

УДК 539.172.4

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ИЗОТОПАХ $^{110,113,116}\text{Cd}$

Е. С. Конобеевский, М. В. Мордовской, В. И. Попов, С. И. Поташев,
В. М. Скоркин, И. В. Суркова

Проведены измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов на изотопах $^{110,113,116}\text{Cd}$ в интервале энергий 70 – 400 кэВ и углов 30 – 150° методом времени пролета на импульсном пучке протонов ускорителя ЭГ-2,5.

Исследование сечений взаимодействия нейтронов с изотопами Cd представляет интерес, так как в этом случае имеется длинная цепочка стабильных изотопов вблизи замкнутой оболочки $Z = 50$, что дает возможность проследить зависимость свойств этих ядер от числа нейтронов. В работах [1, 2] в рамках обобщенной оптической модели (ОМ) был проведен анализ полученных ранее сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первых уровней 2^+ для изотопов $^{108,110,112,114,116}\text{Cd}$, полных нейтронных сечений для $^{110,116}\text{Cd}$, дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов для $^{110,116}\text{Cd}$. Расчеты проводились в основном в однофононном приближении ОМ. При этом феноменологического описания с едиными параметрами потенциала ОМ всех имеющихся нейтронных данных для изотопов Cd получено не было. Для более полного и точного анализа нейтронных сечений изотопов Cd желательно было бы прежде всего иметь дополнительные данные с хорошей точностью при меньших (чем в работах [1, 2]) энергиях нейтронов. С этой целью были проведены измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов на изотопах $^{110,113,116}\text{Cd}$ в интервале энергий 0,07 – 0,4 МэВ и углов 30 – 150°.

Измерения выполнялись на импульсном пучке протонов ускорителя ЭГ-2,5 с длительностью импульсов 3 нс, частотой 700 кГц и средним током протонов 2 мкА, с использованием методики спектрометрии по времени пролета, позволяющей обеспечить высокое энергетическое разрешение при достаточно высокой эффективности регистрации нейтронов.

