

A-187

13/VI-62

СООБЩЕНИЕ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНОЙ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубли

13 - 4391

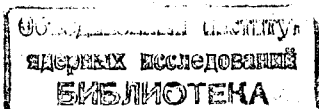
В.В.Авдейчиков, Г.Ф.Гриднев, О.В.Ложкин,
Н.А.Перфилов

О ПРЕДЕЛЬНОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ
РАЗРЕШЕНИИ ТОНКИХ ДЕТЕКТОРОВ
ТИПА $\frac{dE}{dx}$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ
 α -ЧАСТИЦ 5-9 МЭВ

В.В.Авдейчиков,^{x)} Г.Ф.Гриднев, О.В.Ложкин,^{x)}
Н.А.Перфилов^{x)}

О ПРЕДЕЛЬНОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ
РАЗРЕШЕНИИ ТОНКИХ ДЕТЕКТОРОВ
ТИПА $\frac{dE}{dx}$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ
 α -ЧАСТИЦ 5-9 МЭВ

^{x)} Радиевый Институт им. В.Г. Хлопина.



7818/2 49

1. Введение

Как известно, предельное энергетическое разрешение детекторов типа dE/dx определяется флуктуациями ионизации, создаваемой заряженной частицей, проходящей чувствительную область детектора. Для случая, когда ионизационные потери частицы, проходящей толщину вещества Δx , много меньше ее начальной энергии и можно пренебречь изменением ее скорости (причем по абсолютной величине $v \gg \frac{e^2}{\hbar}$), существует точное решение задачи о распределении ионизационных потерь, полученное Вавиловым^{/1/} и являющееся обобщением известного распределения Ландау^{/2/}. В работе^{/3/} формула Вавилова была уточнена в плане учета далеких соударений частицы с электронами, связанными в атомах тормозящего вещества. Соответствующие функции распределения протабулированы в работах^{/4,5/} и достаточно хорошо совпадают с экспериментом.

Однако существует одна важная для экспериментальных исследований область, в которой не могут быть использованы упомянутые выше вычисления, а именно - область сравнительно небольших энергий заряженных частиц и достаточно больших Δx . Это связано как с отсутствием точной теории энергетических потерь заряженных частиц при небольших скоростях, так и с необходимостью учитывать в расчете изменение скорости частицы на пути Δx .

Поэтому в настоящее время только надежные экспериментальные данные могут обеспечить получение реалистической информации в этой области, которая совершенно необходима, например, в связи с развитием метода dE/dx и E -детекторов для идентификации частиц - продуктов ядерных реакций.

В данной работе проведено изучение флюктуаций энергетических потерь в тонких кремниевых детекторах типа dE/dx для получения основных характеристик функций распределения энергетических потерь α -частиц с энергией в диапазоне 5–9 Мэв при толщине детекторов 10–40 мкм.

II. Методика эксперимента

В работе были использованы плоскопараллельные поверхностнобарьерные детекторы, изготовленные в Радиовом институте им. В.Г. Хлопина. Использованная технология позволила изготовить детекторы с высокой степенью однородности толщины ($\approx 0,1 - 0,2$ мкм по рабочей площади), исключительно малыми мертвыми зонами ($\leq 0,1$ мкм) и малыми обратными токами при достижении обедненной зоны заднего контакта. На рис 1 показаны обратные ветви вольт-амперных характеристик некоторых использованных в работе детекторов. Там же для сравнения приведена характеристика детектора толщиной 12 мкм из работы /6/.

Измерение разрешающей способности детекторов на прохождение проводилось с помощью спектрометрических источников α -частиц ^{148}Gd ($E_\alpha = 3,183$ Мэв), ^{226}Ra ($E = 4,777$ Мэв, 5,486 Мэв, 5,998 Мэв и 7,680 Мэв), ^{241}Am ($E_\alpha = 5,482$ Мэв) и ^{228}Th (использовалась линия с $E_\alpha = 8,786$ Мэв). С помощью этих же α -источников измерялась толщина испытываемых детекторов, точность измерений составляла $\pm 0,2$ мкм. В эксперименте применялась стандартная электронная аппаратура, разработанная для полупроводниковых детекторов в ЛЯР ОИЯИ. Спектр регистрировался на многоканальном амплитудном анализаторе АИ-4096. Линейность аппаратуры, положение нуля амплитудно-цифрового преобразователя и стабильность контролировались генератором точной амплитуды. Полуширина сигнала от генератора, включенного на вход предусилителя при подключенном детекторе, составляла величину ≈ 25 кэв, что в общем дает незначительный вклад в общую полуширину энергетического

