

55

S

A31

TK 38.225

KFKI-71-22



А. Фишер

Л. Тури

**RFSP: ПРОГРАММА
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ
ИЗ АКТИВАЦИОННЫХ ДАННЫХ**

**Венгерская Академия Наук
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ
ИНСТИТУТ
ФИЗИЧЕСКИХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

БУДАПЕШТ

RFSP : ПРОГРАММА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ
ИЗ АКТИВАЦИОННЫХ ДАННЫХ

А. Фишер и Л. Тури

Центральный институт физических исследований, Будапешт, Венгрия
Отдел реакторной физики

1941-1942

ПРОГНОЗ : ПРОГНОЗЫ НА ОУЧЕБНЫЙ ГОД 1941-1942
ПО МАТЕМАТИКЕ

1. Общие сведения

Предмет математики изучается в начальной школе, в средней школе, в высшей школе. Математика является основой для изучения других наук.

РЕЗЮМЕ

В работе описана расчетная программа RFSP для определения спектра нейтронов из активационных данных. При помощи программы из спектров, удовлетворяющих активационным уравнениям, определяется тот спектр, для которого величина функционала, характеризующего отклонения результата от начального спектра, является минимальной. Программа RFSP является модифицированным и ускоренным вариантом программы SPECTRA. Результаты, полученные этими кодами, совпадают, но RFSP требует меньше машинного времени. В статье описываются алгоритм, способ ввода и вывода и типичные результаты.

ABSTRACT

A method for unfolding neutron spectra from activation data is described. The code RFSP is an advanced version of the well known SPECTRA code. The program determines the spectrum which satisfies the activation equations and minimizes a quantity characterizing the deviation from the reference spectrum. Compared to SPECTRA, a typical run by RFSP requires much less time. The algorithm of the method and input/output specifications of the code are given.

KIVONAT

Cikkünkben ismertetünk egy eljárást, melynek segítségével aktivációs adatokból a neutronspektrum meghatározható. Az RFSP kód a jól ismert SPECTRA kód továbbfejlesztett változata. A program azt a spektrumot határozza meg, amely egyrészt kielégíti az aktivitásegyenleteket, másrészt amelynek egy adott kiindulási spektrumtól való eltérése minimális. Az RFSP gépi idő szükséglete lényegesen kisebb a SPECTRA időszükségleténél. A cikkben a kód algoritmusát, bemeneti és kimeneti adatainak megadásmódját ismertetjük.

I. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, при определении спектра нейтронов из активационных данных измеряются интегралы

$$A_i = \int_0^{\infty} \phi(E) \sigma_i(E) dE, \quad /i = 1, 2, \dots, n/ \quad /1/$$

где: A_i — измеренные активности i -той фольги

$\phi(E)$ — дифференциальный спектр нейтронов

$\sigma_i(E)$ — сечение осуществляемой при активации i -той фольги реакции в зависимости от энергии

и спектр $\phi(E)$ следует определить при известных $\sigma_i(E)$ и A_i . Так как в этом случае речь идет о решении математически неопределенных систем уравнений (спектр определяется в большем количестве точек, чем количество имеющихся в нашем распоряжении измеренных данных), наряду с измеренными данными к решению необходимы еще и некоторые начальные информации.

Различие между опубликованными расчетными методами в основном заключается в форме этой начальной информации; практически эти методы можно разделить на две группы. К первой группе относятся методы, при применении которых предполагается, что мы имеем дело со спектром, задаваемым в некотором простом аналитическом виде и неизвестны только параметры этой аналитической формы. В случае второй группы задается какой-то начальный спектр в чисто численной форме, а потом в ходе какого-то итерационного процесса изменяем ее до тех пор, пока активности не согласуются с измеренными значениями.

Описываемый в нашей статье метод принадлежит ко второй группе. Проблема ставится так, что задается начальный спектр, $\phi(E)$ и из спектров, удовлетворяющих уравнениям активности, т.е. воспроизводящих результаты измерений, определяется тот спектр, при котором функционал, характеризующий разницу между начальным спектром и полученным спектром принимает минимальное значение:

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left[\frac{\phi_0(E) - \phi(E)}{\phi_0(E)} \right]^2 dE = \text{minimum} \quad /2/$$

(E_{\min} и E_{\max} означают те значения энергии, выше и ниже которых спектр принимается за нуль.) Здесь спрашивается: какую точность мы должны потребовать при решении уравнений активности. Если потребовать, чтобы полученный спектр точно удовлетворил уравнениям активности, задача может быть решена с применением метода сомножителей Лагранжа. Сечения фолг, применяемых в измерениях (и в первую очередь сечения пороговых детекторов) известны только с точностью в $\pm 10\%$, поэтому требование к точному удовлетворению уравнениям активности не всегда целесообразно. Грир и его сотрудники [1] описали итерационный метод, результат которого совпадает с результатом метода сомножителей Лагранжа. В ходе итерационного процесса спектр изменяется так, что разность между измеренными и расчетными активностями постепенно уменьшается. Таким образом в ходе итераций достигается такой спектр, который удовлетворяет уравнениям активации только в пределах точности измерения (с учетом степени неопределенности сечений). Как будет показано в дальнейшем, спектр, полученный в качестве предела итерационного процесса, может быть непосредственно, без итерации получен в рамках метода Грира. Вопрос, связанный с тем, в каких случаях какой вариант целесообразно применять, а также общие вопросы, связанные с применением программы, обсуждается в статье [2].

Разработанный нами метод является усовершенствованным и ускоренным вариантом метода Грира.

II. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ КОДА RFSP

I. Спектр предполагается искать в таком виде, чтобы произведение спектра и энергии, $E\phi(E)$, являлось кусочно-линейной функцией энергии; в этом случае система уравнений активности может быть преобразована в матричное уравнение

$$a = Q\phi$$

/3/

где "a" — столбцовый вектор из n элементов, элементами которого являются измеренные активности A_i

ϕ — столбцовый вектор из m элементов, элементами которого являются значения спектра, искомые в отдельных точках энергии и — соответственно — летаргии

Q — матрица размера $n \times m$, элементами которой являются некоторые определенные интегралы сечений, и $m > n$ (см. приложение I).

Если разделить строки матрицы Q на соответствующие элементы вектора "a", то получим систему уравнений

$$c\phi = (1_n)$$

/4/

где (1_n) - столбцовый вектор из n элементов, каждый элемент которого равен 1.

Зададим начальный спектр (вектор из m элементов), не удовлетворяющий уравнению (3) и нормируем его так, чтобы сумма квадратов отклонений элементов вектора $c\phi_0$ от единицы была минимальной (см. приложение II).

Теперь составим некоторую функцию, которая охарактеризует отклонения между значениями измеряемых активностей и рассчитываемых в искомом спектре активностей с одной стороны и между начальным и искомым спектрами с другой стороны:

$$\Delta_1 = (a_1 - (1_n))^T F^2 (a_1 - (1_n)) + (\phi_1 - \phi_0)^T G^2 (\phi_1 - \phi_0) \quad /5/$$

где $a_1 = c\phi_1$

G^2 и F^2 - диагональные матрицы, используемые для нормирования;

$$\det(G) \neq 0, \det(F) \neq 0$$

целесообразно (но не обязательно) выбрать эти матрицы так, чтобы элементы матрицы G представили собой обратные величины соответствующих элементов начального спектра, а элементы матрицы F - обратные величины относительных ошибок измерения активности соответствующих фолг; показателем T обозначаем операцию транспонирования.

Теперь ищем тот спектр, для которого эта функция принимает минимальное значение. С этой целью выражение (5) про дифференцируем по ϕ_1 , а потом приравняем его нулю, из этого получим:

$$\phi_1 = (c^T F^2 c + G^2)^{-1} (c^T F^2 (1_n) + G^2 \phi_0) \quad /6/$$

где через показатель -1 обозначаем операцию обращения матрицы.

Введем теперь обозначения

$$\underline{C} = FCG^{-1}$$

$$\text{и} \quad \underline{B} = (\underline{C}^T \underline{C} + I)^{-1}$$

где I в этом случае обозначает единичную матрицу порядка m . С помощью краткого расчета можем убедиться в том, что выражение (6) теперь принимает следующий вид:

$$\phi_1 = G^{-1} \underline{B} \left(\underline{C}^T F(1_n) + G\phi_0 \right) \quad /7/$$

Можно доказать (см. приложение III), что матрица $\partial^2 \Delta_1 / \partial \phi_1^2 = \underline{C}^T F^2 \underline{C} + G^2$ является положительной матрицей, таким образом она обратима, следовательно решение (6) существует и при этом решении функция Δ_1 действительно принимает минимальное значение. Можно доказать также /1/, что если ϕ_0 не является решением уравнения (3), то ϕ_1 также не является его решением.

Теперь, аналогично выражению (5), можем составить новую функцию, в которой вместо ϕ_0 запишем ϕ_1 , а вместо $\phi_1 - \phi_2$. Если этот процесс повторяем несколько раз, то для последующего приближения спектра после k шагов получим выражение

$$\phi_{k+1} = G^{-1} \underline{B} \left(\underline{C}^T F(1_n) + G \phi_k \right) \quad /8/$$

Здесь мы получили формулу, которая применяется для итерационного процесса, и применяя несколько раз формулу (8), получим все лучшие и лучшие приближения спектра. Эти приближения стремятся к некоторому пределу. Для непосредственного определения предела необходимы дальнейшие расчеты. Если в уравнении (8) ϕ_k выражаем с помощью указанных итерационных спектров, то получим выражение

$$\phi_{k+1} = G^{-1} \left(\underline{I} + \underline{B} + \underline{B}^2 + \dots + \underline{B}^k \right) \underline{B} \underline{C}^T F(1_n) + G^{-1} \underline{B}^{k+1} G \phi_0 \quad /9/$$

Можно доказать (см. приложение III), что если какой-нибудь вектор является собственным вектором матрицы $\underline{C}^T \underline{C}$ и к нему принадлежит собственное значение λ , то этот вектор является в то же время и собственным вектором матрицы \underline{B} и в этом случае собственным значением является $1/(1+\lambda)$. Так как ранг матрицы $\underline{C}^T \underline{C}$ равен n , нуль является ее $m-n$ -кратным собственным значением. Таким образом 1 является $m-n$ -кратным собственным значением матрицы \underline{B} , а другие собственные значения находятся в интервале между 0 и 1 (см. приложение III).

