

11155

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



13/III-78

P13 - 11165

Г-79

1199/2-78

В.Г.Гребинник, В.Х.Додохов, В.А.Жуков,  
А.Б.Лазарев, А.А.Ноздрин,  
В.А.Столупин, В.И.Травкин

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ДЕТЕКТИРУЮЩИХ СВОЙСТВ СЧЕТЧИКА,  
ЗАПОЛНЕННОГО ТВЕРДЫМ КСЕНОНОМ

**1977**

P13 - 11165

В.Г.Гребинник, В.Х.Додохов,\* В.А.Жуков,  
А.Б.Лазарев, А.А.Ноздрин,  
Л.А.Столупин, В.И.Травкин

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ДЕТЕКТИРУЮЩИХ СВОЙСТВ СЧЕТЧИКА,  
ЗАПОЛНЕННОГО ТВЕРДЫМ КСЕНОНОМ

*Направлено в ЖЭТФ*



---

\* Институт ядерных исследований АН СССР.

Гребинник В.Г. и др.

P13 - 11165

Исследование детектирующих свойств счетчика, заполненного твердым ксеноном

Приводятся результаты исследования цилиндрического нитяного счетчика, заполненного твердым ксеноном. Установлено, что для твердого ксенона (так же, как для твердого аргона) характерен ионизационный режим работы. Найдено, что влияние рекомбинации и прилипания электронов на величину собираемого заряда в твердом ксеноне меньше, чем в жидком. Энергетическое разрешение счетчика, оцениваемое для наблюдаемого фотопика от гамма-квантов с энергией 662 кэВ, составляет ~ 15%.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Grebinnik V.G. et al.

P13 - 11165

Study of the Detecting Properties of a Counter Filled with Solid Xenon

The results of study of a cylindrical filamentary counter filled with condensed xenon are reported. It is established that the ionization regime of operation is characteristic of solid xenon (as well as for solid argon). It is found that the effect of recombination and a attachment of electrons upon a value of collected charge is less for a solid xenon as compared to a liquid one. The counter energy resolution estimated for the observed photopeak from the 662 keV gamma-quanta is approximately 15 percent.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Исследования электронных методов регистрации частиц в конденсированных инертных газах, которые на протяжении последнего десятилетия велись во многих лабораториях, в настоящее время уже приводят к созданию рабочих камер, заполненных жидким аргоном и ксеноном<sup>1-4</sup>. Интерес к таким детекторам в значительной мере продиктован большой плотностью конденсированного вещества и возможностью осуществления в нем устойчивого ионизационного режима работы. Кроме того, анализ структуры энергетических зон кристаллов инертных газов и экспериментальные результаты, полученные для жидких аргона и ксенона<sup>5,6/</sup>, показывают, что такие характеристики, как средняя энергия образования пары ионов и фактор Фано, определяющие энергетическое разрешение ионизационных детекторов, имеют в конденсированных инертных газах /особенно, в ксеноне/ существенно меньшее, чем в газовой фазе, значение. Соответствующие оценки<sup>6/</sup> позволяют предполагать, что энергетическое разрешение детекторов на конденсированных инертных газах должно быть лучше, чем сцинтилляционных счетчиков, и сравнимо с разрешением полупроводниковых детекторов.

Попытки получить пропорциональное размножение электронов в конденсированных аргоне и ксеноне дали удовлетворительные результаты только для жидкого ксенона. В работах<sup>7-9</sup> наблюдалось размножение электронов в цилиндрическом счетчике, заполненном жидким ксеноном, вблизи тонкой /несколько микрон/ нити. Коэффициент пропорционального размножения при этом достигал величины, близкой к 100.

В значительно меньшей степени изучена работа детекторов на основе твердых аргона и ксенона. Такие детекторы могут иметь преимущества за счет большей электрической и механической прочности кристаллов инертных газов, а также использоваться при специфических экспериментальных условиях, например в качестве электронного детектора, расположенного внутри жидководородной пузырьковой камеры и обеспечивающего связь между событиями в камере и внешними устройствами<sup>10/</sup>.

