

Dos esquemas de cálculo de reactores nucleares

por R. Ortiz, G. Velarde, R. Caro, J. L. de Francisco y A. Brú*

CÁLCULO DE CONSTANTES

En el primer esquema, el cálculo de las constantes nucleares para los diferentes grupos neutrónicos se efectúa siempre tomando como factor de peso el flujo neutrónico, bien en el intervalo de moderación, bien en la región térmica.

Cálculo de constantes rápidas

Se toma como intervalo de moderación el intervalo de 0,625 eV a 10 MeV. El número de grupos neutrónicos en el mismo puede ser uno, dos o tres, y las correspondientes constantes se obtienen promediando las secciones eficaces según el flujo $F_0(u)$ obtenido como solución de la ecuación de Boltzmann, en las aproximaciones P₁ o B₁, para una lámina homogénea infinita. La fuente exterior se supone isótropa. La densidad de moderación, q , que para el H es solución de

$$\frac{dq}{du} + q = \Sigma_s F_0 \quad (1)$$

para los demás elementos se ha tomada igual a

$$q = (\lambda \Sigma_a + \xi \Sigma_s) F_0 \quad (2)$$

con $\lambda = \xi^2 / 2\xi$. Aunque una nueva versión del programa ISLERO prevé la posibilidad de tratar por separado no sólo el hidrógeno, sino también el deuterio en la aproximación Greuling-Goertzel consistente, en los cálculos realizados hasta ahora la densidad de moderación se ha tomado en la forma (2). Generalmente se ha adoptado la aproximación B₁.

Las ecuaciones indicadas se resuelven numéricamente mediante los programas ISLERO-0 e ISLERO-1 [1]. El primero da los valores de las constantes macroscópicas promediadas para toda la celda o reactor y el segundo, además las constantes microscópicas, elemento por elemento. Los parámetros de entrada son las densidades atómicas de los diversos elementos, la laplaciana (que puede no ser la misma para todos los grupos en ISLERO-1) y el factor de autoblindaje, L , de los elementos que presenten resonancias. Este factor, al igual que ν^{25}_t , se puede ajustar experimentalmente para cada tipo de reactor. En el caso del reactor DON (combustible en haces de 19 barras

de UC refrigerado por un líquido orgánico, D₂O como moderador y Al y SAP como materiales estructurales), no se procedió a ajuste experimental ninguno para los cálculos preliminares. Para ν^{25}_t se adoptó el valor 2,43 [18], y el factor de autoblindaje se ha calculado de acuerdo con la fórmula dada en [2]. En cuanto a la integral de resonancia, se ha tomado

$$IR_T = IR_0 \left[1 + \left(a + b \frac{S_{\text{ef}}}{M} \right) (T^{\frac{1}{4}} - 17,1348) \right] \quad (3)$$

con

$$IR_0 = A + B (S_{\text{ef}}/M + E)^{\frac{1}{4}} \quad (4)$$

$$S_{\text{ef}} = S_g (1 - C) \quad (5)$$

S_g es el área de la superficie geométrica y C el coeficiente de Dancoff-Ginsburg

$$C = \frac{2}{\pi L'} \int dL' \int \cos \beta K_{t\delta} (\Sigma_s \lambda) d\beta \quad (6)$$

En (6), λ es la longitud de una cuerda entre dos puntos de la superficie del combustible situada dentro del moderador, β el ángulo que forma con la normal a la superficie dirigida hacia el moderador y L' el perímetro del combustible.

Los valores de los parámetros A , B , E , a y b se dan en la tabla 1. Para el caso de UC se emplearán las fórmulas de correlación de Vernon [3] partiendo del U metálico y del UO₂. Entre ambas correlaciones, se ha obtenido la siguiente correlación intermedia [4]

$$IR_0^{\text{UC}} = 3,64 + 25,87 [(S_{\text{ef}}/M)^{\text{UC}}]^{\frac{1}{4}} \quad (7)$$

En cuanto al valor de C , el cálculo numérico para el caso de dos barras ha sido efectuado por Carlvik y Pershagen [6]. Para un haz de barras se ha empleado la corrección de Fukai [7] y en el caso de una serie de anillos de combustible, el cálculo ha sido llevado a cabo por Velarde [8].