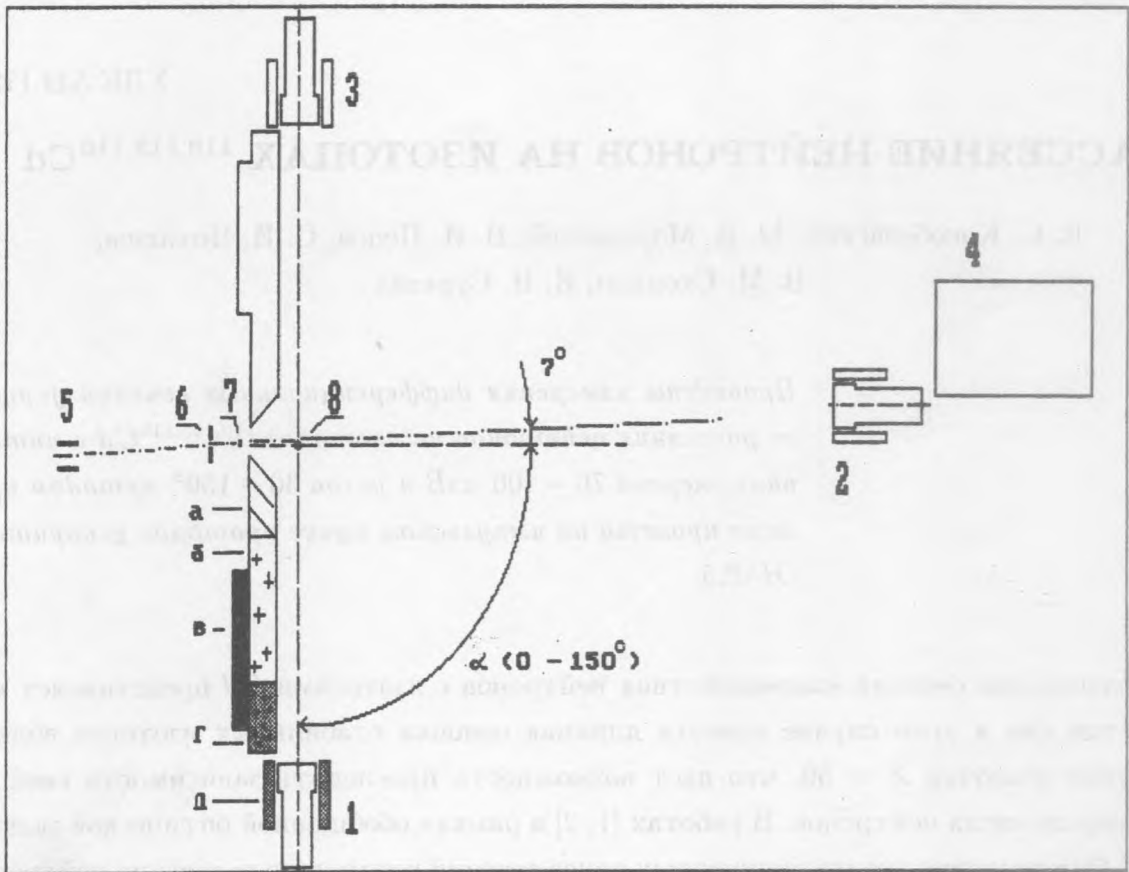


Рис. 1. Схема установки и состав теневой защиты. 1 – основной (подвижный) детектор рассеянных нейтронов, 2 – мониторный детектор, 3 и 4 – дополнительные детекторы, 5 – индукционный цилиндр, 6 – диафрагма, 7 – тритиевая мишень, 8 – образец Cd. Состав защиты детектора: а – парафин, б – борированный полиэтилен, в – свинец, г – 50%-ная смесь парафина и ${}^7\text{Li}_2\text{CO}_3$, д – ${}^7\text{Li}_2\text{CO}_3$.

Схема расположения детекторов и защиты в эксперименте приведена на рис. 1. Было использовано четыре детектора: 1 (основной) – для регистрации рассеянных на образце нейтронов, 2 (основной мониторный) – для регистрации нейтронов, вылетающих из мишени под углом 0° к направлению пучка протонов, 3 (контрольный) и 4 (дополнительный мониторный). Детекторы 1, 2 и 3 имели одинаковую конструкцию (кристаллы стильбена $\phi 40 \times 20 \text{ мм}^2$, установленные на ФЭУ-143 с подобранными по наилучшему временному и амплитудному разрешению делителями) и электронные тракты, имеющие одинаковый порог регистрации нейтронов и позволяющие измерять энергию ней-

тронов по времени пролета, а детектор 4 представлял собой всеволновый счетчик. Нейтроны из твердой тритиевой мишени (7) толщиной 10 $\kappa\text{эВ}$ при энергии протонов 1,2 МэВ рассеивались цилиндрическими образцами (8) $\phi 15 \times 30 \text{ мм}^2$ из разделенных изотопов кадмия с обогащением 95% весом 50 г, установленными под углом 7° к направлению пучка протонов.

При регистрации нейтронов с энергиями $< 100 \kappa\text{эВ}$ сцинтилляционными детекторами порог регистрации приходится выставлять на спадающем участке спектра сигналов, чтобы отсеять шумы ФЭУ, поэтому эффективность регистрации получается достаточно низкая, а изменение порога по каким-либо причинам приводит к сильному изменению эффективности регистрации. Вследствие этого особое значение приобретает контроль за стабильностью параметров детекторов и электронных трактов во времени. Для увеличения эффективности регистрации рассеянных нейтронов было выбрано минимально возможное расстояние от образца до мишени (10 см) и от мишени до детектора (50 см). При этом мониторный детектор (2) располагался на расстоянии 2 м от мишени под углом 0° к направлению пучка протонов. Основной детектор и его защита передвигались на тележке вокруг образца, что позволяло регистрировать нейтроны, рассеянные под углами $0 - 150^\circ$. Дополнительные детекторы регистрировали нейтроны, рассеянные на образце под углом 90° к направлению мишень – образец (3) и в направлении вдоль пучка протонов (4), что помогало избежать ошибок в измерениях вследствие, например, ухода порогов регистрации.