Что касается возможности пропорционального размножения электронов в кристаллических инертных газах, то в опубликованной нами ранее работе<sup>11/</sup>, а также в работе<sup>12/</sup> не было обнаружено такое  $\sim 150/$  размножение электронов в твердом аргоне, о котором сообщалось в работе<sup>13/</sup>. Мы обнаружили, что в твердом аргоне происходит усиление только части импульсов, вклад которых в амплитудное распределение незначителен и, как правило, не превышает 30%.

В настоящей работе проводилось исследование детектирующих свойств счетчика, заполненного твердым ксеноном и, в частности, выяснялась возможность пропорционального размножения в нем.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Описанный ранее<sup>14/</sup> счетчик с катодом диаметром 6 мм и анодом, в качестве которого служила золоченая вольфрамовая нить диаметром 10 мкм, помещался в термостат, где охлаждался потоком паро-жидкостной азотной смеси до температуры на 2-3 градуса ниже температуры кристаллизации.

Счетчик облучался пучком гамма-квантов от источников  $^{137}\text{Cs}$  /  $E_\gamma = 662 \text{ кэВ}$ /. В зависимости от интенсивности источника и геометрии облучения скорость счета составляла от 30 до  $3 \cdot 10^3$  имп/с.

Калибровка электронного тракта<sup>11/</sup> производилась от генератора через дозирующую емкость предусилителя. Эквивалентный заряд шумов аппаратуры с подсоединенным счетчиком при суммарной входной емкости  $\sim 15 \text{ пФ}$

составлял около  $0,22 \cdot 10^{-15} \text{ Кл}$ . Точность калибровки оценивалась по амплитудным спектрам, полученным для заполненного газообразным ксеноном счетчика, который работал в обычном ионизационном и пропорциональном режиме и облучался при этом различными источниками гамма-квантов. Оба метода давали значения амплитуд, совпадающие в пределах 2%.

Используемый нами ксенон "особой" чистоты /99,996%/ перед конденсацией предварительно пропускался через систему очистки, которая включала ловушку для вымораживания паров воды, охлаждаемую до  $-90^\circ\text{C}$ , и камеру, содержащую кальцевую стружку при температуре  $-600^\circ\text{C}$ .

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Различными авторами<sup>7,9,15/</sup> отмечались трудности, возникающие при очистке ксенона от электроотрицательных примесей. По-видимому, в отличие от аргона, для ксенона очистка кальцием не являлась достаточно эффективной. Присутствие в жидком ксеноне примесей приводило к тому, что амплитудные спектры, снятые для заполненного жидким ксеноном счетчика, были сильно размыты и не имели каких-либо характерных деталей, которые позволяли бы сделать определенный вывод о величине собираемого заряда. При кристаллизации, однако, величина импульсов резко возрастала, примерно в 3 раза превышая максимальную амплитуду сигнала в жидком ксеноне. Заполненный твердым ксеноном счетчик во всех случаях имел хорошо воспроизводимые характеристики. Увеличение амплитуды импульсов  $V_T$  в твердой фазе по сравнению с ее величиной  $V_{\text{ж}}$  для жидкой фазы наблюдается и при заполнении счетчика конденсированным аргоном. В этом случае отношение  $V_{\text{ж}}/V_T$  зависело от степени чистоты используемого аргона, увеличиваясь с его чистотой. При достаточной степени чистоты / $\sim 10^{-7}$  объемных частей/ величины выходных импульсов в жидком и твердом аргоне были практически одинаковыми.