Матрица \underline{B} является симметричной матрицей, поэтому ее правые и левые собственные векторы одинаковы, следовательно \underline{B} можно записать в форме $\underline{P} \underline{L} \underline{P}^T$, где \underline{L} — диагональная матрица, содержащая собственные значения, \underline{P} — матрица, содержащая ортонормированные собственные векторы как столбцовые векторы. Расположим элементы матрицы \underline{L} в возрастающем порядке и пусть соответствует порядок столбцовых векторов в матрице \underline{P} этому же порядку. Уравнение (9) может быть переписано в следующей форме:

$$\phi_{k+1} = G^{-1} P (I + L + L^2 + \dots + L^k) P^T \underline{BC}^T F(1_n) + G^{-1} PL^{k+1} P^T G \phi_0 \quad /10/$$

(здесь мы воспользовались тождеством, вытекающим из свойства ортонормированности собственных векторов: $P^T = P^{-1}$, итак $PP^T = I$).

Определим предел этого выражения при $k \rightarrow \infty$. Предел второго члена может быть легко определен: $\lim_{k \rightarrow \infty} L^{k+1} = 0$, где n представляет собой диагональную матрицу, первые n диагональных элементов которой равны 0, а другие равны 1.

Для определения предела первого члена выражения (10) рассмотрим матричное произведение $P^T \underline{BC}^T$. Так как матрица B является симметричной, $B = B^T$, таким образом $P^T \underline{BC}^T = P^T B^T C^T = (\underline{CBP})^T$. В последнем $(m - n)$ столбцах матрицы \underline{CBP} стоят только нули (см. приложение IV), и поэтому, если взять диагональную матрицу L_0 , первые n элементов которой совпадают с соответствующими элементами матрицы L , а другие элементы равны нулю, то для любого k справедливо соотношение:

$$L^k P^T \underline{BC}^T = L_0^k P^T \underline{BC}^T$$

следовательно, в первом члене выражения (10) вместо L везде можем записать L_0 , не изменяя результат. Предел записанного в скобках выражения $(I + L_0 + L_0^2 + \dots + L_0^k)$ при $k \rightarrow \infty$ может быть легко определен; отдельные диагональные элементы являются суммами бесконечных геометрических рядов. Если здесь, как и выше, не равные нулю собственные значения матрицы $\underline{C}^T \underline{C}$ обозначаем через $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$, то не равные нулю диагональные элементы матрицы L_0 будут $1/(1+\lambda_1), 1/(1+\lambda_2), \dots, 1/(1+\lambda_n)$, а элементы матрицы k , соответствующей предельному значению последовательности матриц будут $(1+\lambda_1)/\lambda_1, (1+\lambda_2)/\lambda_2, \dots, (1+\lambda_n)/\lambda_n$.

Таким образом предел спектра при $k \rightarrow \infty$:

$$\phi = \lim_{k \rightarrow \infty} \phi_k = G^{-1} P K P^T \underline{BC}^T F(1_n) + G^{-1} P H P^T G \phi_0 \quad /11/$$

Можно доказать, что этот спектр удовлетворяет уравнению (3) или же (4) и совпадает с решением, полученным с помощью метода мультипликаторов Лагранжа, т.е. для этого спектра интеграл (2) действительно принимает свое минимальное значение, однако, это доказательство является сложным и кроме этого оно полностью описано в статье /I/, поэтому оно нами здесь не приводится.

2. Определение предела с помощью уравнения (11) требует сложных и трудоемких матричных операций. В дальнейшем мы покажем, что имеется более простой и в то же время быстрый метод для определения предела. Путем соответствующего преобразования итерационной формулы получается такая формула, с помощью которой уже после проведения первой итерации получим предел с желаемой точностью или в случае необходимости скорость сходимости может быть установлена на желаемое значение.

Запишем результат первой итерации и предельное выражение итерационного процесса с тем ограничением, что в матрице G стоят обратные величины начального спектра ϕ_0 , в этом случае диагональные элементы матрицы G^{-1} совпадают с элементами вектора ϕ_0 . Тот факт, что речь идет о диагональной матрице, а не о векторе, подчеркивается обозначением матрицы через ϕ_0^M . В этом случае произведение $G\phi_0$, фигурирующее в уравнениях (7) и (11) представляет собой столбцовый вектор, каждый элемент которого равен 1. Этот вектор обозначим через (1_m) . Тогда формулы (7) и (11) могут быть записаны в следующем виде

$$\phi_1 = \phi_0^M (P \Gamma P^T \underline{B}^T \underline{C}^T F(1_n) + P L P^T (1_m)) \quad /12/$$

$$\phi = \phi_0^M (P K P^T \underline{B}^T \underline{C}^T F(1_n) + P H P^T (1_m)) \quad /13/$$

Разность между двумя спектрами:

$$\phi - \phi_1 = \phi_0^M (P (L_0 + L_0^2 + \dots) P^T \underline{B}^T \underline{C}^T F(1_n) + P (H - L) P^T (1_m)) \quad /14/$$

В дальнейшем мы опишем метод, с помощью которого — не изменяя поток ϕ — разность $\phi - \phi_1$ может быть уменьшена таким образом, что поток может быть получен с достаточной точностью уже после первого итерационного шага.

Вернемся к уравнению (4). Физическое содержание этого уравнения означает, что поток, умноженный на соответствующие сечения должен дать измеренные значения активности. Если обе стороны уравнения, т.е. все элементы матрицы C и все элементы вектора (1_n) умножить на одно и то же число ω , то физическое содержание уравнения (4) не изменится, т.е. спектр, полученный в качестве предела итерационного процесса, остается неизменным. Эта операция равноценна тому, что в уравнениях от (5) до (14) вместо матрицы C запишем $C' = \omega C$, вместо \underline{B} — $\underline{B}' = (\underline{C}'^T \underline{C}' + 1)^{-1}$, а вместо вектора (1_n) запишем столбцовый вектор (ω_n) , все элементы которого равны ω .

Если все элементы какой-либо матрицы умножить на одно и то же число, собственные векторы матрицы не изменяются, а собственные значе-

ния умножаются на это же число. Умножив матрицу \underline{c} на ω , каждый элемент матрицы $\underline{c}^T \underline{c}$ умножается на ω^2 и соответственно этому собственные значения $\underline{c}'^T \underline{c}'$ будут ω^2 -кратными значениями собственных значений $\underline{c}^T \underline{c}$, а в соответствии с этим собственные значения \underline{v}' будут $1/(1+\omega^2 \lambda_i)$ $i=1, 2, \dots, n$. Как уже было отмечено, введением этих изменений ϕ не изменяется, но ϕ_1 и, следовательно, $\phi - \phi_1$ изменяется. В этом случае разность будет:

$$\phi - \phi_1' = \phi_0^M \left[P(L_0' + L_0'^2 + \dots) P^T \underline{v}'^T \underline{c}'^T F(\omega_n) + P(N-L') P^T(I_m) \right] \quad /15/$$

где матрица L' содержит все собственные значения \underline{v}' , а матрица L_0' только первые n из этих значений.

В уравнении (15) в квадратных скобках — после проведения умножения и сложения — находится один столбцовый вектор из m элементов. Ввиду того, что этот столбцовый вектор слева умножается на диагональную матрицу ϕ_0^M , любой элемент столбцового вектора умножается только на один соответствующий элемент начального спектра, следовательно, каждый элемент столбцового вектора $\phi - \phi_1'$ получается в результате всего одного такого умножения.

В Приложении У доказывается, что для любого положительного ϵ найдется такая ω , при которой абсолютное значение наибольшего элемента столбцового вектора, стоящего в квадратных скобках выражения (15) будет меньше ϵ , другими словами, если используется достаточно большое значение ω , то разность $\phi - \phi_1$ может быть уменьшена до желаемого значения. В этом же приложении дается формула (v-11), с помощью которой при данном ϵ можно определить необходимое значение ω .

Значит, если в начале всего расчета умножить матрицу \underline{c} на ω по формуле (v-11), то ϕ уже определяется с точностью ϵ в первом итерационном шагу. Здесь следует отметить, что выражение "с точностью ϵ " в данном случае не означает того, что для любого элемента векторов ϕ , ϕ_1 , ϕ_0 удовлетворяется

$$\left| \frac{\phi_s - \phi_{1s}}{\phi_s} \right| \leq \epsilon \quad /16/$$

а удовлетворяется только

$$\left| \frac{\phi_s - \phi_{1s}}{\phi_{0s}} \right| \leq \epsilon \quad /17/$$

так как s -ый элемент точного решения, ϕ_s может быть очень малым или может равняться нулю, и тогда неравенство (16) не может выполняться, даже если $\phi_s - \phi_{1s}$ очень мало.

Следует еще отметить, что при вычислении значения ω мы всегда принимали во внимание самые неблагоприятные условия с точки зрения точности результата. На практике точность метода значительно лучше, чем это следует из формул (v-11) и (v-12).

3. В методе Трира /1/ для определения предела используется уравнение (11), в котором необходимо вычислить все собственные значения и собственные векторы некоторой матрицы, размеры которой совпадают с размерами матрицы $\underline{C}^T \underline{C}$, а потом надо еще ортогонализировать собственные векторы, принадлежащие к собственному значению 0.

Рассматривая последовательность расчетов, мы видим, что при применении нашего метода после составления матрицы $\underline{C}^T \underline{C}$ надо вычислять ее n не равных нулю собственных значений, из этого определить множитель ω , а потом умножая матрицу \underline{C} на этот множитель, с помощью простой формулы (7) можем определить предел итерационного процесса. Таким образом с помощью нашего метода можно экономить значительное количество ячеек в оперативной памяти машины и значительное машинное время.

III. КОД RFSP

Код RFSP, написанный на языке FORTRAN IV. был разработан к транслятору вычислительной машины ICT-1905, работающей в нашем институте. Код может работать в двух режимах, в первом определяет спектр нейтронов с помощью метода, описанного в главе II, а во втором режиме работы выполняет функции, связанные с хранением сечений, т.е.

- а) составляет новую магнитную ленту;
- б) записывает новые сечения на уже имеющуюся библиотечную ленту;
- в) стирает с ленты сечение некоторой реакции;
- г) выписывает на построочно-печатающем устройстве сечение некоторой реакции.

В настоящее время сечения хранятся на магнитной ленте "RFSP-LIBRARY".