Tabla 1. Parámetros para las integrales de resonancia

Isótopo	Metal	UO ₂	UC
A	2,95	4,15	4,15
B	25,80	26,60	25,60
E	0	0	-0,02795
$a \times 10^2$	0,51	0,58	0,55
$b \times 10^2$	0,50	0,50	0,50
Referencia.	[5]	[5]	[4]
		[4]	[4]

Con la ayuda de programas preparados por T. Iglesias, F. Briones y M. R. Corella*.

* Junta de Energía Nuclear, Madrid.

Cálculo de constantes térmicas

Se toma como intervalo de termalización el comprendido entre 0 y 0,625 eV. Todos los neutrones térmicos se reunen en un mismo grupo (cf., sin embargo, más adelante), y las correspondientes constantes se determinan promediando respecto del flujo. Este resulta de la integración de la ecuación del transporte en su forma elemental, es decir, la que responde a las siguientes hipótesis simplificadoras: a) la termalización tiene lugar en un medio homogéneo, isótropo e infinito, corrigiéndose las fugas de neutrones mediante un término de la forma DB^2F_0 ; b) el medio dispersor es un gas monoatómico; c) la masa de los núcleos del gas es igual a la del neutrón en todo el intervalo 0–0,625 eV (espectro Wigner-Wilkins) o mucho mayor que la del neutrón en todo él (espectro Wilkins) o se comporta de la primera manera en un intervalo $E_c \leq E \leq E_0 = 0,625$ eV, y de la segunda en el intervalo complementario $0 \leq E \leq E_c$. En estas condiciones, el problema se reduce a la integración de una ecuación diferencial de la forma

$$y''(E) = -H(E) y(E) \quad (8)$$

donde $H(E)$ es una función continua de E en todo el intervalo $(0, E_0)$ en los dos primeros casos y presenta una discontinuidad de primera especie en E_c en el último caso. La solución $y(E)$ buscada es la que se anula en el origen y es continua, con derivada primera continua, en todo el intervalo $(0, E_0)$. Como consecuencia, la densidad neutrónica $N(E)$ es continua en $(0, E_0)$, pero su derivada primera presenta una discontinuidad de primera especie en E_c si en E_c es discontinua $H(E)$. Los programas PROMETEO-I, II y III [9–11] permiten la resolución numérica de (8), y con ello el cálculo del flujo $F_0(E)$, en los tres casos citados: espectro Wigner-Wilkins, espectro Wilkins o espectro Wilkins en $(0, E_c)$ y Wigner-Wilkins, en (E_c, E_0) . Los parámetros de entrada son las densidades atómicas de los diversos elementos, la laplaciana, la temperatura del moderador y el tipo de enlace molecular.

Regiones vacías

En el caso de estratos cilíndricos prácticamente vacíos (por ejemplo, regiones ocupadas por un gas cuyas secciones eficaces son muy pequeñas empleado como refrigerante o como aislante térmico en un reactor con moderador frío), en un modelo con varios grupos de neutrones y en la aproximación de difusión se puede considerar el vacío como un medio que sólo dispersa, caracterizado por las constantes $\Sigma_e = 0$, $\nu\Sigma_f = 0$ y un coeficiente D^v [12] dado por

$$D^v = \frac{r_{v-1}}{2a} \ln \frac{r_v}{r_{v-1}} \simeq 1 \pm 0,2 \text{ para } 0,15 \leq \frac{r_{v-1}}{r_v} \leq 0,85 \quad (9)$$

donde $a = 1 = (2/\pi)$ arccsen $(r_{v-1}/r_v) - (2/\pi)$ $(r_{v-1}/r_v) \times (1 - r_{v-1}/r_v)^{\frac{1}{2}}$ y r_v , r_{v-1} son los radios exterior e interior de la región vacía.