Энергетический разброс нейтронов, падающих на образец, определялся в основном потерями энергии протонов в мишени, погрешность в определении средней энергии во всех случаях составляла около 10 $\kappa\text{эВ}$. Охлаждаемая мишень заменялась после падения выхода нейтронов на 20%. Временную отметку о прохождении протонного импульса выдавал индукционный цилиндр (5), установленный в 50 см от мишени. Перед мишенью располагался коллиматор (6), ограничивающий диаметр пучка протонов до 5 мм. Защита детектора от прямого пучка нейтронов из мишени подбиралась индивидуально для каждого угла регистрации и, как показано на рис. 1, составлялась из набора материалов.

Для выделения нейтронов использовалась методика разделения событий по форме импульса в детекторе. Схема электронной части спектрометра приведена для одного из трех идентичных каналов регистрации (для 1, 2 и 3-го сцинтилляционных детекторов) на рис. 2. Для всеволнового счетчика нейтронов применялась стандартная электронная схема (усилитель, дискриминатор и пересчетное устройство).

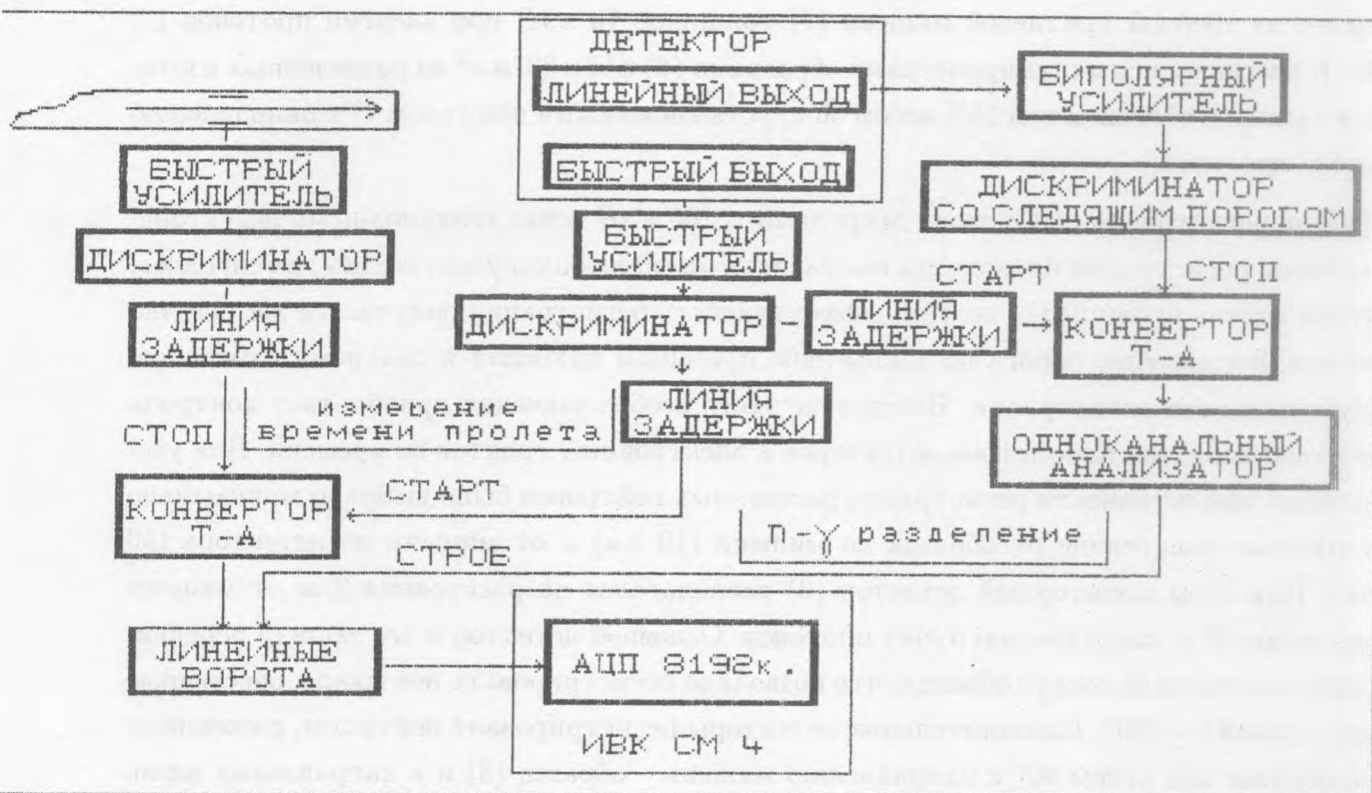


Рис. 2. Блок-схема электронной части спектрометра для одного канала регистрации.