распределения ионизационных потерь. Калибровка аппаратуры проведена с помощью источников α -частиц ^{148}Gd и ^{228}Th (последний имеет широкий диапазон энергий α -частиц от $E_\alpha = 5,342$ Мэв до $E_\alpha = 8,786$ Мэв). Все измерения проведены при вакууме $\approx 10^{-2}$ мм рт. ст. Измерение проводилось на телескопе, состоящем из детектора dE/dx и детектора полного поглощения. Альфа-частицы от упомянутых источников с толщиной (полная ширина на половине высоты α -линии) ≈ 15 кэв падали на детектор dE/dx с расходимостью $\approx 7^\circ$. Такой угол был выбран во избежание влияния эффекта каналирования^{/7/} на величину ионизационных потерь ΔE и на величину остаточной энергии $E - \Delta E$, замеряемую детектором полного поглощения с энергетическим разрешением ≈ 40 кэв, расположенным вплотную за детектором dE/dx . Пучок α -частиц падал в направлении, близком к направлению оси (III) кремниевой пластины.

Детектором на полное поглощение измерялось положение пика полной энергии E на шкале анализатора до и после помещения детектора dE/dx , и по замеренному сдвигу α -линий определялась величина энергии ΔE , поглощенная в детекторе dE/dx и толщина детектора. При измерениях использовалось соотношение между пробегом и энергией α -частиц в кремнии из работы^{/8/}.

III. Экспериментальные результаты и обсуждение

Экспериментальное исследование было проведено на детекторах типа dE/dx с толщиной 10,0; 13,3; 23,1; 26,2 и 39,2 мкм, которые имели площадь рабочей поверхности 80 мм^2 (за исключением детектора 10,0 мкм, рабочая площадь которого была уменьшена до 12 мм^2 для сохранения шумов предусилителя на том же уровне, что и в случае более толстых детекторов).

Полученное экспериментальное распределение величины для детекторов толщиной 10,0 и 23,1 мкм для $E_\alpha = 5,482$ Мэв приведено на рис.2. Здесь же сплошной линией показано распределение Гаусса, нормированное по максимуму распределения ΔE со значением σ , взятым из экспериментальной полуширины соответствующего распределения ΔE . Распре-