В первом режиме последовательность работы кода следующая: после составления матрицы $\underline{C}^T \underline{C}$ определяется величина ω . ω может оказаться иногда слишком большим и в этом случае некоторые элементы матрицы $\underline{C}'^T \underline{C}'$ превышают 10^{12} и в сумме $\underline{C}'^T \underline{C}' + 1$ сложение производится не точ-

но. Во избежание этого программой — после определения ω — проверяется, не является ли это значение слишком большим, если да, то определяется наибольшее значение ω , которое еще не приводит к неточности, а потом на основе формулы (v-12) определяется число итерационных шагов, необходимых для того, чтобы определить предел с желаемой точностью с помощью нового значения ω .

Иногда может возникать необходимость в исследовании пути изменения спектра при приближении к точному решению. В этом случае, конечно, описанный нами метод, т.е. определение величины ω и умножение матрицы $\underline{C}^T \underline{C}$ на ω^2 не применим, т.к. он дает сразу предел. Но имея в виду, что скорость сходимости определяется значением ω , мы можем задавать некоторое ω' для которого $1 < \omega' < \omega$, умножать матрицу $\underline{C}^T \underline{C}$ на ω'^2 , и тем самым изменять ту скорость сходимости, которая получилась бы при применении метода Трира, т.е. если применяется $\omega' = 1$.

Среди входных данных надо указать (см. дальше), хотим ли мы пользоваться этим итерационным методом. Если да, то скорость сходимости управляется с помощью ключей. Если ни третий, ни четвертый ключ не включен, $\omega' = \sqrt{\omega}$, при включении только третьего ключа $\omega' = 1$, а при включении четвертого ключа $\omega = \frac{1}{\sqrt{\omega}}$ (последнее может быть необходимым в том случае, если итерационный процесс даже при $\omega' = 1$ сходится очень быстро, т.е. при $\omega' = 1$ после первого шага получается "слишком хорошее" решение).

В некоторых случаях может возникать необходимость не нормировать начальный поток, т.е. не проводить расчет, описанный в приложении II. При включении ключа I нормирование не происходит. В случае включения ключа 2 код — перед началом расчета — выписывает функции ответа отдельных фольг в данном спектре, т.е. элементы матрицы ϕ_O^M . Вопросы, связанные с расчетом конкретного спектра, применением режимов работы и пониманием результатов подробно излагаются в статье [2].

При составлении кода RFSP мы в значительной мере опирались на код SPSTR. Входные данные двух кодов практически совпадают. Однако наш код значительно отличается от кода SPSTR. Наряду с описанными в главе II математическими отличиями два кода отличаются друг от друга также и в следующем:

а) в коде RFSP не $\phi(E)$, а $E\phi(E)$ является кусочно-линейной функцией энергии. В обычных реакторах $\phi(E)$ меняется в пределах 8 порядков величин, и мы должны описать этот спектр ограниченным количеством точек (в данном случае макс. 50). Принимая $\phi(E)$ как кусочно-линейную функцию, мы можем допускать ошибку в активностях до 10-12%. Если

Еф(Е) принимать кусочно-линейной функцией, эта ошибка практически устраняется, а с точки зрения программирования и математики это является незначительным изменением.

б) Как уже говорилось во II главе, в коде СПЕКТРА вычисляются все собственные векторы некоторой матрицы размера $m \times m$ и затем некоторые из них еще ортогонализуются, а в коде RFSP вычисление никаких собственных векторов не производится. Вследствие этого различия число ячеек в оперативной памяти машины, необходимое для помещения программы RFSP, значительно меньше, чем число ячеек для программы СПЕКТРА. На машине ICT - I905 с кодом RFSP спектр может определяться в 50-и точках, а код СПЕКТРА помещается в машине только тогда, когда число точек уменьшается до 25.

Программа RFSP в оперативной памяти машины занимает 25500 ячеек. Машинное время, необходимое для решения одной проблемы, зависит от размеров матрицы S и - при применении итерационного процесса - от числа итераций. В случае 10 фольг и 50 энергетических точек для решения одной проблемы, т.е. для определения предела, необходимо ~250 сек.

ВВОД ВХОДНЫХ ДАННЫХ

Входные данные вводятся с перфоленты или с перфокарт в следующей форме, соответственно правилам языка FORTRAN. Каждый формат соответствует одной строке.

Формат	I /10A8/	- в этой строке задается режим работы программы. В качестве информации в этой строке записывается только одно из нижеследующих слов, которое следует записать в начале строки;
	RUN	- определение спектра нейтронов методом, описанным в главе II;
	NEWTARE	- составление новой магнитной ленты - библиотеки данных по сечениям;
	ADD	- запись новых реакций и сечений на уже имеющуюся магнитную ленту;
	DELETE	- стирание какой-нибудь реакции и сечения с магнитной ленты;

EDIT

- вывод какой-нибудь реакции и сечения на построчно-печатающее устройство;

ENDEND

- конец перфоленты, содержащей входные данные.

Информация, задаваемая после этой строки зависит от режима работы, заданного в первой строке.

а) В случае режима RUN

Формат II /10A8/

- любой текст, 80 альфанумерических знаков, здесь может помещаться название задачи. Программа выводит эту строку при начале каждой страницы на построчно-печатающем устройстве.

Формат III /3I3,E12.5,I5,I2/ - IFOIL - число фольг, ≤ 30 ;

IENER - число точек энергии ≤ 50 ;

MODE - может иметь следующие значения:

а) Если используется только режим LIMIT, то в этой строке должны задаваться только указанные 3 переменных: IFOIL, IENER и MODE, а остальные места остаются пустыми; в этом случае, если MODE = 1, то код линейно изображает спектр, а если MODE = 2, то логарифмически. (Это относится только к схематическому изображению спектра и не влияет на работу кода.)

б) Если используется режим PERETE, то с одной стороны надо задавать значение остальных переменных, а с другой стороны надо указать, используется ли только режим PERETE или режимы LIMIT и PERETE оба последовательно. Если MODE = 1, то спектр определяется только в режиме PERETE, а если MODE = 2, то в обоих режимах. Остальные переменные:

$$ERRE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left| \frac{A_i^k - A_i}{A_i} \right|$$

допускаемая средняя ошибка, где A_i^k - активность i-той фольги в k-том итерационном шагу;

МИТЕ

- макс. число итераций;

IRLT

- если равен 1, то спектр изображается линейно, а если равен 2, то спектр изображается логарифмически.

Работа режима PERETE заканчивается, если среднее отклонение значений активности меньше, чем ERRE, или если число итераций достигло значения МИТЕ. Если для фольг задается отдельная ошибка (см. тип У), работа закончится и в том случае, если каждое отклонение активности меньше соответствующей ошибки измерения.

в) Если MODE = 4 и переменным ERRE, МИТЕ и IRLT не даем значения, программа определяет только среднее эффективное сечение данных реакций в спектре, заданном в качестве входа, в этом случае в качестве значений активностей следует задать единицы (см. тип У).

Формат

IV /6E12.5/

- $E_1, \phi(E_1), \dots, E_m, \phi(E_m)$, всего $2 \times \text{IENER}$ переменных; значения энергии и входного потока. Энергию следует задать в возрастающем порядке. Этот тип вводится столько раз, сколько это требуется значением IENER.

Формат

V /2A8, E12.5, E13.5/

- первые две переменные содержат название фольги. Это должно согласоваться с названием реакции, приведенным в таблице I. За этим фигурирует измеренная активность фольги и ошибка измерения, которую не обязательно надо определить; если не задается ошибка измерения, то диагональные элементы матрицы F равны единице. Ошибку измерения надо задать или для всех фольг или для одной фольги. Этот тип вво-

дится 18011 раз. После этого следует строка, в которой задается следующий режим работы (формат I).

б) В случае режима NEWTARE или ADD

Формат VI /2A8,14/

- первые две переменные содержат название фольги, а за ними число данных (т.е. число, вдвое больше числа точек энергии, применяемых при определении сечений). Это число не должно превышать 3500.

Формат VII /6E12.5/

- сечение фольги в последовательности $E_1, \sigma(E_1), E_2, \sigma(E_2), \dots$ энергия задается в возрастающем порядке. Этот тип перфокарты вводится в количестве, соответствующем количеству точек.

После этого следует либо строка, задающая режим (формат I), либо опять строка формата IV.

в) В случае режима DELETE или EDIT

Формат VIII /2A8/

- название реакции, предназначенной для стирания или вывода на строчно-печатающее устройство.

После этого следует либо строка формата VIII или строка формата I, задающая режим работы.

С помощью программы отдельные режимы работы выполняются один за другим, соответственно порядку входных данных. После последних данных ленту или перфокарты с данными следует закончить строкой формата I, содержащей слово ENDEND.

ВЫХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Выходные данные программы RFSP в вариантах NEWTARE, ADDN и DELETE содержат название данной реакции, а в варианте EDIT кроме этого содержат также и сечение реакции во всех точках.

В варианте run после названия задачи следуют также и названия, измеренные активности и (если заданы) ошибки измерения активностей фольг. После этого выводятся входной поток, $\phi(E)$ и $E\phi(E)$, потом отношения активностей, определенных в входном спектре к измеренным активностям.

После проведения нормирования, описанного в приложении II следуют нормированные потоки и соответствующие нормированные соотношения активностей. После этого следует значение ω , а потом (если имеются) результаты варианта limit: расчетные потоки $\phi(E)$ и $E\phi(E)$, соотношения активности и отклонения в процентах.

В случае варианта gerete вывод тот же самый, как и в варианте limit, каждая из первых десяти итераций выводится, а потом до сотой итерации каждая пятая, а потом каждая сотая; но в случае применения gerete обычно не требуется более 50 итераций.

В приложениях VI и VII приводятся комплекс входных данных и результат, вычисленный и напечатанный программой RFSR.

