E/p$ .

Для аргона наблюдаемые длительность и время нарастания выходного импульса меньше, чем для ксенона при идентичных условиях. Так, например, при  $p = 740 \text{ мм Hg}$ ,  $E = 440 \text{ в/см}$  время нарастания и длительность импульса в аргоне  $5 \cdot 10^{-6}$  сек и  $14 \cdot 10^{-6}$  сек, а для ксенона -  $7 \cdot 10^{-6}$  и  $30 \cdot 10^{-6}$  сек соответственно. Зависимость амплитуды светового выхода аргона от напряжения между пластинами, а следовательно от напряженности, представлена на рис. 5 ( $p = 684 \text{ мм Hg}$ ). В случае аргона мы не наблюдали экспоненциальной зависимости  $A=f(E)$ , как это было для ксенона. Причины такого различия неясны. Возможно, что в случае  $A_t$  при использованных нами напряженностях электрического поля еще не происходит значительного возрастания числа фотонов, возбуждаемых одним электроном, а амплитуда растет только за счёт сужения вспышки во времени.

Исследования амплитуды и формы импульса в зависимости от того, на каком из электродов помещается источник  $\alpha$ -частиц, и соотношения между пробегом регистрируемой частицы и расстоянием между пластинами, подтвердили справедливость описанного выше механизма усиления световой вспышки в сцинтилляторе.

Поскольку детектор предназначался для работы в сильных  $\gamma$ -полях, была изучена чувствительность детектора к  $\gamma$ -квантам. Характерной особенностью газового сцинтилляционного детектора, работающего в электрическом поле и находящегося в мощных  $\gamma$ -полях, является наложение световых вспышек от отдельных  $\gamma$ -квантов. При ширине импульсов порядка 5 мксек и потоках  $= 10^6 \gamma/\text{сек}$  на полную площадь детектора это приводит к значительному увеличению "амплитуды" импульсов от  $\gamma$ -квантов.

На рис. 6 приведена зависимость амплитуды импульсов от  $\alpha$ -частиц и  $\gamma$ -квантов от величины электрического поля в газе. Обращает на себя внимание более слабая зависимость для  $\gamma$ -квантов, что объясняется сужением во времени импульсов от отдельных  $\gamma$ -квантов с увеличением электрического поля и уменьшением вероятности наложений. Необходимо отметить, что приведенное на рис. 6 изменение "амплитуды" от  $\gamma$ -квантов определялось как изменение канала амплитудного анализатора, в котором регистрировалась заданная скорость счёта  $\gamma$ -квантов, постоянная для всех измеренных точек.

### III. Спектрометрия $\alpha$ -частиц с помощью газового сцинтилляционного детектора с электрическим полем

После создания детектора  $\alpha$ -частиц с большой площадью мишени были предприняты попытки выяснить возможности построения спектрометра  $\alpha$ -частиц на базе газового сцинтиллятора в электрическом поле. В случае естественных сцинтилляций наилучшее энергетическое разрешение было получено Сайерсом и  $Bu/10$ . Для точечного коллимированного источника  $\alpha$ -частиц полония-210 оно составляло 4%. Для протяженных источников излучения разрешение резко ухудшается, достигая 20% и более.

Помещение газового сцинтиллятора в электрическое поле приводит к увеличению световой вспышки на 1-2 порядка, в то же время статистический разброс амплитуд световых вспышек для моноэнергетических  $\alpha$ -частиц меняется мало: /11/

$$\delta_{\text{св.}} = \pm \sqrt{\frac{1}{N_0} + \frac{1}{a N_0}}$$

(здесь  $N_0$  - число первичных фотонов,  $a$  - коэффициент усиления при наложении электрического поля). Однако, если учесть, что коэффициент преобразования света в электроны на фотокатоде умножителя очень мал и это вносит существенный вклад в статистический разброс амплитуд электрических импульсов, то применение электрического поля позволяет отказаться от полного сбора света, заменив его равномерным сбором света со сцинтиллирующего объема.

В этом случае разброс амплитуд электрических импульсов на первом диноде составит

$$\delta = + \sqrt{\frac{I}{bc (N_0 + a N_0)}}$$

где  $b$  - коэффициент, учитывающий потери света при сборе на фотокатод,  $c$  - коэффициент преобразования света в электроны на фотокатоде.