Временное разрешение установки Δt определяется соотношением $\Delta t = (\Delta t_b^2 + \Delta t_{cr}^2 + \Delta t_{el}^2 + \Delta t_t^2)^{1/2}$, где Δt_b – ширина импульса протонов (3 нс), Δt_{cr} – временной разброс, обусловленный конечной толщиной кристалла (от 2 нс при $E_n = 0,5$ МэВ до 7 нс при 0,07 МэВ), Δt_{el} – временное разрешение электронной аппаратуры сбора информации (2 нс) и Δt_t – временной разброс, вызванный потерями энергии пучка протонов на толщине мишени (от 0,3 нс при $E_n = 0,5$ МэВ до 3 нс при 0,07 МэВ). Это дает для Δt значение от 4 до 8 нс в диапазоне E_n от 0,5 до 0,07 МэВ. При этом для детекторов 1 и 3, имеющих малую пролетную базу, разрешение по энергии составляет от 10 до 80 кэВ, а для детектора 2 – 10 кэВ. Энергия нейтронов измеряется по второму детектору, при этом считается, что детекторы 1 и 3 регистрируют упруго рассеянные нейтроны именно с такой энергией (А образцов > 100). Точность установки центра детектора по углу $\pm 0,5^\circ$. Отсутствие ложной анизотропии в данной установке проверялось путем измерения упругого рассеяния нейтронов на полиэтиленовом и углеродном образцах и

сравнением полученных результатов с известными угловыми распределениями.

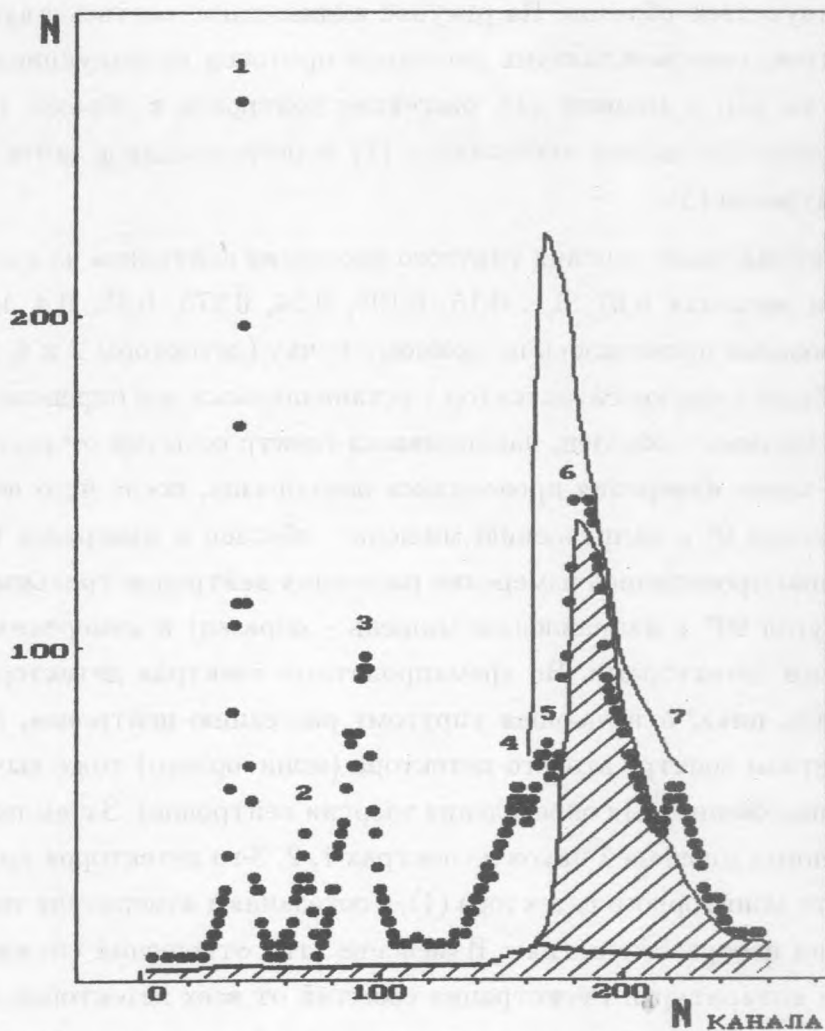


Рис. 3. Времяпролетный спектр, угол регистрации 80° , энергия нейтронов 200 кэВ. См. пояснения в тексте.