ПРИЛОЖЕНИЕ I: ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ МАТРИЦЫ C

Как было отмечено, поток задается так, чтобы $E\phi(E)$ было кусочно-линейной функцией энергии. Пусть E_1, E_2, \dots, E_m будут соответствующие значения энергии, а $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_m$ - соответствующие значения потока. В этом случае значения потока в интервале между E_j и E_{j+1} будет:

$$E\phi(E) = \phi_{j+1} E_{j+1} \frac{E - E_j}{E_{j+1} - E_j} + \phi_j E_j \frac{E_{j+1} - E}{E_{j+1} - E_j} \quad /I-1/$$

Предположим, что ниже E_1 и выше E_m поток равен нулю, т.е. $\phi_1 = \phi_m = 0$. Подставляя вышеуказанное выражение в уравнение (I) для активности i-той фольги получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} A_i &= \int_{E_1}^{E_2} E\phi(E) \frac{\sigma_i(E)}{E} dE + \int_{E_2}^{E_3} E\phi(E) \frac{\sigma_i(E)}{E} dE + \dots + \int_{E_{m-1}}^{E_m} E\phi(E) \frac{\sigma_i(E)}{E} dE = \\ &= \int_{E_1}^{E_2} \left[\phi_2 E_2 \frac{E - E_1}{E_2 - E_1} + \phi_1 E_1 \frac{E_2 - E}{E_2 - E_1} \right] \frac{\sigma_i(E)}{E} dE + \dots + \int_{E_{m-1}}^{E_m} \left[\phi_m E_m \frac{E - E_{m-1}}{E_m - E_{m-1}} + \right. \\ &\quad \left. + \phi_{m-1} E_{m-1} \frac{E_m - E}{E_m - E_{m-1}} \right] \frac{\sigma_i(E)}{E} dE \end{aligned} \quad /I-2/$$

Если независимые от переменной интегрирования величины, E_1, E_2, \dots, E_m и $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_m$, вынести из-под знака интеграла, то получится следующее:

$$A_i = \phi_1 E_1 \left[\int_{E_1}^E \frac{E_2 - E}{E_2 - E_1} \frac{\sigma_1(E)}{E} dE \right] + \phi_2 E_2 \left[\int_{E_1}^{E_2} \frac{E - E_1}{E_2 - E_1} \frac{\sigma_1(E)}{E} dE + \int_{E_2}^E \frac{E_3 - E}{E_3 - E_2} \frac{\sigma_1(E)}{E} dE \right] + \dots$$

$$\dots + \phi_j E_j \left[\int_{E_{j-1}}^{E_j} \frac{E - E_{j-1}}{E_j - E_{j-1}} \frac{\sigma_1(E)}{E} dE + \int_{E_j}^{E_{j+1}} \frac{E_{j+1} - E}{E_{j+1} - E_j} \frac{\sigma_1(E)}{E} dE \right] + \dots + \phi_m E_m \left[\int_{E_{m-1}}^{E_m} \frac{E - E_{m-1}}{E_m - E_{m-1}} \frac{\sigma_1(E)}{E} dE \right]$$

/I-3/

Величины, находящиеся в квадратных скобках, представляют собой соответствующие элементы матрицы Q . При конкретном вычислении этих матричных элементов функции $\sigma_1(E)$ задаются в очень густо расположенных точках, а между точками применяется линейная интерполяция. Поскольку эти точки расположены очень близко друг к другу, линейная интерполяция дает удовлетворительную точность.

ПРИЛОЖЕНИЕ II: НОРМИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ПОТОКОВ И НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА НОРМИРОВАННЫХ АКТИВНОСТЕЙ

Пусть будет задан входной поток ϕ'_0 и пусть дает активности d_1, d_2, \dots, d_n умножив его на матрицу c . Если каждый элемент вектора потока уменьшается на постоянную x , тогда и значения активности умножаются на эту постоянную. Поток желательно нормировать так, чтобы удовлетворить условию:

$$\sum_{i=1}^n (x d_i - 1)^2 = \text{minimum} \quad \text{/II-1/}$$

Подифференцируя это выражение по x , а потом приравнивая его нулю, после простых преобразований получим следующий результат:

$$x = \frac{\sum_{i=1}^n d_i}{\sum_{i=1}^n d_i^2} \quad \text{/II-2/}$$

В этой статье через ϕ_0 обозначается нормированный поток, т.е. $x\phi'_0$.

Посмотрим, что можно сказать об активностях, полученных с помощью нормированного потока. Вычислим сумму нормированных активностей и сумму их квадратов:

$$\sum_{i=1}^n x d_i = x \sum_{i=1}^n d_i = \frac{\left(\sum_{i=1}^n d_i \right)^2}{\sum_{i=1}^n d_i^2} \quad /II-3/$$

$$\sum_{i=1}^n (x d_i)^2 = x^2 \sum_{i=1}^n d_i^2 = \frac{\left(\sum_{i=1}^n d_i \right)^2}{\sum_{i=1}^n d_i^2} \quad /II-4/$$

Значит, эти две величины равны друг другу. Если значение x подставим из уравнения (II-2) в выражение (II-1), тогда после соответствующих преобразований получим следующее выражение:

$$n - \frac{\left(\sum_{i=1}^n d_i \right)^2}{\sum_{i=1}^n d_i^2} \quad /II-5/$$

Если принимаем во внимание, что эта величина в уравнении (II-1) получается как сумма квадратов, то видно, что:

$$\frac{\left(\sum_{i=1}^n d_i \right)^2}{\sum_{i=1}^n d_i^2} < n \quad /II-6/$$

На левой стороне стоит сумма нормированных активностей. Если обе стороны разделить на число фолг, т.е. на n , получим, что арифметическое среднее, а также и арифметическое среднее квадратов нормированных активностей меньше единицы.

ПРИЛОЖЕНИЕ III: ТЕОРЕМЫ И ДОКАЗАТЕЛЬСТВА О СУЩЕСТВОВАНИИ МАТРИЦЫ \underline{C} И О СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЯХ МАТРИЦЫ \underline{B}

В начале докажем, что каждая матрица формы $\underline{C}^T \underline{C}$ является положительно полуопределенной матрицей.

Известно, что скалярное произведение любого вектора на себя не может быть отрицательным, $(v, v) = v^T v \geq 0$. Пусть v будет собственным вектором матрицы $\underline{C}^T \underline{C}$ и λ — собственное значение, принадлежащее к этому вектору. Тогда $\lambda(v, v) = \lambda(v, v) = (\underline{C}^T \underline{C} v, v) = v^T \underline{C}^T \underline{C} v = (\underline{C} v)^T (\underline{C} v) = (\underline{C} v, \underline{C} v) \geq 0$.

Значит, $\lambda(v, v) \geq 0$, таким образом $\lambda \geq 0$, и мы этим доказали, что собственное значение $\underline{C}^T \underline{C}$ не может быть отрицательным, т.е. эта матрица является положительной полуопределенной матрицей.

Если v является собственным вектором матрицы $\underline{C}^T \underline{C}$, то он в то же время является и собственным вектором матрицы $\underline{C}^T \underline{C} + I$ и соответствующее собственное значение будет $\lambda + 1$, т.к. если

$$\underline{C}^T \underline{C} v = \lambda v$$

то

$$(\underline{C}^T \underline{C} + I)v = \lambda v + v = (\lambda + 1)v$$

Ввиду того, что $\lambda \geq 0$, так $\lambda + 1 > 0$, т.е. матрица $\underline{C}^T \underline{C} + I$ является положительно определенной матрицей.

С другой стороны (см. определение матрицы \underline{C})

$$\frac{\partial^2 \Delta_1}{\partial^2 \phi_1} = \underline{C}^T \underline{F}^2 \underline{C} + G^2 = G(\underline{C}^T \underline{C} + I)G \quad /III-1/$$

Если умножить какую-нибудь положительно определенную матрицу на диагональную матрицу, в диагонали которой стоят только положительные элементы, то в результате получим также положительно определенную матрицу, поэтому $\underline{C}^T \underline{C} + I$ является положительно определенной.

Вернемся теперь к матрице $\underline{C}^T \underline{C} + I$. Эта матрица является положительно определенной, имеющей обратную матрицу, которую обозначаем через \underline{B} .

Пусть v будет опять одним из собственных векторов матрицы $\underline{C}^T \underline{C} + I$ и соответствующее собственное значение $\lambda + 1$, т.е.

$$(\underline{C}^T \underline{C} + I)v = (\lambda + 1)v \quad /III-2/$$

Умножим слева обе стороны этого уравнения на матрицу \underline{B} :

$$\underline{B}(\underline{C}^T \underline{C} + I)v = (\lambda + 1)\underline{B}v \quad /III-3/$$

из этого

$$v = (\lambda + 1)\underline{B}v, \quad \underline{B}v = 1/(\lambda + 1)v \quad /III-4/$$

следовательно, вектор, являющийся собственным вектором $\underline{C}^T \underline{C}$ и $\underline{C}^T \underline{C} + I$, является собственным вектором и \underline{B} и соответствующее собственное значение будет $1/(\lambda + 1)$. Из соотношения $\lambda \geq 0$ следует, что любое собственное значение $1/(\lambda + 1)$ матрицы \underline{B} меньше единицы или равно единице.

ПРИЛОЖЕНИЕ IV: ОДНО СВОЙСТВО СОБСТВЕННЫХ ВЕКТОРОВ МАТРИЦЫ $\underline{C}^T \underline{C}$ И ФОРМА ПРОИЗВЕДЕНИЯ \underline{PVC}

1. Как уже было отмечено, ранг $\underline{C}^T \underline{C}$ равен n , таким образом в m -мерном пространстве векторов потока существует подпространство, содержащее все линейные комбинации $m-n$ штук линейно независимых таких векторов, умножая которые на $\underline{C}^T \underline{C}$ получается нуль. К матрице \underline{C} тоже принадлежит подпространство, имеющее вышеуказанное свойство. Если посмотрим любой элемент подпространства матрицы \underline{C} , найдем, что этот элемент является также и элементом подпространства, принадлежащего к матрице $\underline{C}^T \underline{C}$, т.к. если $\underline{C}\phi = 0$, тогда $\underline{C}^T \underline{C}\phi = 0$.

Оба вышеуказанных подпространства являются $m-n$ -мерными. Поэтому, если любому элементу из первого подпространства соответствует один и только один элемент другого пространства, тогда правильным будет и обратное утверждение, т.е. если $\underline{C}^T \underline{C}\phi = 0$, то $\underline{C}\phi = 0$.

2. Рассмотрим теперь произведение \underline{PVC} .

Матрица \underline{P} состоит из собственных векторов \underline{V} , поэтому в столбцах матрицы \underline{PV} стоят собственные векторы \underline{v} , умноженные на соответствующие собственные значения. В последних $m-n$ столбцах стоят просто собственные векторы, т.к. соответствующие собственные значения \underline{v} равны единице.

Эти собственные векторы являются собственными векторами и матрицы $\underline{C}^T \underline{C}$, и соответствующие собственные значения равны нулю. Поэтому на основе теоремы, доказанной в первой части приложения IV можем сказать, что если умножить эти векторы на матрицу \underline{C} , результат будет равен нулю, поэтому в последних $m-n$ столбцах матрицы \underline{PVC} стоят нули.