Кроме того, использование электрического поля позволяет с помощью неоднородного электрического поля компенсировать худший вывод света с отдельных областей детектора большей напряженностью электрического поля в этих областях. Так, при однородном электрическом поле наблюдалась зависимость амплитуды выходного сигнала от положения точечного источника по оси, проходящей через центры двух противолежащих фотоумножителей ФЭУ-49. Наблюдаемую при этом неодинаковость сбора света с разных участков рабочего объема удалось компенсировать изгибом одной из пластин, благодаря зависимости амплитуды от напряженности электрического поля (см. рис. 7). При этом разрешающая способность спектрометра для плоского источника  $U - 235$  ( $\phi$  3,5 см) составила 13% в центре и 16% на краях, в то время как без изгиба пластины она была равна 25%.

Увеличение расстояния между пластинами до 8 см и использование четырех фотоумножителей для просмотра одного промежутка позволило получить при однородном поле 6,5%-ное разрешение для протяженного ( $\phi$  20 см)  $\alpha$ -источника урана без всякой коллимации. В этом случае сам источник был покрыт тонкой пленкой дифенилстильбена распылением в вакууме.

В случае использования газового сцинтиллятора в электрическом поле ограничение на разрешение накладывает тот факт, что амплитуда импульса зависит от угла вылета  $\alpha$ -частицы. Дальнейшее улучшение спектрометрических свойств возможно путем коллимации  $\alpha$ -частиц или ограничения телесного угла электронными схемами, использующими зависимость времени нарастания импульса от угла вылета  $\alpha$ -частицы. Некоторого улучшения можно достигнуть увеличением коэффициента отра-



жения стенками камеры и элементами конструкции. Необходимо также исключить влияние неоднородного поля на краях пластины.

### Л и т е р а т у р а

1. J.A.Northrop, J.C.Grusky, *Nucl.Instr.Meth.*, 3, 207 (1958).
2. T.Holstein, *Phys.Rev.*, 72, 1212 (1947); 83, 1159 (1951).
3. P.Avivi, S.G.Cohen, *Phys.Rev.* 108, 972 (1957).
4. A.J.Tavendale, *Rev.Sci.Instrum.* 32, 1399 (1961).
5. W.R.Bannett, *Thesis, Colubbia University, Report CU-195, 1959*.
6. C.A.N.Conde, A.J.P.L.Policarpo, *Diploma Report, University of Manchester, 1960*.
7. L.Koch, *These Ingenieur-Dochteur, N 620, Paris, 1959; Rapport C.E.A., N 1567, 1960*.
8. L.Koch, *C.R.Coll. Intern.Elec.Nucl. A,I.E.A. Masson, Paris, 1958*.
9. И.Квитек, Ю.П.Попов, К.Г.Родюнов. *Преприят ОИЯИ, 2890, Дубна, 1968, ПТЭ №2, 90, 1967*.
10. A.Sayers, C.S.Wu, *Rev.Sci.Instrum.*, 28, 758 (1957).
11. H.Peter, S.Unholzer, *Kernenergie, 9 Fahrgang, Helf 8 (260-261), 1966*.

Рукопись поступила в издательский отдел

31 мая 1968 года.

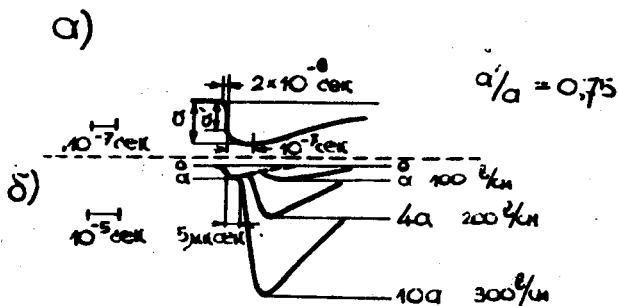


Рис. 1. Изменение формы сцинтилляционного импульса в ксеноне, вызываемое изменением напряженности электрического поля.