Estructura fina

La heterogeneidad de la región que contiene el haz de barras combustibles, con sus vainas, y el refrigerante se tiene en cuenta de la manera siguiente. En el grupo neutrónico para el que existen resonancias, la heterogeneidad interviene a través del área efectiva, S_{ef} . En el grupo térmico se obtienen los factores de desventaja aplicando la teoría de difusión monoenérgética al refrigerante y la teoría de colisiones múltiples en la vaina y en el combustible. El enlace entre estos dos últimos modelos se efectúa por medio de la longitud extrapolada

$$\lambda \Sigma^r_{tr} = \frac{4}{3\beta} - H \quad (10)$$

en la cual Σ^r_{tr} corresponde al refrigerante, β es la negrura de la vaina y del combustible y H es función de la corriente neutrónica en un medio infinito sin absorción [13, 14].

Parámetros integrales de la celda

Una vez calculadas las constantes térmicas y rápidas de los $g \leq 4$ grupos neutrónicos para cada una de las regiones homogeneizadas de la celda, teniendo en cuenta los factores de desventaja debidos a la heterogeneidad de la región ocupada por el haz combustible, y caracterizadas las regiones vacías por un coeficiente de difusión efectivo (9), se obtiene aplicando la teoría de difusión con varios grupos neutrónicos, las g componentes del flujo, el factor de multiplicación k y la laplaciana material de la celda. Aun a sabiendas de que en muchos casos será conveniente emplear una aproximación mejor de la teoría del transporte, se han aplicado los programas EDIPO-I y II [15] al cálculo de las componentes del flujo en la celda. El programa EDIPO-I resuelve numéricamente en una dimensión las ecuaciones para varios grupos neutrónicos en la aproximación de difusión

$$\nabla \cdot D_i \nabla \phi_i - [D_i B^2_{-i} + \Sigma_{ai} + \sum_{j=i+1}^g \Sigma_{i \rightarrow j}] \phi_i + \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma_{j \rightarrow i} \phi_j + \frac{1}{\lambda} X_i \sum_{j=1}^g (\nu \Sigma_j)_i \phi_j = 0 \quad (11)$$

para $g \leq 4$; 20 regiones y 199 puntos. Los resultados son las componentes ϕ_i del flujo y el valor propio $k_\infty = \lambda$. La laplaciana material, B^2_m , se calcula como la mayor de las raíces de la ecuación secular asociada a (11) con $\lambda = 1$ [16]. El programa EDIPO-II resuelve un problema análogo al (11), con $g \leq 16$; 5 regiones y 49 puntos. En los tres últimos grupos (los tres de más bajas energías) se admite la posibilidad de dispersión regenerativa (*upscattering*), lo que permite emplearlo en un modelo con 3 grupos térmicos y $g - 3$ grupos rápidos en el que los neutrones térmicos se tratan siguiendo en esencia, el método de Selengut.

Iteraciones sucesivas

En la primera iteración, para el cálculo de las constantes térmicas y rápidas, se parte, como se indicó, de

BARRA DE UC 1335 ϕ DISTANCIA ENTRE EJES
DE BARRAS 1680VAINA DE APM
0,055 eALETAS DE APM
0,076 e, 0,120 aESPACIADORES
DE APM 0,440 ϕ TUBO CALANDRIA
DE AL 10 520 ϕ
0,160 eTUBO PRESIÓN
DE APM 9 140 ϕ
0,230 eTUBO ENVOLVENTE
DE APM 8 360 ϕ
0,080 eANILLO DE ORGÁNICO
0,160 eANILLO AISLANTE
DE VACÍO 0,530 e

CELDA DEL DON 20 T

CELDA 20T-UO₂ — análoga a la
20 T pero con
UO₂CELDA 20 E — análoga a la
20 T pero sin
tubos de presión,
ni calandria,
ni anillos de orgánico ni
de vacíoCELDA 20 S — las 19 barras
de UC de la
celda 20 T con
sus vainas y
separadores
sumergidas en
D₂OESCALA 2 :
cotas en cm
 ϕ = diámetro exterior
e = espesor
a = altura

Figura 1

unas densidades atómicas ponderadas de acuerdo con los respectivos volúmenes. Al final, se obtienen las distribuciones en la celda de las g componentes del flujo. En las sucesivas iteraciones se parte de unas densidades atómicas pesadas con sus volúmenes y con el flujo resultante de la iteración anterior. El proceso se repite hasta obtener la convergencia deseada en el valor propio k o en el de la laplaciana material. En los cálculos de optimización se suele emplear una iteración solamente.