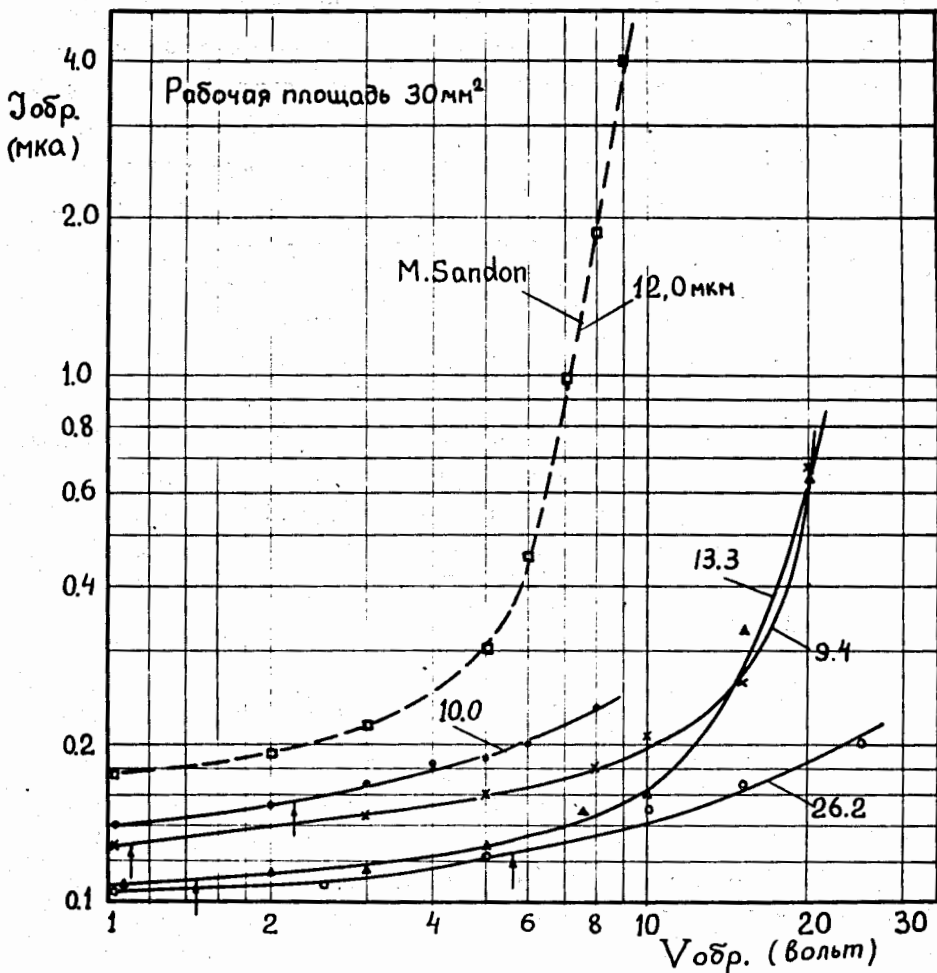


Рис.1. Обратные ветви вольт-амперных характеристик детекторов типа dE/dx . Цифры у стрелок обозначают толщину детекторов в мкм.

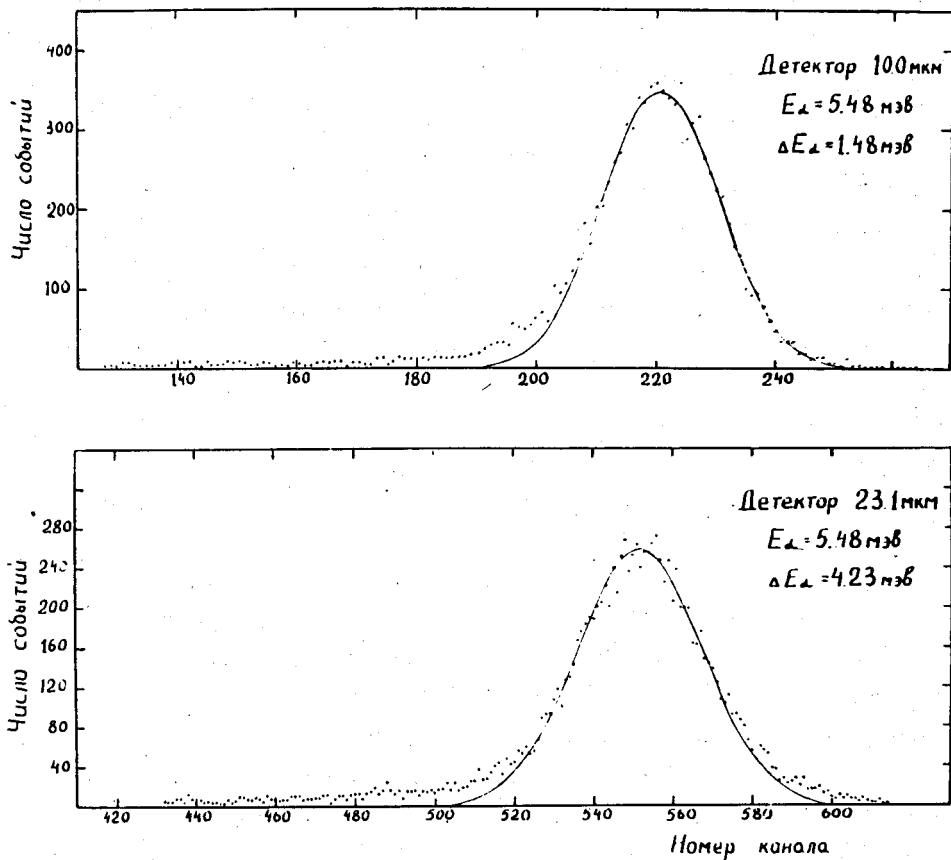


Рис.2. Распределение энергетических потерь ΔE (точки) при прохождении α -частицы с энергией 5,48 МэВ через детекторы толщиной 10,0 и 23,1 мкм. Сплошная линия - распределение Гаусса, нормированное с экспериментальными точками по максимуму и с экспериментальной величиной среднеквадратичного отклонения (σ).

