

СЗУЧ.1а

Р-984

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

67/2-73



2/1  
P13 - 6682

В.Д.Ряцков

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

КОНДЕНСИРОВАННЫЕ ИНЕРТНЫЕ ГАЗЫ  
КАК РАБОЧИЕ СРЕДЫ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ  
ПРИБОРОВ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1972

P13 - 6682

В.Д.Рябцов

КОНДЕНСИРОВАННЫЕ ИНЕРТНЫЕ ГАЗЫ  
КАК РАБОЧИЕ СРЕДЫ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ  
ПРИБОРОВ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В настоящее время многие лаборатории мира ведут разработки новых детекторов частиц на основе конденсированных инертных газов  $Ar$  и  $Xe$  <sup>/1-6/</sup>. Полученные результаты позволяют надеяться, что уже в ближайшее время будут созданы приборы, способные служить средством, а не предметом исследований.

В настоящей работе рассматриваются потенциальные возможности конденсированных газов  $Ar$  и  $Xe$  как рабочих сред приборов для амплитудной спектрометрии частиц высоких энергий.

Известно, что ионизационные измерения дают большую информацию о свойствах частиц и их кинематических характеристиках. В ядерной спектрометрии основными детекторами являются полупроводниковые детекторы ионизирующих излучений /ППД/, работающие в режиме ионизационной камеры. Основные достоинства ППД <sup>/7/</sup> следующие:

1. Высокое энергетическое разрешение, которое превосходит разрешение сцинтилляционных счетчиков и газовых ионизационных камер.

2. Линейность характеристики в большом диапазоне энергий.

В экспериментальной физике высоких энергий ППД не нашли широкого применения по целому ряду причин как технического, так и экономического характера.

“Идеальный” материал, который мог бы применяться в качестве рабочих сред ионизационных спектрометрических приборов физики высоких энергий, можно характеризовать следующими свойствами <sup>/8/</sup> :

1. Большие подвижности носителей - для получения малого времени нарастания импульса.

2. Большая длина дрейфа носителей - для уменьшения потерь носителей, образующих сигнал, и исключения поляризационных эффектов.

3. Малая концентрация свободных носителей зарядов - для получения минимальных токовых шумов.

4. Малое значение средней энергии  $\omega$ , расходуемой на образование пары носителей, что обеспечивает небольшую предельную величину энергетического разрешения прибора.

5. Высокий атомный номер - для эффективной регистрации  $\gamma$ -квантов.

6. Возможность получения однородных объемов рабочего вещества любой желаемой формы и любого размера. "Излишне говорить, что такого материала не существует" /8/.

Рассмотрим свойства конденсированных газов  $Ar$  и  $He$  и степень приближения их к свойствам "идеального" материала.

Скорость дрейфа электронов в области сильного поля /несколько кв/см/ не зависит от напряженности поля и составляет: /9-10/

жидкий  $Ar$   $v \approx 0,4 \cdot 10^6$  см/сек,

твердый  $Ar$   $v \approx 1 \cdot 10^6$  см/сек,

жидкий  $He$   $v \approx 0,3 \cdot 10^6$  см/сек,

твердый  $He$   $v \approx 0,6 \cdot 10^6$  см/сек.

Скорость дрейфа положительных носителей на несколько порядков меньше. Таким образом, ионизационные спектрометрические приборы должны работать в электронно-импульсном режиме - в этом случае можно получить приемлемые временные характеристики. Время сбора электронов с 1 мм составляет  $\approx 10^{-7}$  сек /кристаллический аргон/ - это позволяет регистрировать до  $2 \cdot 10^4$  час/сек, при наложении сигналов менее, чем 1%.

Работа в электронно-импульсном режиме приводит, как известно, к индукционному эффекту - зависимости амплитуды сигнала от места прохождения частицы /11/. Однако в случае плоскопараллельной геометрии камер при регистрации частиц, проходящих через счетчик ( $\frac{dE}{dx}$ ), индукционный эффект не приводит к ухудшению энергетического разрешения /8,12/.

Длина дрейфа электронов в конденсированных инертных газах зависит от наличия электроотрицательных примесей - кислорода, углеводородов и др. В экспериментах с ионизационной камерой на твердом  $Ar$  был получен 100%-ный сбор электронов с треков  $\pi^-$ -мезонов, длина дрейфа при этом составляла не менее 7,5 мм /11/. Примесь кислорода -  $O_2$  является основным "захватчиком" электронов - была равна  $\approx 10^{-3}$  %. Техника тонкой очистки инертных газов позволяет выбирать  $O_2$  до уровня  $10^{-5} - 10^{-6}$  % /13/, т.е. возможно получение высокочистых газов, где длина дрейфа электронов будет сколь угодно большой.

Свободные носители в конденсированных газах, очевидно, практически отсутствуют /1,14/.