ПРИЛОЖЕНИЕ V: РАСЧЕТ МНОЖИТЕЛЯ ω

Мы утверждаем, что для любого положительного ϵ найдется такая ω , при которой даже абсолютное значение элемента с наибольшим абсолютным значением столбцевого вектора, находящегося в квадратных скобках выражения (15), будет меньше ϵ , другими словами, если используется достаточно большая ω , разность $\phi - \phi_1$ может быть уменьшена до желаемого значения.

Для доказательства этого утверждения отдельно рассмотрим два члена суммы, находящейся в квадратных скобках выражения (15). В первом члене подробно выпишем матрицу \underline{C}'^T : $\underline{C}'^T = \phi_O^M \underline{C}^T \underline{F}(\omega_n)$. Ввиду того, что \underline{F} и ϕ_O^M представляют собой диагональные матрицы, т.е. $\underline{F} = \underline{F}^T$ и $\phi_O^M = \phi_O^{MT}$, при этих матрицах не обозначаем операцию транспонирования. В этом случае первый член:

$$P(L'_0 + L'^2_0 + \dots) P^T \underline{B}'^T \Phi^M_0 \underline{C}^T F^2(\omega^2_n) \quad /V-1/$$

Сумма бесконечного геометрического ряда, находящегося в скобках, представляет собой диагональную матрицу, элементы которой последовательно $1/(\lambda_1 \omega^2)$, $1/(\lambda_2 \omega^2)$, ..., $1/(\lambda_n \omega^2)$. Каждый элемент вектора (ω^2_n) равен ω^2 , поэтому умножение на этот вектор можно проводить и так, что каждый элемент диагональной матрицы, полученной в качестве суммы матричного ряда умножаем на ω^2 и вместо столбцевого вектора (ω_n) запишем (1_n) . В этом случае первый член может быть записан в следующей форме:

$$P \bar{L}_0 P^T \underline{B}'^T \Phi^M_0 \underline{C}^T F^2(1_n) \quad /V-2/$$

где элементы диагональной матрицы \bar{L}_0 последовательно: $1/\lambda_1$, $1/\lambda_2$, ..., $1/\lambda_n$

Теперь рассмотрим отдельные компоненты этого произведения:

1. Поскольку матрица P состоит из собственных векторов матрицы \underline{B}' , и $P^T \underline{B}'^T = L' P^T$, диагональную матрицу L' мы можем непосредственно умножить на \bar{L}_0 , и в диагональной матрице $\bar{L}_0 L'$ стоят следующие элементы:

$$\frac{1}{\lambda_1(1 + \omega^2 \lambda_1)}, \quad \frac{1}{\lambda_2(1 + \omega^2 \lambda_2)}, \quad \dots, \quad \frac{1}{\lambda_n(1 + \omega^2 \lambda_n)} \quad /V-3/$$

2. i -тый столбец матрицы $\Phi^M_0 \underline{C}^T$ содержит следующие элементы:

$$c_{i1} \phi_{o1}, \quad c_{i2} \phi_{o2}, \quad \dots, \quad c_{im} \phi_{om}$$

Сумма этих элементов равна $x d_1$, т.е. нормированному соотношению активностей, принадлежащему к i -той фольге. Если каждый столбец делим на соответствующее соотношение активности, тогда в i -том столбце новой матрицы, обозначаемой \underline{C}^T_d будут фигурировать элементы

$$\frac{c_{i1} \phi_{o1}}{x d_1}, \quad \frac{c_{i2} \phi_{o2}}{x d_1}, \quad \dots, \quad \frac{c_{im} \phi_{om}}{x d_1} \quad /V-4/$$

таким образом сумма элементов, стоящих в любом столбце равны единице, вследствие чего сумма квадратов элементов не может превышать единицы:

$$\sum_{j=1}^m \left(\frac{c_{ij} \phi_{oj}}{x d_1} \right)^2 \leq 1 \quad /V-5/$$

т.к. все элементы положительны и они меньше единицы, поэтому их квадраты меньше, чем сами числа, и поэтому сумма их квадратов меньше, чем их сумма.

Чтобы получить матрицу $\phi_O^M C^T$, матрицу C_d^T надо умножить на диагональную матрицу размера $n \times n$, элементами которой являются соответствующие нормированные соотношения активностей χd_i . Эту диагональную матрицу обозначаем через D . В этом случае выражение $(v-2)$ принимает следующий вид:

$$P \bar{L}_O L' P^T C_d^T D F^2 (1_n) \quad /v-6/$$

3. Матрицы D и F^2 представляют собой диагональные матрицы порядка n . Обозначим через f^2 сумму квадратов элементов, стоящих в диагонали матрицы $D F^2$. В этом случае сумма квадратов элементов столбцевого вектора $D F^2 (1_n)$ тоже равна f^2 . Отметим, что если погрешности отдельных измерений активностей считаются одинаковыми, т.е. фольгам не приписывается вес, то элементы матрицы F равны единице, и тогда $f^2 \leq n$, т.к. (см. приложение II) сумма квадратов нормированных соотношений активностей не может превышать n .

Проведем теперь умножение друг на друга произведений, рассмотренных отдельно в пунктах I - 3.

P^T является ортонормированной матрицей, поэтому когда мы умножаем $\bar{L}_O L'$ справа на P^T , длины векторов-строк матрицы $\bar{L}_O L' P^T$ будут равны длинам соответствующих векторов-строк матрицы $\bar{L}_O L'$, то есть значениям её соответствующих диагональных элементов. Поэтому сумма квадратов элементов i -той строки матрицы $\bar{L}_O L' P^T$ не больше, чем квадрат i -того диагонального элемента матрицы $\bar{L}_O L'$, и умножая матрицу $\bar{L}_O L' P^T$ на C_d^T , в матрице $\bar{L}_O L' P^T C_d^T$ любой элемент i -той строки не может быть больше, чем $1/(\lambda_i (1 + \lambda_i \omega^2))$, а при $i > n$ все элементы равны 0. Ввиду того, что в этой матрице в одной строке находится n элементов, сумма квадратов элементов i -той строки не больше, чем

$$\frac{n}{\lambda_i^2 (1 + \lambda_i \omega^2)^2}$$

Умножая матрицу $\bar{L}_O L' P^T C_d^T$ на столбцовый вектор $D F^2 (1_n)$, элементы полученного столбцевого вектора из m элементов равны скалярным произведениям строк матрицы $\bar{L}_O L' P^T C_d^T$ как векторов и столбцевого вектора $D F^2 (1_n)$. Вследствие свойств скалярного произведения, i -тый элемент этого вектора не может быть больше, чем

$$\frac{f \sqrt{n}}{\lambda_i (1 + \lambda_i \omega^2)}$$

а при $i > n$ значение элементов будет равно нулю.

Таким образом сумма квадратов элементов этого вектора не больше, чем

$$f^2 n \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i^2 (1 + \lambda_i \omega^2)^2}$$

а длина не больше, чем

$$f \sqrt{n \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i^2 (1 + \lambda_i \omega^2)^2}} \quad /V-7/$$

P является ортонормированной матрицей, поэтому если умножить матрицу на любой вектор, длина вектора остается неизменной. Максимальное значение элемента с наибольшим абсолютным значением не может превышать длину вектора, поэтому абсолютное значение наибольшего элемента первого столбцевого вектора, находящегося в квадратных скобках в уравнении (I5) не может превышать значения выражения (V-7).

Теперь рассмотрим второй член, стоящий в квадратных скобках выражения (I5):

$$P(N - L') P^T(l_m) \quad /V-8/$$

Диагональные элементы матрицы $N - L'$:

$$-\frac{1}{1 + \lambda_1 \omega^2}, -\frac{1}{1 + \lambda_2 \omega^2}, \dots, -\frac{1}{1 + \lambda_n \omega^2}$$

Сумма квадратов элементов вектора (l_m) равна m , а это не изменяется, если умножить вектор на ортонормированную матрицу P^T , следовательно сумма квадратов элементов столбцевого вектора из m элементов $P^T(l_m)$ будет равна тоже m . Поэтому умножая его на диагональную матрицу $-L'_0$, макс. значение суммы квадратов полученного столбцевого вектора из m элементов не может превышать величину

$$m \sum_{i=1}^n \frac{1}{(1 + \lambda_i \omega^2)^2}$$

Умножение на матрицу P и в этом случае не изменяет сумму квадратов и таким образом величина длины и в то же время и элемента с наибольшим значением вектора $P(n-L')$ $P^T(1_m)$ не может превышать

$$\sqrt{m \sum_{i=1}^n \frac{1}{(1 + \lambda_i \omega^2)^2}} \quad /V-9/$$

Абсолютное значение наибольшего элемента столбцевого вектора, стоящего в квадратных скобках в уравнении (I5), не может превышать сумму выражений (V-7) и (V-9).

Определим теперь, что при известных n, m, f и $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ какое значение ω необходимо для того, чтобы эта сумма была меньше некоторого ϵ . Это условие записывается в следующем виде:

$$\epsilon > f \sqrt{n \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i^2 (1 + \lambda_i \omega^2)^2}} + \sqrt{m \sum_{i=1}^n \frac{1}{(1 + \lambda_i \omega^2)^2}} \quad /V-10/$$

Если в знаменателях при $\lambda_i \omega^2$ пренебрегаем единицами, то ω^2 может быть вынесено за знак корня и мы непосредственно получим необходимое значение ω :

$$\omega > \sqrt{\frac{1}{\epsilon} \left[f \sqrt{n \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i^4}} + \sqrt{m \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i^2}} \right]} \quad /V-11/$$

Отметим, что если мы хотим определить, какой может быть наибольшая ошибка после k -того итерационного шага, то после пренебрежения единицами в знаменателе получается неравенство, аналогичное неравенству (V-10):

$$\epsilon > \frac{1}{\omega^{2k}} \left[f \sqrt{n \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i^{2k+2}}} + \sqrt{m \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i^{2k}}} \right] \quad /V-12/$$

Таблица I.