На рис. 1 приводятся типичные амплитудные спектры, полученные для счетчика, заполненного твердым ксеноном. Как видно из рисунка, в приведенном амплитудном распределении можно выделить две характерные особенности: пик, соответствующий фотоэлектронам, образованным гамма-квантами с энергией 662 кэВ, который размывается при напряжениях, близких к пробивному / $\sim 4,5 \pm 5$  кВ/, и протяженный "хвост" импульсов больших амплитуд, похожий на тот, который наблюдался

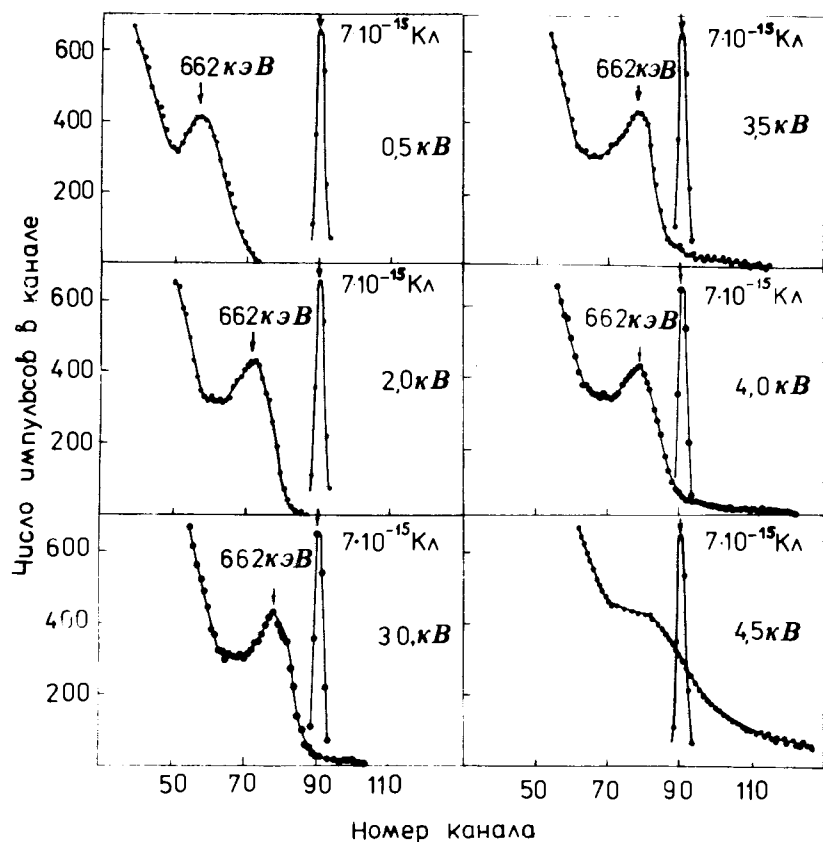


Рис. 1. Амплитудные распределения импульсов от гамма-квантов  $^{137}\text{Cs}$  для счетчика, заполненного твердым ксеноном. /Узкий пик справа соответствует калибровочному сигналу от генератора/.

в спектрах для счетчика, заполненного твердым аргонем  $^{41}\text{Ar}$ . Величина и интенсивность импульсов с большими амплитудами заметно возрастают с ростом напряжения на счетчике. Максимальная амплитуда импульсов, наблюдавшаяся при самых высоких напряжениях, близких к пробивному, достигала величины, примерно в 100 раз превышающей амплитуду ионизационных импульсов, соответствующих фотопику в амплитудном распределении. Интенсивность импульсов с большими амплитудами и их величина с течением времени заметно уменьшались, в то время как основной спектр, характеризуемый наблюдаемым пиком, не претерпевал заметных изменений за время облучения счетчика, находящегося под определенным напряжением в течение нескольких часов. Характер изменения спектра импульсов, так же как и счетной характеристики, при повышении и снижении напряжения был такой же, как и для счетчика с твердым аргонем /рис. 6 в работе  $^{11}$ /.