деление величины $E-\Delta E$, замеренное детектором полного поглощения, точное зеркальное отражение распределения ΔE , что является важным обстоятельством для решения поставленной задачи. Имея в виду высокую степень плоскопараллельности тонких детекторов, такое совпадение распределений ΔE и $E-\Delta E$ (а значит и полуширин) можно однозначно рассматривать как указание на то, что достигнуто предельно-возможное энергетическое разрешение детекторов dE/dx , т.к. флюктуации ионизационных потерь после прохождения частицей толщины Δx , измеряемые детектором полного поглощения ($E-\Delta E$), совпадают с флюктуациями ионизации (ΔE), измеряемыми детектором dE/dx , т.е. с энергетическим разрешением детектора dE/dx .

Обращает на себя внимание длинный "хвост" со стороны малых энергий в распределении ΔE . В спектре полной энергии α -частиц, замеренном детектором полного поглощения, и в спектре энергий α -частиц ^{148}Gd , замеренном детектором толщиной 23,1 мкм (α -частицы с энергией 3,183 Мэв в таком детекторе поглощаются полностью), такого низкоэнергетического "хвоста" нет, что исключает какие-либо экспериментальные ошибки (влияние коллиматоров, нарушение вакуума системы и т.д.). Этот хвост в большей или меньшей степени наблюдается для всех толщин детекторов dE/dx и всех энергий α -частиц и может быть обязан эффекту канального прохождения небольшой части α -частиц через кристаллическую решетку кремния, несмотря на достаточно большую расходимость пучка. Доля частиц в "хвосте" меняется, как было выяснено в эксперименте, при изменении угла падения α -частиц на поверхность детектора.

Как видно из рисунка, правая ветвь распределения ΔE имеет форму функции Гаусса для детектора толщиной 10,0 мкм ($\Delta E = 0,27 \times E$) и отличается от функции Гаусса для детектора толщиной 23,1 мкм ($\Delta E = 0,78 E$). О возможности причине этого расхождения будет сказано ниже.

На рис.3 приведены измеренные энергетические разрешения (значения полуширины распределения ΔE на полувысоте с поправкой на шум электроники) детекторов толщиной от 10 до 39,2 мкм для 4-х энер-

гий α -частиц. Из рисунка видно, что существует сложная зависимость флуктуации ионизационных потерь от толщины детектора и от начальной энергии частицы. Относительное энергетическое разрешение детектора данной толщины почти не зависит от энергии падающей частицы (рис.4), составляя минимально возможную величину в исследуемом диапазоне энергий $5,7 \pm 0,3\%$. Предварительные данные, полученные для детектора толщиной 23,1 мкм, показывают, что относительное энергетическое разрешение в диапазоне энергий α -частиц 9-25 Мэв не меняется существенно и составляет величину $\approx 10\%$.

Интересно провести сравнение измеренных в эксперименте дисперсий величин ΔE с теоретическими оценками флуктуаций потерь энергии α -частиц при прохождении толщины детектора Δx . В предположении, что основной вклад в флуктуацию вносят близкие соударения с электронами среды, стандартное отклонение величины ΔE впервые было получено Бором^{/9/}:

$$\sigma^2 = \langle (\Delta E - \overline{\Delta E})^2 \rangle = (\overline{\Delta E^2}) - (\overline{\Delta E})^2 = 4\pi z^2 e^4 N Z \Delta x,$$

где: ze - заряд частицы, проходящей через среду с атомным номером Z , толщиной Δx и содержащей N атомов на см^3 . Полуширина кривой распределения ионизационных потерь в случае распределения Гаусса определяется как

$$\Omega = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma = 2,35 \sigma.$$

Величина Ω по Бору зависит только от свойств среды и ее толщины и не является функцией энергии иона. Поэтому зависимость $\Omega = f(\Delta x)$ по Бору на рис.3 должна быть параболической формы. Учет атомной структуры, введенный в оценку σ^2 Бете-Ливингстоном^{/10/}, мало изменяет величину Ω для кремния, но вводит, правда, очень слабую, зависимость от энергии падающей частицы.