На рис. 3 приведены времяпролетные спектры, зарегистрированные в первом детекторе при угле регистрации 80° и энергии 200 кэВ. Точками показан спектр с образцом в случае, когда между детектором и мишенью стоял брусок из полиэтилена размерами $100 \times 60 \times 60 \text{ мм}^3$, и при выключенной системе $n\gamma$ -разделения. Сплошная тонкая линия показывает, как выглядит такой спектр в отсутствие защиты. Затрихованная

площадь – спектр при специально подобранных для данного угла регистрации размерах и составе защиты и включенной схеме $n\gamma$ -разделения. Сплошная жирная линия – спектр в отсутствие образца. На рисунке видны пики, соответствующие регистрации гамма-квантов, сопровождающих рассеяние протонов на индукционном цилиндре (1), на диафрагме (2), в мишени (3), рассеяние нейтронов в образце (4), на защите (5), на окружающих установку материалах (7) и регистрации в детекторе рассеянных на образце нейтронов (5).

Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на изотопах Cd были измерены при энергиях 0,07, 0,1, 0,15, 0,195, 0,24, 0,275, 0,35, 0,4 МэВ для 11 углов. Мониторинг проводился по прямому пучку (детекторы 2 и 4, рис. 1). Процедура измерений была следующей: детектор 1 устанавливался под определенным углом α к направлению мишень – образец, накапливался спектр событий от рассеянных на образце нейтронов, затем измерения проводились без образца, после чего детектор устанавливался под углом 0° к направлению мишень – образец и измерялся нейтронный поток. Одновременно проводились измерения рассеяния нейтронов третьим, неподвижным детектором (угол 90° к направлению мишень – образец) и измерения потока нейтронов мониторными детекторами. Во время пролетных спектров детекторов 1 и 3 определялась площадь пика, отвечающая упругому рассеянию нейтронов, вычитался фон. Во время пролетного спектра второго детектора (мониторного) тоже вычислялась площадь пика и его положение (для определения энергии нейтронов). Затем проверялись отношения полученных площадей пиков в спектрах 1, 2, 3-го детекторов друг к другу, к счету всеволнового мониторного детектора (4), к показаниям измерителя тока протонного пучка и времени набора статистики. Изменение этих отношений служило основанием для подстройки аппаратуры. Регистрация событий от всех детекторов и измерителей, вычисление площадей в спектрах и предварительный анализ производился на ЭВМ СМ-4, включенной в режиме on-line, по специально написанной программе.

Для каждой энергии нейтронов таких измерений проводилось не меньше 5. Сечение определялось как нормированное по монитору отношение площадей в спектрах первого детектора под углами α и 0° . Статистические ошибки в основном не превышали 1%. Для получения абсолютных значений сечений вводились поправки на ослабление и многократное рассеяние нейтронов в образце, угловое разрешение установки. Погрешность результатов составляла менее 3%.

На рис. 4 приведены экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов, полученные в настоящей работе. Результаты измерений дифферен-