На рис. 2 приводится амплитудная характеристика счетчика, точки которой соответствуют положению фотопика при различных напряжениях. Как видно из рисунка,

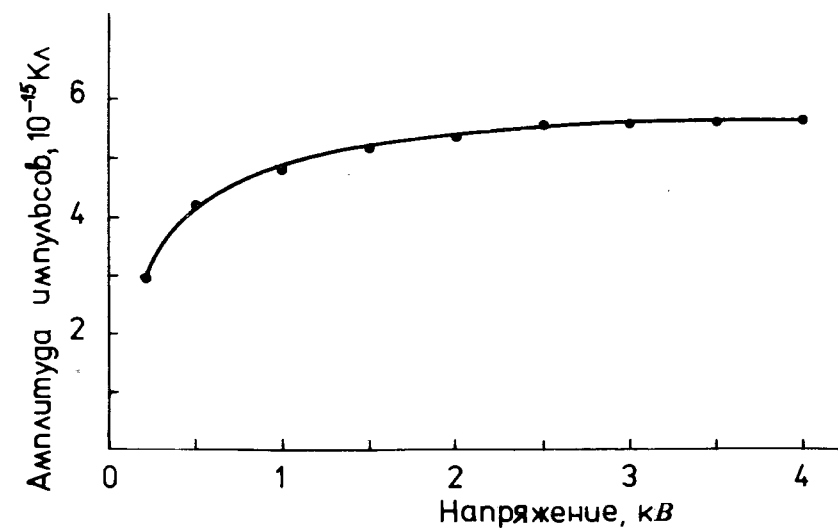


Рис. 2. Амплитудная характеристика счетчика, заполненного твердым ксеноном.

для напряжений выше 3 кВ амплитуда ионизационных импульсов слабо зависит от приложенного к счетчику напряжения /практически кривая выходит на насыщение/.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из амплитудной кривой, для счетчика, заполненного твердым ксеноном, так же как и для счетчика с твердым аргоном, характерным является ионизационный режим работы. Усиление незначительной части импульсов до амплитуд  $\sim 10^{12}$  Кл можно объяснить существованием вблизи нити микрообластей, в которых возможно размножение электронов. Предположительно, это могут быть микрокристаллические области с совершенной структурой, в которых может существовать размножение, а также микрополости, заполненные газообразным ксеноном, куда выходят электроны из твердого ксенона с последующим размножением в газовой фазе.

Сравнение амплитуды импульсов в твердых и жидких инертных газах позволяет сделать вывод о том, что, по-видимому, в кристаллах захват электронов примесями при дрейфе к аноду оказывает меньшее влияние на величину выходного сигнала, чем в жидкостях.

Полагая, что в твердых инертных газах прилипание электронов к примесям не влияет существенно на амплитуду импульса, мы оценили коэффициент рекомбинации электронов в твердом ксеноне, аппроксимируя амплитудную характеристику /рис. 2/ выражением, полученным следующим образом. Для оценки рекомбинации в конденсированных инертных газах часто используется формула<sup>5,16,17</sup>:

$$Q_1(r) = Q_0 / [1 + K/E(r)],$$

где  $Q_1(r)$  - избежавший рекомбинации электронный заряд,  $Q_0$  - первоначальный заряд электронов, образованных на расстоянии  $r$  от анода одним отдельным фотоэлектроном,  $K$  - коэффициент рекомбинации,  $E(r) = U / [r \ln(R_k/R_a)]$  - напряженность электрического

поля,  $U$  - приложенное к счетчику напряжение,  $R_k$ ,  $R_a$  - радиусы катода и анода.

Наблюдаемая в твердом ксеноне<sup>15/</sup> подвижность положительных ионов /дырок/  $He^+$ , равная примерно  $2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , значительно меньше подвижности электронов. Поэтому можно пренебречь вкладом в выходной импульс заряда, индуцированного на аноде положительными ионами за время собирания  $\sim 1$  мкс. Заряд, индуцированный на аноде электронами, равен

$$Q_2(r) = Q_1(r) \cdot \frac{\ln(r/R_a)}{\ln(R_k/R_a)}. \quad /1/$$

Усредняя это выражение по всем положениям фотоэлектронов, мы получим средний заряд, соответствующий пику в амплитудном распределении:

$$Q_3 = \frac{1}{R_k} \int_{R_a}^{R_k} \frac{Q_0}{1 + K/E(r)} \cdot \frac{\ln(r/R_a)}{\ln(R_k/R_a)} \cdot dr. \quad /2/$$

При этом распределение значений  $r$ , определяющих положение фотоэлектрона, полагаем равномерным, так как ослабление пучка гамма-квантов с энергией 662 кэВ вдоль диаметра счетчика незначительно.