Удельное сопротивление жидкого Ar равно  $\approx 10^9$  ом/см. Ширина запрещенной зоны кристаллического Ar  $\approx 14$  эв, кристаллического Xe - 9 эв.

В случае полного поглощения частицы число пар ионов флюктуирует при фиксированной энергии:

$$\Delta N = \sqrt{\frac{E}{\omega}} \cdot F ,$$

где  $E$  - энергия частицы,  $\omega$  - энергия, затрачиваемая на образование пары ионов,  $F$  - фактор Фано, учитывающий зависимость актов ионизации /15/. При регистрации протонов с  $E = 500$  Мэв в аргоне флюктуации будут равны  $\pm 3 \cdot 10^3$  пар, или 75 кэв /  $\omega \approx 25$  эв /11/,  $F \approx 0,5$  - это предельная величина энергетического разрешения, которая может быть достигнута.

Атомный номер Ar - 18, Xe - 54.

Ясно, что для эффективной регистрации  $\gamma$ -квантов и электронов высоких энергий наиболее перспективным является ксенон /16/.

Получение однородных объемов рабочего вещества больших размеров и любых форм, очевидно, не связано с принципиальными трудностями, особенно в случае жидкости - газ конденсируется и заполняет объем детектора. Отметим также, что конденсированные Ar и Xe имеют относительно малую величину диэлектрической проницаемости  $\epsilon < 2$  /для германия  $\epsilon \approx 16$ / - это позволяет делать счетчики с большими рабочими площадями и малыми междуэлектродными расстояниями /16/.

Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные говорят о больших потенциальных возможностях конденсированных Ar и Xe, как рабочих сред спектрометрических приборов физики высоких энергий.

### Литература

1. R.Y. Deshpande, R. Ramanna. Proc. Nucl. Phys. and Solid State Phys. Symp., Univ. Roorkee, 1969, vol. 2, S.1, s.a., 251.
2. A. Riegler, J. Phys. (Brit. J. Appl. Phys.), 1969, D2, No 10, 1423.
3. R.A. Muller et al. Preprint UCRL-20811, 1971.

4. Б.А. Долгошеин и др. Препринт ОИЯИ, P1-6245, Дубна, 1972.
5. А.Ф. Писарев, В.Ф. Писарев, Г.С. Ревенко. Препринт ОИЯИ, P13-6450, Дубна, 1972.
6. Е.А. Кушниренко, А.Г. Чилингаров. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, том. I, Дубна, 1971.
7. Ю.К. Акимов, А.И. Калинин, В.Ф. Кушнирук, Х. Юнгклауссен, Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение, Атомиздат, 1967.
8. Дж. Дирнли, Д. Нортрон. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений, "Мир", М, 1966.
9. L. S. Miller, S. Howe and W. E. Spear. *Phys. Rev.* vol. 166 (3), 871, 1968.
10. В.Д. Рябцов, Е.А. Силаев. Сообщение ОИЯИ P13-5402, Дубна, 1970.
11. Л.Б. Голованов, В.Д. Рябцов, Е.А. Силаев, А.П. Цвинев. Сообщение ОИЯИ P13-5404, Дубна, 1970.
12. Ю.В. Куликов, Н.И. Малашкевич, В.Д. Рябцов, Е.А. Силаев. Сообщение ОИЯИ, P13-5403, Дубна, 1970.
13. H. Zaklad. Preprint UCRL-20690, 1971.
14. G. Baldini. *Phys. Rev.* 128, 1562 (1962).
15. U. Fano. *Phys. Rev.* 72, 26, 1947.
16. Ю.В. Куликов, В.Д. Рябцов, Е.А. Силаев. Сообщение ОИЯИ, P13-6541, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 августа 1972 года.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  $Az$  и  $Xe$

Характеристика	$Az$	$Xe$
I Атомный номер, $Z$	18	54
2 Атомный вес, $A$	39,9	131,3
3. Плотность газа при $0^{\circ}C$ и I атм, г/л	1,784	5,897
4. Плотность $\rho$ ; г/см <sup>3</sup>		
а) жидкий	1,4	3,0
б) твердый	1,6	3,5
5. Газ/жидкость, отношения объемов	784	519
6. Температура кипения при I атм, $C^{\circ}$	- 185,9	-108,1
7. Температура плавления при I атм, $C^{\circ}$	- 189,3	- 111,8
8. Критическая энергия (без учёта эффекта плотности), мэв	11	34
9. Радиационная длина $\chi_0$ , см		
а) жидкий	14,0	2,8
б) твердый	12,0	2,4
10. Молярская длина $\chi_m$ , см.		
а) жидкий	8,6	5,3
б) твердый	7,4	4,6
II. Диэлектрическая проницаемость, $\epsilon$	< 2	< 2