Если ввести в рассмотрение зависимость от средней кинетической энергии электронов среды $E_{\text{кин}}$, как это сделал Цицейка^{/11/}, то тогда значительно увеличится величина Ω для низких энергий благодаря сомножителю в выражении для дисперсии

$$\left[1 + \frac{4}{3} \frac{E_{\text{кин}}}{mv^2} \right],$$

где: m - масса электрона, v - скорость частицы.

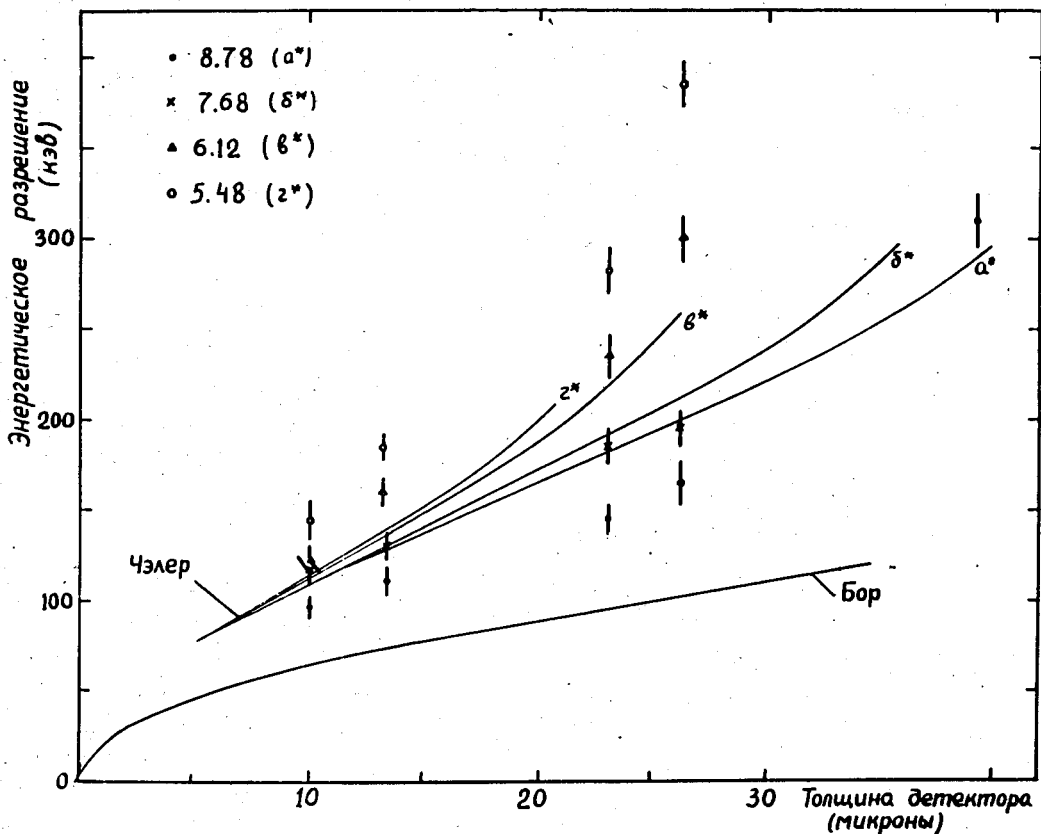


Рис.3.

Зависимость энергетического разрешения детекторов от толщины (Δx) и от энергий падающих частиц ($E_a = 8,78$ Мэв, 7,68 Мэв; 6,12 Мэв; 5,48 Мэв). Сплошной линией проведены расчетные кривые: a^x для $E_a = 8,78$ Мэв, b^x для $E_a = 7,68$ Мэв, v^x для $E_a = 6,12$ Мэв, r^x для $E_a = 5,48$ Мэв.