MÉTODO DE SÍNTESIS

Dada la capacidad, relativamente pequeña, de la calculadora UNIVAC USS-90, de que se dispone en la JEN, es difícil obtener con ella distribuciones de flujo bidimensionales. Con vistas a realizar cálculos de exploración, se preparó un programa para construir flujos sintéticos bidimensionales [17]. Se trata, en esencia, del llamado método ordinario de síntesis. Si $i=1, 2, \dots, n$ es una región transversal y $\mu=1, 2, \dots, g$ caracteriza al grupo μ -ésimo, con el programa EDIPO se determina la solución (general, no normalizada) de

$$\operatorname{div}_x D_\mu \operatorname{grad}_x \phi^i_\mu(x) - [\Sigma_{T\mu} + D_\mu B^2 z_\mu(i)] \phi^i_\mu(x) + \sum_{\nu=1}^{\mu-1} \Sigma_{y\mu} \phi^i_\nu(x) + \frac{1}{\lambda_x} X_\mu \sum_{\nu=1}^g (\nu \Sigma_f)_\nu \phi^i_\nu(x) = 0 \quad (12)$$

que satisface las condiciones de contorno adecuadas y el correspondiente valor propio $\lambda_x(i)$. Hay que partir, claro está, de valores estimados de las g laplaciañas $B^2 z_\mu(i)$. Se procede entonces a un cálculo axial, determinando la solución de

$$\begin{aligned} \bar{D}^i_\mu Z''_\mu(z) - [\bar{\Sigma}^i T_\mu + \bar{D}^i_\mu B^2 x_\mu(i)] Z_\mu(z) \\ + \sum_{\nu=1}^{\mu-1} \bar{\Sigma}^i_{\nu\mu} Z_\nu + \frac{1}{\lambda_x} \sum_{\nu=1}^g \bar{X}_\mu (\nu \Sigma_f)^i_\mu Z_\nu \\ = 0 \quad (i=1, 2, \dots, n) \end{aligned} \quad (13)$$

que satisface las condiciones de contorno adecuadas y el correspondiente valor propio λ_z . En (13), los promedios son de la forma

$$\bar{f}^i_\mu = \frac{\int_{(i)} dx f_\mu(x) \phi^i_\mu(x)}{\int_{(i)} dx \phi^i_\mu(x)} \quad (14)$$

y, además

$$\begin{aligned} \bar{D}^i_\mu B^2 x_\mu(i) \int_{(i)} \phi^i_\mu(x) dx &= \sum_{\nu=1}^g \left[\bar{\Sigma}^i_{\nu\mu} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\lambda_x} \bar{X}_\mu (\nu \Sigma_f)^i_\nu \right] \int_{(i)} \phi^i_\nu dx \\ &\quad - [\bar{\Sigma}^i T_\mu + \bar{D}^i_\mu B^2 z_\mu(i)] \int_{(i)} \phi^i_\mu dx \end{aligned} \quad (15)$$

A partir de la solución de (13), se lleva a cabo una nueva sucesión de n cálculos transversales de acuerdo

Tabla 2. Laplacianas materiales calculadas y medidas^a

Celda	Separación entre celdas con red		Pureza del D ₂ O, %	Calculado	B ² , m ⁻²	
	Exagonal (cm)	Cuadrada (cm)			Medido	Exp. JEN
20 T . . .	21,59	20,092	99,75	1,23	1,44 ± 0,09	
	24,13	22,456	99,75	1,85	2,04 ± 0,09	
	26,67	24,819	99,75	2,02	2,25 ± 0,08	
20 E . . .	20,417	19	99,50	3,74		4,08
	22,566	21	99,50	4,11		4,22
	25,789	24	99,50	3,98		3,94
20 S . . .	20,417	19	99,50	5,11		5,44
	22,566	21	99,50	5,64		5,84
	25,789	24	99,50	5,52		5,55
70F''7 . . .	20,417	19	99,50	5,24		
	22,566	21	99,50	5,44		
	25,789	24	99,20	5,13		
20T-UO ₂ . . .	26,67	24,819	99,75	1,05	1,25 ± 0,08	

* Interpretado en la JEN por de Francisco [20].