Для определения входящего в /2/ начального заряда  $Q_0 = E_{\phi} \cdot e/W$ , образованного в твердом ксеноне фотоэлектроном с энергией  $E_{\phi}$ , необходимо знать среднюю энергию образования пары ионов  $W$ . Экспериментальные данные о величине  $W$  в твердых инертных газах в настоящее время отсутствуют. Полученное для жидкого ксенона экспериментальное значение, равное 15,6 эВ, хорошо согласуется с теоретическим значением 15,4 эВ<sup>6/</sup>. Приведенная величина была оценена на основе уравнения энергетического баланса, использованного Платцманом в работе<sup>18/</sup>. Как известно, в среде энергия ионизирующей частицы распределяется на ионизацию, возбуждение и кинетическую энергию электронов ионизации. Уравнение энергетического баланса имеет вид

$$E_{\phi} = \bar{N}_i \cdot \bar{E}_i + \bar{N}_{ex} \cdot \bar{E}_{ex} + \bar{N}_i \cdot \bar{e}_i,$$

где  $\bar{N}_i$  - конечное число свободных электронов, имеющих среднюю кинетическую энергию  $\bar{e}_i$ ,  $\bar{E}_i$  - средняя

энергия ионизации,  $\bar{N}_{ex}$  - среднее число возбужденных атомов,  $\bar{E}_{ex}$  - средняя энергия возбуждения.

Отсюда следует, что

$$W = \frac{E_{\Phi}}{\bar{N}_i} = \bar{E}_i + \bar{E}_{ex} \cdot \left( \frac{\bar{N}_{ex}}{\bar{N}_i} \right) + \bar{\epsilon}_i.$$

Входящие в это выражение величины можно оценить, используя имеющиеся данные о спектрах поглощения<sup>19,20</sup> и зонной структуре<sup>21</sup> кристаллов инертных газов. Так, в качестве  $\bar{E}_i$  используется среднее значение энергии запрещенной зоны  $\sim 10,5$  эВ. Значения  $\bar{E}_{ex}$  и  $\bar{N}_{ex}/\bar{N}_i$ , равные соответственно 8,4 эВ и 0,06, оцениваются в оптическом приближении на основе спектра поглощения кристаллического ксенона. Энергия конечных электронов  $\epsilon_i$  в твердом ксеноне, равная 4,4 эВ, определяется в соответствии с моделью Шокли<sup>22</sup>, которая используется при оценке средней энергии образования пары в полупроводниковых материалах, а именно

$$\bar{\epsilon}_i = \int_0^{E_1} E (dN/dE) dE / \int_0^{E_1} (dN/dE) dE.$$

Здесь предполагается, что электроны распределены в зоне проводимости пропорционально плотности состояний  $dN/dE$  и  $E_1$  - энергия нижнего экситонного состояния.

Используя в качестве средней энергии образования пары в твердом ксеноне значение 15,4 эВ, мы оценили коэффициент рекомбинации электронов  $K$ , аппроксимируя амплитудную характеристику выражением /2/. Представленный в /2/ интеграл брался численно, при этом для коэффициента рекомбинации было получено значение, равное  $187 \pm 8$  В/см, что меньше его значения  $K = 410 \pm 30$  В/см для жидкого ксенона<sup>5</sup>.

Энергетическое разрешение, оцениваемое как отношение полной ширины на полувысоте наблюдаемого пика в кэВ к энергии 662 кэВ, составляет для исследуемого счетчика  $\sim 15\%$ , что несколько хуже разрешения сцинтилляционных счетчиков. Большая плотность

вещества в цилиндрическом счетчике должна приводить к ухудшению разрешения в основном из-за увеличенной рекомбинации в области малых полей в объеме счетчика. При этом должен возрастать вклад низкоэнергетической части фотопика, вследствие чего проявляется явная его асимметрия. По-видимому, используя другую геометрию /например, применяя плоскую камеру с сеткой аналогично<sup>15</sup>/, можно существенно улучшить энергетическое разрешение детекторов на твердом ксеноне.