Реакции, находящиеся на магнитной ленте RFSP-LIBRARY
и их энергетические пределы в Мэв-ах

U235/NF/FP-CD	$0,7 \cdot 10^{-8}$	- 18
U235/NF/FP-CD	$1,0 \cdot 10^{-8}$	- 18
PU239/NF/FP-CD	$0,6 \cdot 10^{-8}$	- 18
NA23/NG/NA24-CD	$0,5 \cdot 10^{-8}$	- 18
MG24/NP/NA24	0,05	- 18
IN115/NN/IN115M	0,05	- 18
S32/NP/P32	0,05	- 18
AL27/NP/MG27	0,05	- 18
AL27/NHE/NA24	0,05	- 18
RH103/NN/RH103M	0,05	- 18
FE56/NP/MN56	0,05	- 18
NI58/NP/CO58	0,05	- 18
P31/NP/SI31	0,05	- 18
PU239/NF/FP	$0,5 \cdot 10^{-10}$	10^{-5}
DY164/NG/DY165	$0,33 \cdot 10^{-10}$	10^{-5}
LU176/NG/LU177	$0,5 \cdot 10^{-10}$	10^{-5}
EU151/NG/EU152	$0,5 \cdot 10^{-10}$	10^{-5}
IN115/NG/IN116	$0,5 \cdot 10^{-10}$	10^{-5}
AU197/NG/AU198	$0,5 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-5}$

ПРИЛОЖЕНИЕ У1: Комплекс входных данных

RUN

TEST CASE FOR RFSP - REPORT.

9 50 2

5.00000E-04	0.00000E 00	1.00000E-03	5.50000E+10	1.40000E-03	5.50000E+10
2.10000E-03	5.50000E+10	3.10000E-03	5.50000E+10	4.60000E-03	3.00000E+10
5.50000E-03	1.57000E+10	6.50000E-03	1.53000E+10	8.50000E-03	1.30000E+10
1.00000E-02	3.00000E+09	1.20000E-02	2.50000E+09	1.40000E-02	2.50000E+09
1.80000E-02	2.50000E+09	2.10000E-02	3.00000E+09	4.60000E-02	9.50000E+09
1.00000E-01	9.00000E+09	1.20000E-01	8.50000E+09	1.40000E-01	8.20000E+09
1.80000E-01	7.50000E+09	2.00000E-01	7.30000E+09	2.80000E-01	6.60000E+09
4.00000E-01	5.70000E+09	6.00000E-01	4.80000E+09	8.00000E-01	4.20000E+09
9.00000E-01	2.70000E+09	9.50000E-01	1.70000E+09	1.06000E-00	1.30000E+09
1.20100E-00	9.92000E+08	1.35100E-00	9.59300E+08	1.51900E 00	9.09674E+08
1.70900E 00	8.48295E+08	1.92300E 00	7.66264E+08	2.16300E 00	6.54626E+08
2.43300E 00	5.19910E+08	2.73700E 00	3.49759E+08	3.07900E 00	1.95804E+08
3.46300E 00	1.69401E+08	3.89600E 00	9.77683E+07	4.38300E 00	5.33872E+07
4.93000E 00	4.34825E+07	5.54600E 00	4.44581E+07	6.23900E 00	3.36522E+07
7.01900E 00	1.79139E+07	7.89600E 00	8.45628E+06	8.88200E 00	4.52701E+06
9.99200E 00	1.88431E+06	1.12400E+01	6.61172E+05	1.26400E+01	2.02586E+05
1.42200E+01	5.39000E+04	1.80000E+01	0.00000E 00		

IN115(NN)IN115M	3.69900E 08	5.-2
NI58(NP)CC58	1.87500E 08	5.-2
AL27(NHE)NA24	1.38100E 06	5.-2
MG24(NP)NA24	2.91160E 06	5.-2
FE56(NP)MN56	2.21020E 06	5.-2
AL27(NP)MG27	6.56420E 06	5.-2
RH103(NN)RH103M	1.97220E 09	5.-2
U235(NF)FP-CD	9.68650E+09	5.-2
NA23(NG)NA24-CD	1.28500E 07	5.-2
ENDEND	-	-

* * * RFSP * * *

PAGE NO. 1

TEST CASE FOR RFSP - REPORT.

MG24(NP)NA24	2.91160E 06	5.00000E-02
IN115(NN)IN115M	3.69900E 08	5.00000E-02
AL27(NP)MG27	6.56420E 06	5.00000E-02
AL27(NHE)NA24	1.38100E 06	5.00000E-02
RH103(NN)RH103M	1.97220E 09	5.00000E-02
FE56(NP)MN56	2.21020E 06	5.00000E-02
NI58(NP)CO58	1.87500E 08	5.00000E-02
U235(NF)FP=CD	9.68650E 09	5.00000E-02
NA23(NG)NA24=CD	1.28500E 07	5.00000E-02

ПРИЛОЖЕНИЕ VII: Результаты, напечатанные кодом RFSP стр. I

INITIAL FLUX F(E)

5.00000E-04	0.00000E-01	1.00000E-03	5.50000E 10	1.40000E-03	5.50000E 10	2.10000E-03	5.50000E 10
3.10000E-03	5.50000E 10	4.60000E-03	3.00000E 10	5.50000E-03	1.57000E 10	6.50000E-03	1.53000E 10
8.50000E-03	1.30000E 10	1.00000E-02	3.00000E 09	1.20000E-02	2.50000E 09	1.40000E-02	2.50000E 09
1.80000E-02	2.50000E 09	2.10000E-02	3.00000E 09	4.60000E-02	9.50000E 09	1.00000E-01	9.00000E 09
1.20000E-01	8.50000E 09	1.40000E-01	8.20000E 09	1.80000E-01	7.50000E 09	2.00000E-01	7.30000E 09
2.80000E-01	6.60000E 09	4.00000E-01	5.70000E 09	6.00000E-01	4.80000E 09	8.00000E-01	4.20000E 09
9.00000E-01	2.70000E 09	9.50000E-01	1.70000E 09	1.06000E 00	1.30000E 09	1.20100E 00	9.92000E 08
1.35100E 00	9.59300E 08	1.51900E 00	9.09674E 08	1.70900E 00	8.48295E 08	1.92300E 00	7.66264E 08
2.16300E 00	6.54626E 08	2.43300E 00	5.19910E 08	2.73700E 00	3.49759E 08	3.07900E 00	1.95804E 08
3.46300E 00	1.69401E 08	3.89600E 00	9.77683E 07	4.38300E 00	5.33872E 07	4.93000E 00	4.34823E 07
5.54600E 00	4.44581E 07	6.23900E 00	3.36522E 07	7.01900E 00	1.79139E 07	7.89600E 00	8.45628E 06
8.88200E 00	4.52701E 06	9.99200E 00	1.88431E 06	1.12400E 01	6.61172E 05	1.26400E 01	2.02586E 05
1.42200E 01	5.39000E 04						

INITIAL FLUX F(U)

5.00000E-04	0.00000E-01	1.00000E-03	5.50000E 07	1.40000E-03	7.70000E 07	2.10000E-03	1.15500E 08
3.10000E-03	1.70500E 08	4.60000E-03	1.38000E 08	5.50000E-03	8.63500E 07	6.50000E-03	9.94500E 07
8.50000E-03	1.10500E 08	1.00000E-02	3.00000E 07	1.20000E-02	3.00000E 07	1.40000E-02	3.50000E 07
1.80000E-02	4.50000E 07	2.10000E-02	6.30000E 07	4.60000E-02	4.37000E 08	1.00000E-01	9.00000E 08
1.20000E-01	1.02000E 09	1.40000E-01	1.14800E 09	1.80000E-01	1.35000E 09	2.00000E-01	1.46000E 09
2.80000E-01	1.84800E 09	4.00000E-01	2.28000E 09	6.00000E-01	2.88000E 09	8.00000E-01	3.36000E 09
9.00000E-01	2.43000E 09	9.50000E-01	1.61500E 09	1.06000E 00	1.37000E 09	1.20100E 00	1.19139E 09
1.35100E 00	1.29601E 09	1.51900E 00	1.38179E 09	1.70900E 00	1.44974E 09	1.92300E 00	1.47353E 09
2.16300E 00	1.41596E 09	2.43300E 00	1.26494E 09	2.73700E 00	9.57290E 08	3.07900E 00	6.02881E 08
3.46300E 00	5.86656E 08	3.89600E 00	3.80905E 08	4.38300E 00	2.33996E 08	4.93000E 00	2.14369E 08
5.54600E 00	2.46565E 08	6.23900E 00	2.09956E 08	7.01900E 00	1.25738E 08	7.89600E 00	6.67708E 07
8.88200E 00	4.02089E 07	9.99200E 00	1.88280E 07	1.12400E 01	7.43157E 06	1.26400E 01	2.56069E 06
1.42200E 01	7.66458E 05						

INITIAL CALCULATED ACTIVITY RATIOS

MG24(NP)NA24	1.02067E 00
IN115(NN)IN115M	1.12167E 00
AL27(NP)MG27	9.89249E-01
AL27(NHE)NA24	9.87434E-01
RH103(NN)RH103M	1.22215E 00
FE56(NP)MN56	9.91607E-01
NI58(NP)CO58	1.03413E 00
U235(NF)FP-CD	1.19182E 00
NA23(NG)NA24-CD	1.12186E 00

NORMALIZED INITIAL FLUX F(U)

5.00000E-04	0.00000E-01	1.00000E-03	5.08099E 07	1.40000E-03	7.11338E 07	2.10000E-03	1.06701E 08
3.10000E-03	1.57511E 08	4.60000E-03	1.27487E 08	5.50000E-03	7.97715E 07	6.50000E-03	9.18735E 07
8.50000E-03	1.02082E 08	1.00000E-02	2.77145E 07	1.20000E-02	2.77145E 07	1.40000E-02	3.23336E 07
1.80000E-02	4.15717E 07	2.10000E-02	5.82004E 07	4.60000E-02	4.03708E 08	1.00000E-01	8.31434E 08
1.20000E-01	9.42292E 08	1.40000E-01	1.06054E 09	1.80000E-01	1.24715E 09	2.00000E-01	1.34877E 09
2.80000E-01	1.70721E 09	4.00000E-01	2.10630E 09	6.00000E-01	2.66159E 09	8.00000E-01	3.10402E 09
9.00000E-01	2.24487E 09	9.50000E-01	1.49196E 09	1.06000E 00	1.27102E 09	1.20100E 00	1.10063E 09
1.35100E 00	1.19728E 09	1.50000E 00	1.27652E 09	1.70900E 00	1.33929E 09	1.92300E 00	1.36127E 09
2.16300E 00	1.30808E 09	2.43300E 00	1.16857E 09	2.73700E 00	8.84160E 08	3.07900E 00	5.56951E 08
3.46300E 00	5.41943E 08	3.80600E 00	3.51886E 08	4.38300E 00	2.16169E 08	4.93000E 00	1.98037E 08
5.54600E 00	2.27700E 08	6.23900E 00	1.93961E 08	7.01900E 00	1.16158E 08	7.89600E 00	6.16839E 07
8.88200E 00	3.71456E 07	9.90200E 00	1.73936E 07	1.12400E 01	6.86541E 06	1.26400E 01	2.36360E 06
1.42200E 01	7.08066E 05						