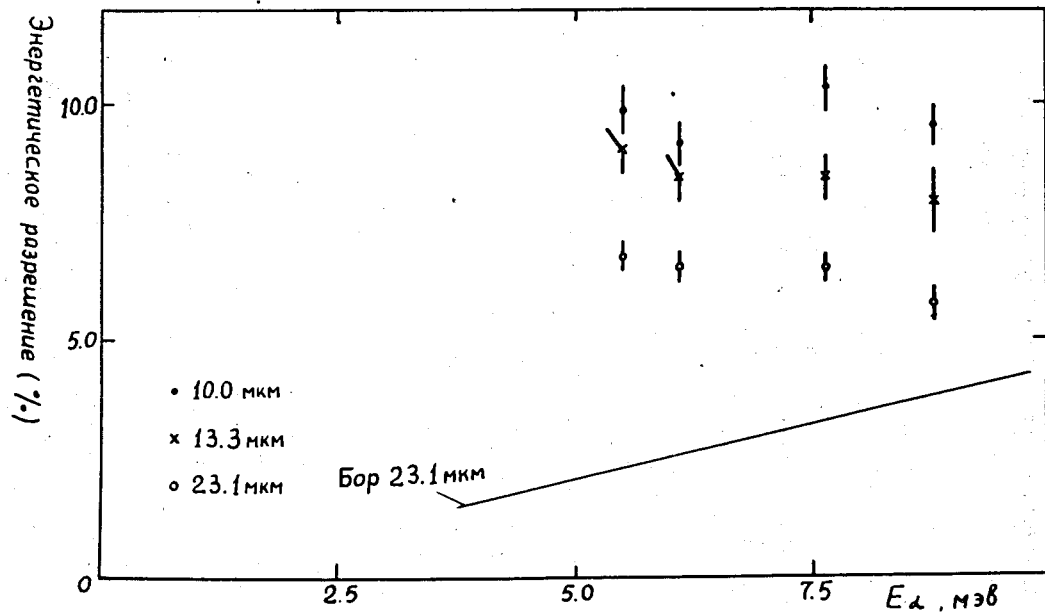


Рис.4. Относительное энергетическое разрешение детекторов в зависимости от энергии α -частиц,

В наглядной форме величину флуктуаций энергетических потерь получил Крэншоу /12/, основываясь на чисто статистическом рассмотрении механизма потерь энергии частицы. Электроны близких соударений уносят в среднем энергию

$$\epsilon_{\text{эфф}} = \frac{\epsilon_{\text{макс}}}{\ln \frac{\epsilon_{\text{макс}}}{\epsilon_{\text{мин}}}},$$

где: $\epsilon_{\text{макс}}$ и $\epsilon_{\text{мин}}$, соответственно, максимальная и минимальная энергия, передаваемая электрону в упругом соударении.

$$\epsilon_{\text{макс}} = 2m_{\text{эл}} v^2; \quad \epsilon_{\text{мин}} = \frac{I^2}{\epsilon_{\text{макс}}}$$

I - средний потенциал ионизации атома кремния.

Если ΔE - средняя потеря энергии частицы на пути Δx , тогда число электронов с энергией $\epsilon_{\text{эфф}}$ определяет среднеквадратичную флуктуацию

$$N = \frac{\Delta E}{\epsilon_{\text{эфф}}}, \quad \sigma = \sqrt{N}$$

и соответственно относительную полуширину распределения флуктуаций, т.е. энергетическое разрешение детектора

$$R(\%) = 2,35 \left[\frac{\epsilon_{\text{макс}}}{\Delta E \ln \frac{\epsilon_{\text{макс}}}{\epsilon_{\text{мин}}}} \right]^{1/2} \quad x/$$

Формулы Бора и Крэншоу для кремния можно представить в виде

$$R = 10,1 \sqrt{\Delta x} z, \quad \text{кэВ.}$$

Обычно этой формулой и пользуются /13,14/ для определения разрешающей способности детекторов типа dE/dx . Но, в принципе, эту формулу можно использовать тогда, когда доля энергии ΔE , оставленная в детекторе, составляет малую часть первичной энергии, т.е. когда изменением скорости иона, а, следовательно, и изменением вероятности соу-

x/ Автором /12/ при выводе данной формулы по непонятным причинам использован коэффициент 2,6 вместо обычного $2(\ln 2)^{1/2} = 2,35$.