con (12) y con las g laplacianas $B^2_{z\mu}(0)$ dadas por

$$\begin{aligned}
 & D^i_\mu B^2_{z\mu}(i) \int_{z_{i-1}}^{z_i} Z_\mu(z) dz \\
 &= \sum_{\nu=1}^g \left[\bar{\Sigma}_{\nu\mu} + \frac{1}{\lambda_x} X_\mu(\nu \Sigma_f)^i \right] \int_{z_{i-1}}^{z_i} dz \\
 & - [\bar{\Sigma}_{T\mu} + \bar{D}^i_\mu B^2_{x\mu}(i)] \int_{z_{i-1}}^{z_i} Z_\mu(z) dz \quad (16)
 \end{aligned}$$

El proceso se repite hasta conseguir que $\lambda_x(1) = \dots = \lambda_x(n) = \lambda_z$, dentro de límites prefijados. La convergencia suele ser bastante rápida.

EXPERIMENTOS EN AQUILON-II Y EN LA JEN

El esquema de cálculo que precede se ha contrastado

con los resultados de experimentos exponenciales realizados en la División de Física de la JEN y de experimentos de sustitución realizados en AQUILON-II. La celda empleada es la tipo 20 del reactor DON (fig. 1). En los experimentos exponenciales se emplearon las celdas completas (20T y 20T-UO₂) con el refrigerante orgánico y todos los tubos, empleando una red exagonal de pasos 8,5; 9,5 y 10,5 in. En los experimentos de sustitución se emplearon las celdas 20E y 20S en una red cuadrada de pasos 19; 21 y 24 cm con las celdas de referencia 70F''7 de UO₂ [19 y 20].

En la tabla 2 se dan los valores calculados y medidos de B^2 , y en las figuras 2 y 3 se incluyen, además, los valores calculados de k .

Las diferentes configuraciones críticas del AQUILON-II (fig. 4, tabla 3) se calcularon teóricamente, cuyos resultados se dan en las tablas 4 y 5.

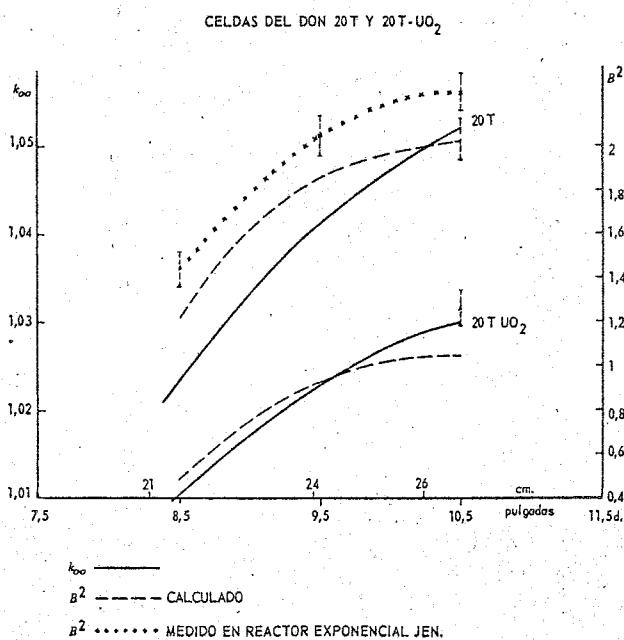


Figura 2

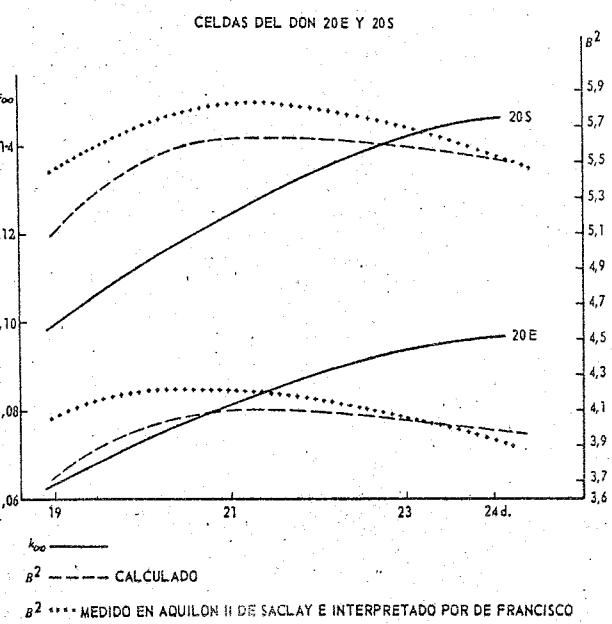


Figura 3

Tabla 3. Dimensiones del modelo geométrico de sustitución.