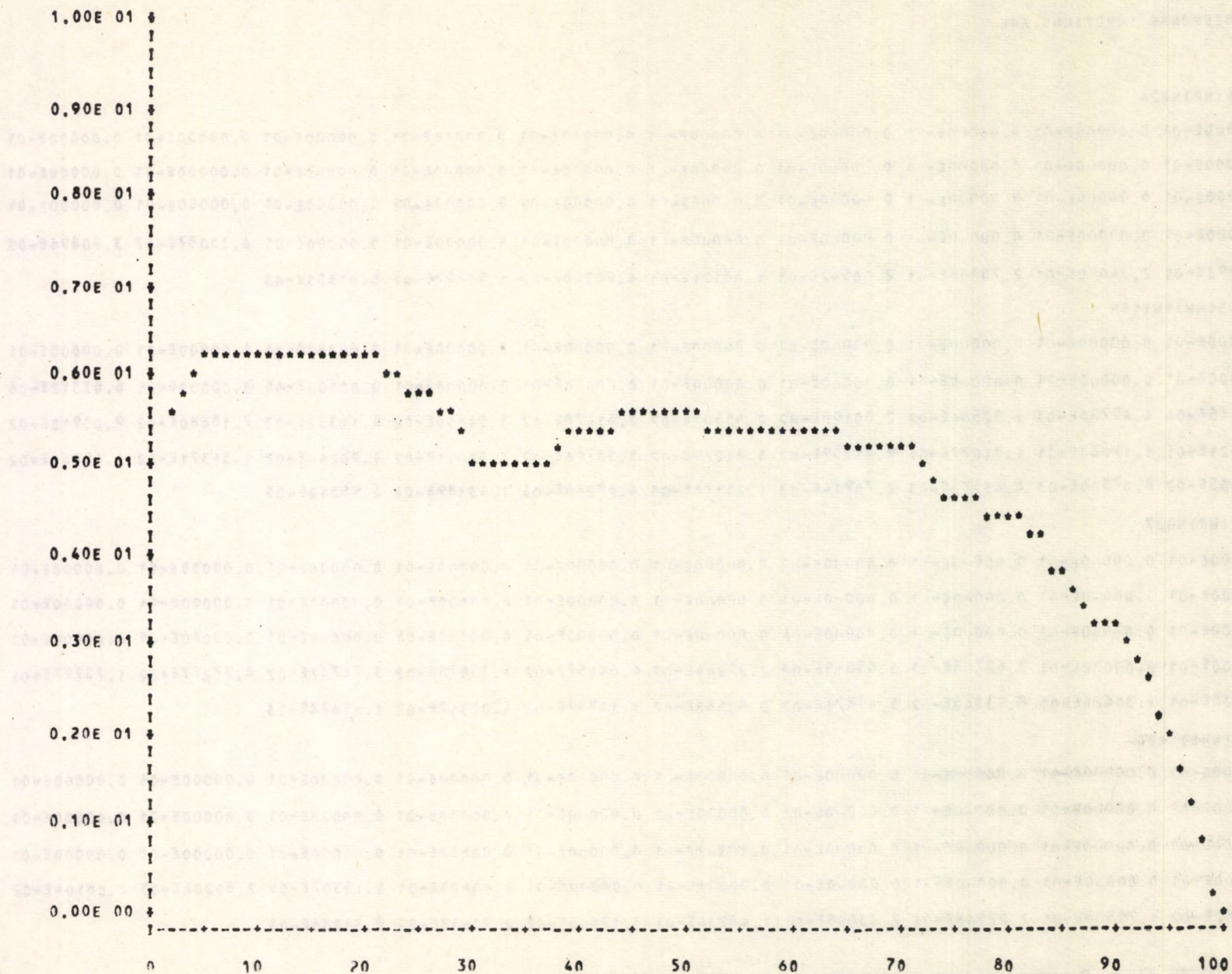
NORMALIZED INITIAL FLUX F(F)

5.00000E-04	0.00000E-01	1.00000E-03	5.08099E 10	1.40000E-03	5.08099E 10	2.10000E-03	5.08099E 10
3.10000E-03	5.08099E 10	4.60000E-03	2.77145E 10	5.50000E-03	1.45139E 10	6.50000E-03	1.41344E 10
8.50000E-03	1.20096E 10	1.00000E-02	2.77145E 09	1.20000E-02	2.30954E 09	1.40000E-02	2.30954E 09
1.80000E-02	2.30954E 09	2.10000E-02	2.77145E 09	4.60000E-02	8.77625E 09	1.00000E-01	8.31434E 09
1.20000E-01	7.85244E 09	1.40000E-01	7.57529E 09	1.80000E-01	6.92862E 09	2.00000E-01	6.74386E 09
2.80000E-01	6.09719E 09	4.00000E-01	5.26575E 09	6.00000E-01	4.43432E 09	8.00000E-01	3.88003E 09
9.00000E-01	2.49430E 09	9.50000E-01	1.57049E 09	1.06000E 00	1.20096E 09	1.20100E 00	9.16425E 08
1.35100E 00	8.86217E 08	1.50000E 00	8.40371E 08	1.70900E 00	7.83469E 08	1.92300E 00	7.07887E 08
2.16300E 00	6.04754E 08	2.43300E 00	4.80301E 08	2.73700E 00	3.23113E 08	3.07900E 00	1.80887E 08
3.46300E 00	1.56495E 08	3.80600E 00	9.03199E 07	4.38300E 00	4.93000E 07	4.93000E 00	4.01698E 07
5.54600E 00	4.10711E 07	6.23900E 00	3.10884E 07	7.01900E 00	1.65491E 07	7.89600E 00	7.81205E 06
8.88200E 00	4.18212E 06	9.90200E 00	1.74076E 06	1.12400E 01	6.10801E 05	1.26400E 01	1.87152E 05
1.42200E 01	4.97937E 04						

NORMALIZED INITIAL CALCULATED ACTIVITY RATIOS

MG24(NP)NA24	9.42914E-01
IN115(NN)IN115M	1.03622E 00
AL27(NP)MG27	9.13884E-01
AL27(NHE)NA24	9.12207E-01
RH103(NN)RH103M	1.12904E 00
FE56(NP)MN56	9.16062E-01
NI58(NP)CO58	9.55343E-01
U235(NF)FP-CD	1.10102E 00
NA23(NG)NA24-CD	1.03639E 00

NORMALIZED INITIAL FLUX F(E)



THE RESPONSE FUNCTIONS ARE

MG24(NP)NA24

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 6.35087E-07 3.90896E-03
 1.00692E-01 2.34090E-01 2.78606E-01 2.00542E-01 1.08121E-01 4.96348E-02 1.93897E-02 5.01553E-03

IN115(NN)IN115M

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 6.63312E-06
 5.97515E-04 4.49786E-03 1.52504E-02 2.00198E-02 2.05507E-02 2.61478E-02 3.34036E-02 5.11332E-02 7.18880E-02 9.03910E-02
 1.06321E-01 1.17063E-01 1.21077E-01 9.71559E-02 5.81229E-02 5.38196E-02 3.32011E-02 1.90244E-02 1.54371E-02 1.49354E-02
 1.28435E-02 8.07500E-03 4.43570E-03 2.70914E-03 1.25176E-03 4.68286E-04 1.43189E-04 2.95212E-05

AL27(NP)MG27

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 2.62768E-03 1.65615E-02 2.29264E-02 6.64157E-02 5.38878E-02 5.74742E-02 8.77277E-02 1.78997E-01
 1.87638E-01 1.36666E-01 8.73340E-02 5.69871E-02 2.80583E-02 1.14789E-02 4.02317E-03 1.19678E-03

AL27(NHE)NA24

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 1.15307E-05 2.80202E-03 2.06104E-02
 8.69282E-02 1.79568E-01 2.22546E-01 2.33605E-01 1.48234E-01 7.13066E-02 2.70457E-02 7.30286E-03

RH103(NN)RH103M

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 2.42894E-05 2.92592E-04 7.72475E-04 1.25794E-03 1.95054E-03 3.59308E-03 7.56665E-03
 1.62456E-02 3.61356E-02 8.47048E-02 7.96067E-02 5.73807E-02 5.06699E-02 4.51209E-02 5.17110E-02 5.84203E-02 6.55528E-02
 7.13404E-02 7.22279E-02 6.71671E-02 5.30975E-02 3.46996E-02 3.47139E-02 2.30286E-02 1.47737E-02 1.43419E-02 1.75379E-02
 1.59014E-02 9.87433E-03 5.31557E-03 3.15915E-03 1.34081E-03 3.84969E-04 7.78125E-05 1.16721E-05

FE56(NP)MN56

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 5.85937E-04 1.93707E-02 1.10266E-01
 2.23248E-01 2.17227E-01 1.65929E-01 1.29816E-01 7.71277E-02 3.72875E-02 1.49914E-02 4.14924E-03

NI58(NP)CO58

0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01
 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 0.00000E-01 1.04602E-04 1.71611E-03 4.72083E-03 1.01416E-02 1.77443E-02 2.77410E-02
 4.05075E-02 5.62877E-02 7.35952E-02 9.77999E-02 9.98173E-02 9.22544E-02 7.90219E-02 6.29171E-02 6.76994E-02 8.72740E-02
 7.96494E-02 4.88750E-02 2.61102E-02 1.54415E-02 6.99007E-03 2.63094E-03 8.24749E-04 1.35380E-04

U235(NF)FP-CD

2.29995E-03 1.12447E-02 1.56981E-02 1.79219E-02 1.12942E-02 5.93745E-03 6.72851E-03 7.12790E-03 1.98823E-03 1.85800E-03
 1.92013E-03 2.26445E-03 3.43297E-03 1.91622E-02 2.98506E-02 3.35094E-02 3.67427E-02 3.94186E-02 4.31114E-02 4.97235E-02
 5.73983E-02 6.72035E-02 7.54799E-02 5.57143E-02 3.84840E-02 3.33202E-02 2.92754E-02 3.18785E-02 3.45403E-02 3.69715E-02
 3.75324E-02 3.62647E-02 3.24626E-02 2.40273E-02 1.50794E-02 1.45393E-02 9.08339E-03 5.49953E-03 4.96028E-03 5.56863E-03
 5.25039E-03 3.64193E-03 2.20627E-03 1.37552E-03 6.38072E-04 2.54967E-04 8.78747E-05 2.66612E-05