дарения с электронами при прохождении частицей пути Δx в материале можно пренебречь. Однако, как видно из эксперимента, такое предположение для исследованной области Δx и ΔE является очень грубым. На рис.5 по оси абсцисс отложена величина, пропорциональная первичной скорости частицы $(2 m \text{ электрона})^{1/2} v$ частицы, а по оси ординат - энергетическое разрешение. Экспериментальные точки приведены для 3-х толщин детекторов. Также приведена теоретически ожидаемая по Бору и Крэншоу зависимость для детектора толщиной 23,1 мкм. Из рисунка видно, что чем больше изменение скорости, т.е. чем меньше первичная энергия иона и чем толще детектор, тем сильнее различие между теоретически ожидаемыми и экспериментальными результатами.

Как уже отмечалось, Цицейка^{/11/} в расчете дисперсии ионизационных потерь учитывает соотношение скоростей подающего иона и электронов среды, что не учитывается в других выводах уравнения дисперсии, и все же полученная им энергетическая зависимость дисперсии значительно слабее, чем экспериментально наблюдаемая, что видно, например, из таблицы 1 для детектора толщиной 23,1 мкм.

Таблица 1

E_{α} Мэв	8,78	7,68	6,12	5,48
R Цицейка	1,42	1,49	1,63	1,68
R Бор				
$R_{\text{эсп.}}$	1,52	1,95	2,48	3,00
R Бор				

Таким образом, основным фактором, приводящим к невозможности использовать теоретические оценки R, является значительное изменение скорости частицы при прохождении детектора. Одним из возможных способов учета изменения скорости частицы при вычислении флуктуаций ионизационных потерь является способ, предложенный Чавчанидзе^{/15/} и

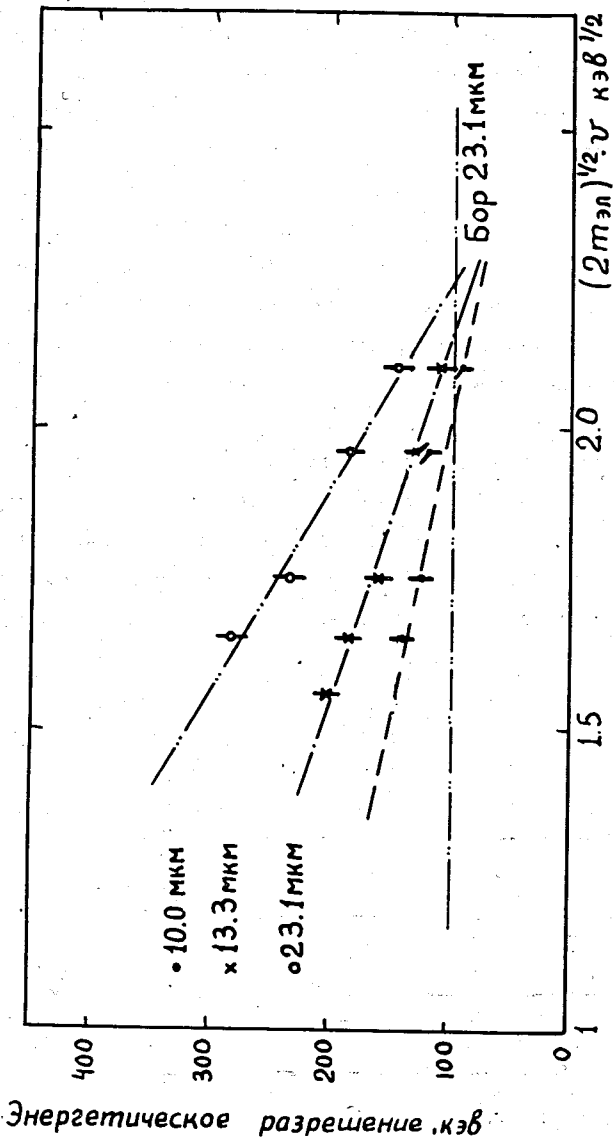


Рис.5. Зависимость энергетического разрешения от начальной скорости α -частиц и толщины детекторов.