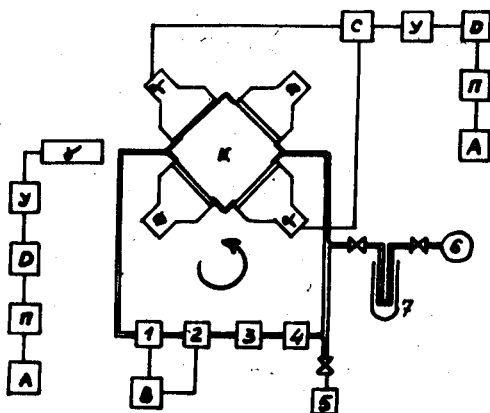


Рис. 2. Вакуумная часть и электроника детектора. 1 - ротационный насос; 2 - кальциевый очиститель; 3 - охладитель; 4 - ловушка кальциевой пыли; 5 - форвакуумный насос; 6 - баллон с ксеноном; 7 - азотная ловушка; К - газовый сцинтиллятор; а - фотоумножители, регистрирующие реакцию ( $\alpha, \alpha$ ); Ф - фотоумножители, регистрирующие фон; У - детектор  $\gamma$  - лучей; С - сумматор; у - усилитель; Д - дискриминатор; П - катодный повторитель; А - временной 1024-канальный анализатор; В - автоматика, регулирующая температуру С<sub>а</sub> - печи и включающая ротационный насос.

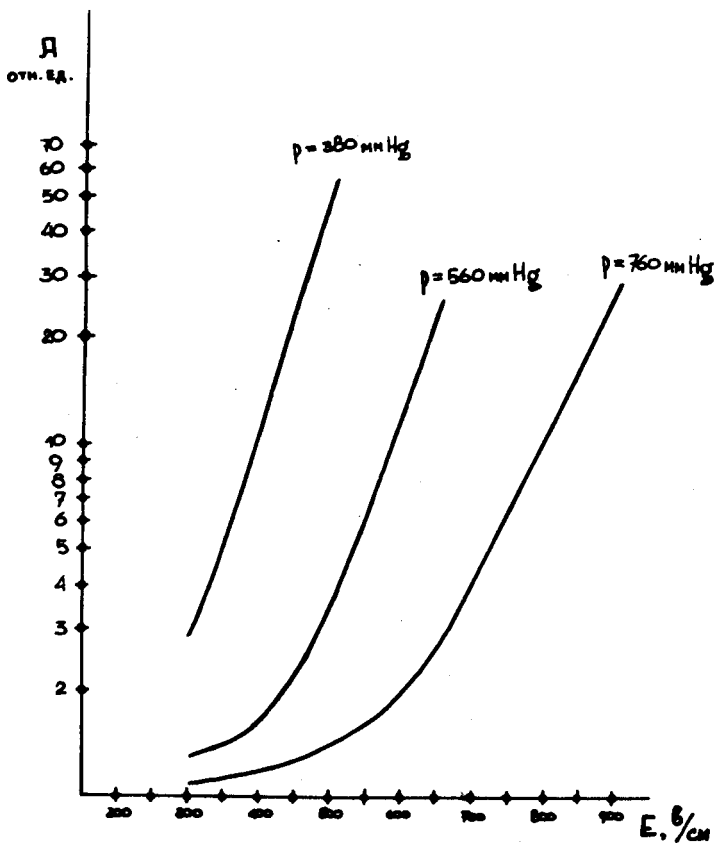


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления светового выхода в ксеноне от напряженности электрического поля.

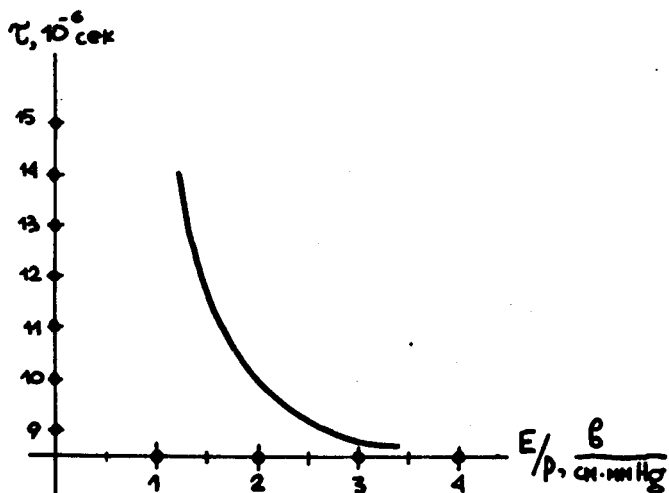


Рис. 4. Зависимость длительности выходного сигнала от отношения  $E/p$  в ксеноне.