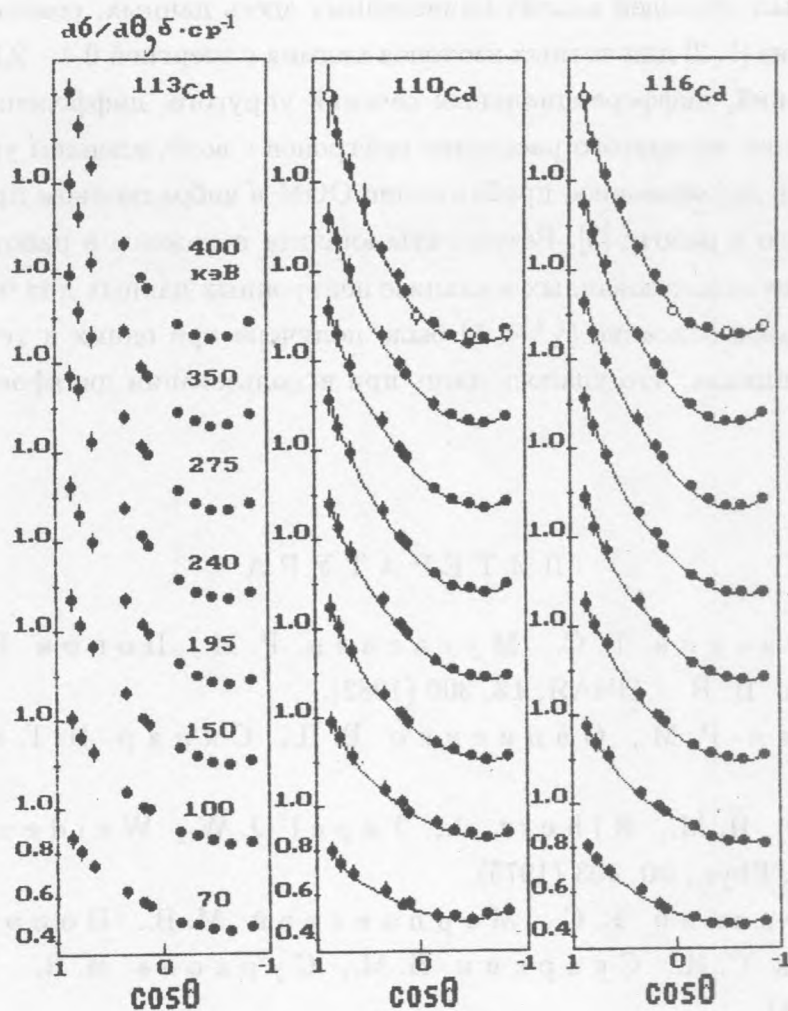


Рис. 4. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на изотопах $^{113,110,116}\text{Cd}$, ● – данная работа, ○ – из работы [2]. Кривые – расчет в рамках двухфононного приближения ООМ ($V_0 = 53 \text{ МэВ}$, $W = 3 \text{ МэВ}$). Кривые, относящиеся к разным энергиям падающих нейтронов, сдвинуты относительно друг друга на 0,4 б.

циальных сечений упругого рассеяния нейтронов при энергии 0,4 МэВ настоящей работы находятся в хорошем согласии с величинами сечений из работы [2] (светлые точки). Сплошные кривые – результаты расчетов в рамках двухфононного приближения ООМ (с параметрами глубины мнимой и действительной частей потенциала $V_0 = 53$ и $W = 3 \text{ МэВ}$). Все кривые сдвинуты относительно друг друга на 0,4 б.

Ранее нами был проведен анализ приведенных здесь данных, совместно с нейтронными сечениями из [1, 2] для четных изотопов кадмия с энергией 0,4 – 2,5 МэВ (полных нейтронных сечений, дифференциальных сечений упругого, дифференциальных и интегральных сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней 2^+), при этом применялось двухфононное приближение ООМ в вибрационном пределе в рамках подхода, развитого в работе [3]. Результаты анализа изложены в работе [4]. Отметим лишь, что для всех использованных в анализе нейтронных данных для четных изотопов кадмия оптимальное описание ($\chi^2 < 1$) было получено при одних и тех же значениях параметров потенциала, что удалось лишь при использовании двухфононного приближения ООМ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Конобеевский Е. С., Мусаелян Р. М., Попов В. И., Суркова И. В. ЭЧАЯ, **13**, 300 (1982).
- [2] Мусаелян Р. М., Овдиенко В. Д., Скляр Н. Т. и др. ЯФ, **50**, 1531 (1989).
- [3] Hofmann H. M., Rihert J., Terel J. W., Weidenmüller H. A. Ann. Phys., **90**, 403 (1975).
- [4] Конобеевский Е. С., Мордовской М. В., Попов В. И., Поташев С. И., Скоркин В. М., Суркова И. В. Известия РАН, **11**, 216 (1994).

Поступила в редакцию 21 июня 1995 г.