NA23(NG)NA24-CD

1.92666E-03 1.85227E-02 1.61829E-01 4.57683E-01 2.70089E-02 6.24466E-03 5.31452E-03 4.25951E-03 8.83152E-04 7.14248E-04
 6.66756E-04 6.63200E-04 1.40729E-03 1.21059E-02 8.13685E-03 1.57704E-02 2.13613E-02 2.45482E-02 2.56865E-02 2.66678E-02
 2.49592E-02 2.21597E-02 2.03689E-02 1.28671E-02 7.97775E-03 6.85970E-03 6.40049E-03 7.53952E-03 8.62149E-03 9.61379E-03
 1.02708E-02 1.02265E-02 9.28540E-03 6.95597E-03 4.17150E-03 3.63518E-03 1.88977E-03 7.67058E-04 6.02982E-04 7.62643E-04
 7.13143E-04 4.67235E-04 2.70240E-04 1.76307E-04 8.77133E-05 3.44101E-05 1.11798E-05 2.76811E-06

THE EIGENVALUES OF (C-T)*C ARE

1.96379E 02 1.39947E 02 7.27580E 01 3.16061E 01 1.89923E 01 5.65952E 00
 3.05063E 00 1.45731E 00 6.24265E-01

NUMBER OF ITERATION STEPS IS 4

OMEGA = 2.88646E 01

ПРИЛОЖЕНИЕ VII: Результаты, напечатанные кодом RFSP стр. 7

CALCULATED DIFFERENTIAL FLUX F(C)

5.00000E-04	0.00000E-01	1.00000E-03	5.09876E 07	1.40000E-03	7.13069E 07	2.10000E-03	1.05984E 08
3.10000E-03	1.53003E 08	4.60000E-03	1.27662E 08	5.50000E-03	7.98286E 07	6.50000E-03	9.19741E 07
8.50000E-03	1.02205E 08	1.00000E-02	2.77222E 07	1.20000E-02	2.77216E 07	1.40000E-02	3.23446E 07
1.80000E-02	4.15878E 07	2.10000E-02	5.82771E 07	4.60000E-02	4.08195E 08	1.00000E-01	8.38370E 08
1.20000E-01	9.43298E 08	1.40000E-01	1.05949E 09	1.80000E-01	1.24233E 09	2.00000E-01	1.33008E 09
2.80000E-01	1.61038E 09	4.00000E-01	1.79888E 09	6.00000E-01	1.86357E 09	8.00000E-01	1.81962E 09
9.00000E-01	1.88477E 09	9.50000E-01	1.33599E 09	1.06000E 00	1.11919E 09	1.20100E 00	9.95376E 08
1.35100E 00	1.09369E 09	1.5.900E 00	1.18000E 09	1.70900E 00	1.24871E 09	1.92300E 00	1.28363E 09
2.16300E 00	1.26081E 09	2.43300E 00	1.16437E 09	2.73700E 00	9.10165E 08	3.07900E 00	5.78613E 08
3.46300E 00	5.67435E 08	3.89600E 00	3.67015E 08	4.38300E 00	2.25274E 08	4.93000E 00	2.13634E 08
5.54600E 00	2.82150E 08	6.23900E 00	2.24644E 08	7.01900E 00	1.08592E 08	7.89600E 00	5.41234E 07
8.88200E 00	4.75993E 07	9.90200E 00	2.20207E 07	1.12400E 01	7.81871E 06	1.26400E 01	2.48485E 06
1.42200E 01	7.23745E 05						

DIFFERENTIAL FLUX F(C)

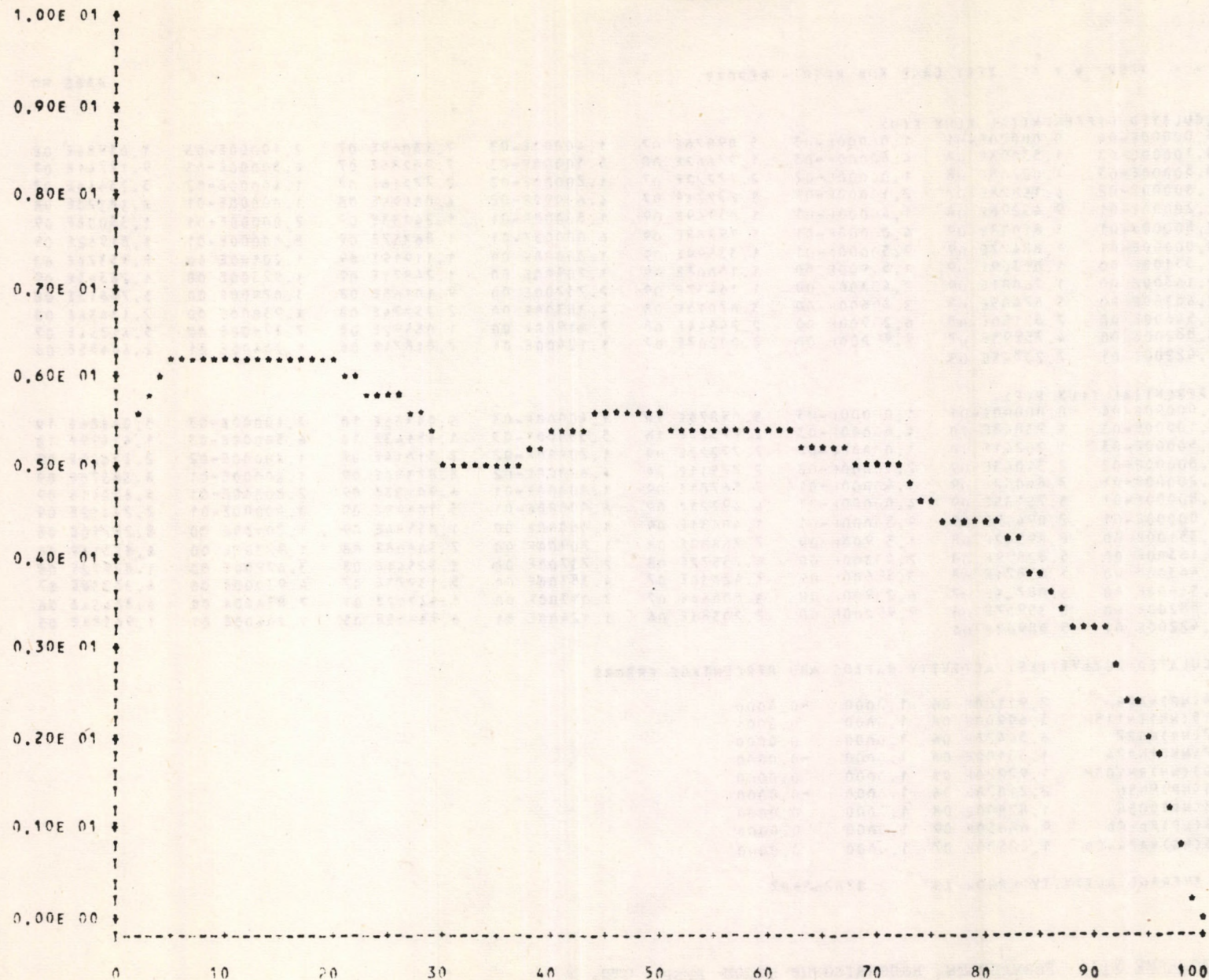
5.00000E-04	0.00000E-01	1.00000E-03	5.09876E 10	1.40000E-03	5.09835E 10	2.10000E-03	5.04686E 10
3.10000E-03	4.93848E 10	4.60000E-03	2.77527E 10	5.50000E-03	1.45143E 10	6.50000E-03	1.41499E 10
8.50000E-03	1.20241E 10	1.00000E-02	2.77222E 09	1.20000E-02	2.31014E 09	1.40000E-02	2.31029E 09
1.80000E-02	2.31043E 09	2.10000E-02	2.77511E 09	4.60000E-02	8.87380E 09	1.00000E-01	8.38370E 09
1.20000E-01	7.86032E 09	1.40000E-01	7.56781E 09	1.80000E-01	6.90183E 09	2.00000E-01	6.65041E 09
2.80000E-01	5.75135E 09	4.00000E-01	4.49721E 09	6.00000E-01	3.10595E 09	8.00000E-01	2.27452E 09
9.00000E-01	2.09419E 09	9.50000E-01	1.40631E 09	1.06000E 00	1.05584E 09	1.20100E 00	8.28790E 08
1.35100E 00	8.09542E 08	1.5.900E 00	7.76882E 08	1.70900E 00	7.30668E 08	1.92300E 00	6.67516E 08
2.16300E 00	5.82899E 08	2.43300E 00	4.78572E 08	2.73700E 00	3.32541E 08	3.07900E 00	1.87922E 08
3.46300E 00	1.63871E 08	3.89600E 00	9.42030E 07	4.38300E 00	5.13973E 07	4.93000E 00	4.33336E 07
5.54600E 00	5.08745E 07	6.23900E 00	3.60064E 07	7.01900E 00	1.54712E 07	7.89600E 00	6.85454E 06
8.88200E 00	5.35907E 06	9.90200E 00	2.20383E 06	1.12400E 01	6.95615E 05	1.26400E 01	1.96586E 05
1.42200E 01	5.08962E 04						

CALCULATED ACTIVITIES, ACTIVITY RATIOS AND PERCENTAGE ERRORS

MG24(NP)NA24	2.91160E 06	1.0000	-0.0000
IN115(NN)IN115M	3.69900E 08	1.0000	0.0001
AL27(NP)MG27	6.56420E 06	1.0000	0.0000
AL27(NHE)NA24	1.38100E 06	1.0000	-0.0000
RH103(NN)RH103M	1.97220E 09	1.0000	0.0000
FE56(NP)MN56	2.21020E 06	1.0000	-0.0000
NI58(NP)CO58	1.87500E 08	1.0000	0.0000
U235(NF)FP-CD	9.62650E 09	1.0000	0.0000
NA23(NG)NA24-CD	1.23500E 07	1.0000	0.0000

THE AVERAGE ACTIVITY ERROR IS 2.87826E-07

DIFFERENTIAL FLUX F(E)



61.882



Kiadja a Központi Fizikai Kutató Intézet
Felelős kiadó: Szabó Ferenc, a Reaktorkutatási
Tudományos Tanács Elnöke
Szakmai lektor: Kosály György
Nyelvi lektor: Szabó Zoltán
Példányszám: 225 Törzsszám: 71-5621
Készült a KFKI sokszorosító üzemben, Budapest
1971. június hó