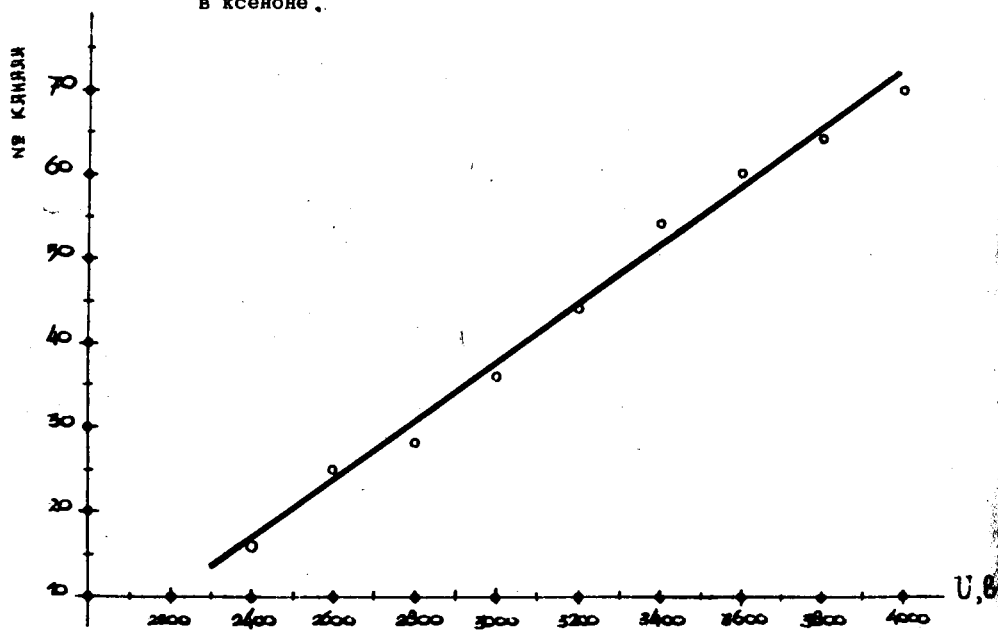


Рис. 5. Зависимость амплитуды светового выхода аргона от приложенного напряжения ( $p = 684 \text{ мм Hg}$ ).

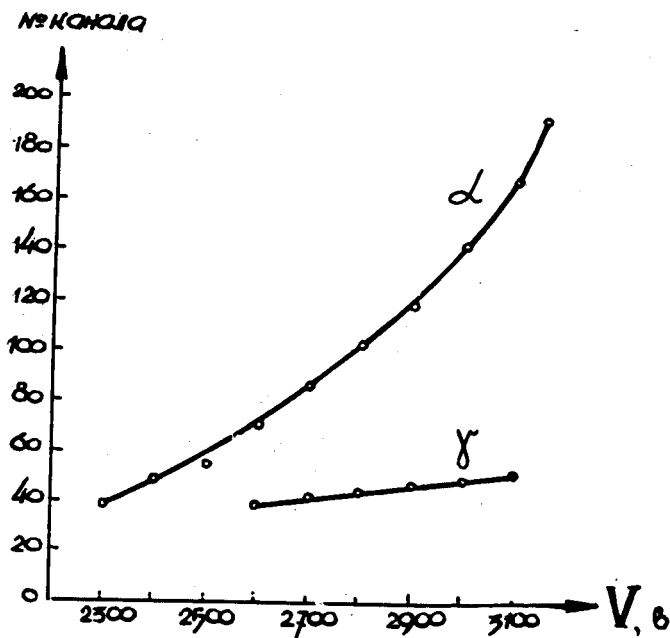


Рис. 6. Зависимость амплитуды светового выхода от приложенного напряжения: верхняя кривая для  $\alpha$  - частиц урана-235 с энергией  $E_{\alpha} = 4,5$  Мэв, нижняя для  $\gamma$  -квантов с энергией  $E_{\gamma} = 1,3$  Мэв и мощностью источника =  $10^8$   $\gamma$  /сек.

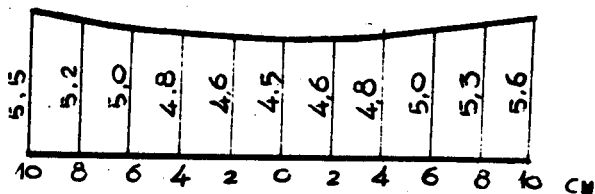


Рис. 7. Форма пластин - электродов для компенсации уменьшения сцинтилляционной вспышки при удалении источника от ФЭУ.