## ВЫВОДЫ

1. Как следует из приведенных выше результатов, для счетчика, заполненного твердым ксенонном, так же как и для счетчика с твердым аргоном, характерен устойчивый ионизационный режим работы. В твердом ксеноне, так же как и в твердом аргоне, не удалось наблюдать пропорционального размножения электронов.

2. Сравнение амплитуд импульсов в твердых и жидких инертных газах указывает на то, что, по-видимому, в твердой фазе захват электронов примесями оказывает на величину выходного сигнала меньшее влияние, чем в жидкой фазе. Это может давать определенные преимущества, в частности снижение требований к чистоте используемого газа, что может иметь значение при создании детекторов большого объема.

3. Оценка коэффициента рекомбинации электронов в твердом ксеноне дает для него значение  $187 \pm 8$  В/см, что меньше его величины в жидком ксеноне.

4. Энергетическое разрешение счетчика, полученное нами для гамма-квантов с энергией 662 кэВ в твердом ксеноне, равное  $\sim 15\%$ , сопоставимо с разрешением сцинтилляционных счетчиков. По-видимому, после улучшения геометрии камеры и, возможно, чистоты используемого газа, можно рассчитывать на улучшение энергетического разрешения счетчика, заполненного твердым ксенонном.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить Б.М.Понтекорво и А.Ф.Писарева за неизменный интерес к данной работе, а также Е.Н.Русакова за помощь при монтаже аппаратуры.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Willis W.J., Radeka V. Nucl. Instr. and Meth., 1974, 120, p.221.
2. Engles e a., Nucl. Instr. and Meth., 1974, 120, 157.
3. Derenzo S.E. e a., Nucl. Instr. and Meth., 1974, 122, 319.
4. Zaklad H., Derenzo S.E. e a., IEEE Trans.NS-19, 1972, 3, 206.
5. Shibamura e a., Nucl. Instr. and Meth., 1975, 131, 249.
6. Doke T., e a., Nucl. Instr. and Meth., 1976, 134, 353.
7. Muller R.A. e a., Phys. Rev. Lett., 1971, 27, 532.
8. Prunier J. e a., Nucl. Instr. and Meth., 1973, 109, 257.
9. Miyajima e a., Nucl. Instr. and Meth., 1976, 134, 403.
10. Cobb J.H. e a., Nucl. Instr. and Meth., 1977, 141, 433.
11. Гребинник В.Г. и др. ЖЭТФ, 1976, 71, с. 417.
12. Shibamura e a., Bull. of Sc. and Eng. Research. Lab. Waseda Univ., 1975, 69, 104.
13. Писарев А.Ф., Писарев В.Ф., Ревенко Г.С. ЖЭТФ, 1972, 63, с. 1562.
14. Гребинник В.Г. и др. ОИЯИ, P13-10552, Дубна, 1977.
15. Miller L.S. e a., Phys. Rev., 1968, 166, 871.
16. Marshall J. Rev. Sci. Instr., 1954, 25, 232.
17. Derenzo S.E., e a., Phys. Rev., 1974, A9, 2582.
18. Platzman R.L. Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1961, 10, 116.
19. Baldini G., Phys. Rev., 1962, 128, 1562.
20. Keitel G. Interner. Bericht. DESY, 1970, F41-70/7; Schreiber P. Interner. Bercht. DESY, 1970, F41-70/5.
21. Rossler U. Physica Status Solidi (b). 1971, 45, 483. Rare Gas Solids (ed. M.L. Klein and J.A. Venables), Academic Press., 1976, v.1.
22. Shockley W. Czech J. Phys., 1961, B11, 81.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 декабря 1977 года.