основанный на использовании метода Маркова расчета стохастических процессов. Но практически использовать результаты работы /15/ не представляется возможным, поскольку работа не доведена до численных результатов. В работах Чэлера /16,17/ численным методом решено точное кинетическое уравнение для флюктуации ионизационных потерь вплоть до величины $\Delta E = 0,80 E$ с учетом изменения скорости вдоль пути Δx и результаты приведены в виде графиков, удобных для сопоставления с экспериментом.

На рис.3 приводится результат расчета по Чэлеру для 4-х значений энергий ($a^X - 8,78$ Мэв, $b^X - 7,68$ Мэв, $v^X - 6,12$ Мэв, $g^X - 5,48$ Мэв). Из сопоставления с экспериментом видно, что общая форма теоретических кривых по Чэлеру наиболее близка к форме экспериментальных кривых, но не совпадает по абсолютной величине, за исключением случая

$E_a = 7,68$ Мэв. В форме энергетического спектра $E-\Delta E$ расчет подсказывает появление "хвоста" со стороны низких энергий при $\Delta E \geq 0,8 E$. Действительно, на рис.2-б видно, что экспериментальные точки в спектре ΔE со стороны высоких энергий ложатся выше Гауссова распределения и по форме хорошо согласуются с расчетами Чэлера.

Итак, ввиду отсутствия теоретического описания дисперсии ионизационных потерь в удобном для калибровочных экспериментов с тонкими детекторами диапазоне энергий α -частиц, мы предлагаем для определения качества детекторов в диапазоне толщин 10 - 30 мкм использовать только α -линию источника Thc' с $E_a = 8,78$ Мэв и полученное энергетическое разрешение сравнивать с вычисленным по формуле, следующей из экспериментальных данных, приведенные на рис.3

$$R_{(кэВ)} = 15,5 \sqrt{\Delta x} z.$$

Величину R , определенную по этой формуле, можно с достаточной, по нашему мнению, надежностью считать предельно-возможным энергетическим разрешением детекторов типа dE/dx при $E_a \approx 9$ Мэв.

Литература

1. П.В.Вавилов. ЖЭТФ, 32, 920 (1957).
2. L.D. Landau, Journ of Phys. 8, 204 (1944).
3. П.Шулех, Б.М.Головин, Л.А.Кулюкина, С.В.Медведь, П.Павлович. Ядерная физика, 4, 564 (1966)
4. S.M.Seltzer, M.J.Berger. "Studies in Penetration of Charged Particles in Matter", NAS-NRC-Publication No 1133, 1964.
5. Б.М.Головин, Л.А.Кулюкина, С.В.Медведь, П.Павлович, П.Шулех. Препринт ОИЯИ P1-3190, Дубна 1967.
6. M.Sandon, Rapport CEA, R-3419 (1967)
7. S. Datz, C.Erginsoy, G.Leibfried, H.O. Latz. Annual Rev. of Nucl. Sci. 17, 129 (1967).
8. C.F.Willamson, J.-P. Boujot, J.Picard. Rapport CEA - R 3042 (juillet 1966).
9. N.Bohr. Phil. Mag. 30, 581 (1915).
10. M.S.Livingston, H. Bethe. Rev. Mod. Phys. 9, 245 (1937).
11. S.Titeika. Bull. Soc. Roumaine Phys. 38, 81 (1939).
12. T.E.Cranshow, Prog. in Nucl. Phys. 2, 271 (1952).
13. Ю.К.Акимов, А.И.Калинин, В.Ф.Кушнирук, Х.Юнгклауссен. "Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение" Атомиздат, 1967.
14. В.И.Лаловић, V.S.Ajdačić, Electrouigue Nucleaire (Proceedings) Paris 1964.
15. В.В.Чавчанидзе. ЖЭТФ, 26, 179 (1954).
16. C.Tschalär. Nucl. Jnstr. and Meth. 61, 141 (1968).
17. C.Tschalär. Nucl. Jnstr. and Meth. 64, 237 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1969 года.