Dimensiones radiales (Redes 20-S y 20-E)

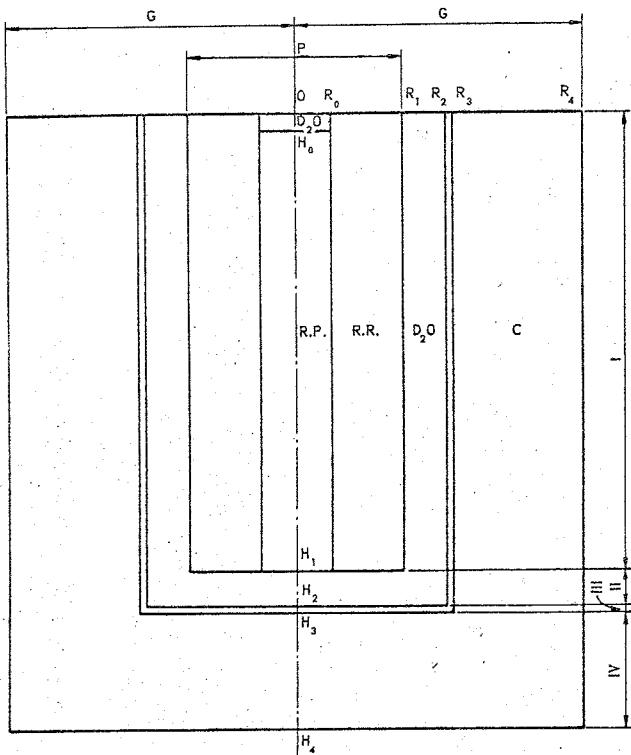
Paso reticulado (cm)	OR ₀					OR ₁	OR ₂	OR ₃	OR ₄
	0	4	12	16	24				
19	0	21,43	37,13	42,88	52,52	113,45	145	145,6	211,95
21	0	23,69	41,03	47,40	58,04	125,39	145	145,6	211,95
24	0	27,07	46,90	54,17	66,34	143,30	145	145,6	211,95

Dimensiones axiales
(Red 20-S)

Paso reticulado (cm)	OH ₁					H ₁ H ₂	H ₂ H ₃	H ₃ H ₄
	0	4	12	16	24			
19	148,80	148,38	147,97	147,71	147,44	7,5	1	71,95
21	141,44	140,81	139,41	138,94	137,87	7,5	1	71,95
24	147,45	146,36	144,31	143,52	141,99	7,5	1	71,95

(Red 20-E)

Paso reticulado (cm)	OH ₀					H ₀ H ₁	H ₁ H ₂	H ₂ H ₃	H ₃ H ₄
	0	4	12	10	24				
19	OH ₁ = 148,74	OH ₁ = 151,92	7,74	11,46	19,16	151 (no) 0,4	7,5	1	71,95
21	OH ₁ = 141,96	OH ₁ = 144,88	OH ₁ = 150,8	3,06	9,76	151 (no) 0,12	7,5	1	71,95
24	OH ₁ = 147,71	OH ₁ = 151,31	7,85	11,58	20,12	151 (no) 0,4	7,5	1	71,95



EXPERIENCIA AQUILON II

Figura 4

ESTÁTICA DE REACTORES RÁPIDOS

Cálculo de las constantes

El esquema de cálculo consta de dos programas, CAMPEADOR y EDIPO, ambos en teoría de difusión. El programa CAMPEADOR resuelve las ecuaciones para 16 grupos de neutrones en la aproximación de difusión y con las constantes recogidas por Yiftah, Okrent y Moldauer [21]. Determina primero las 16 componentes ϕ_i del flujo que obedecen al sistema

$$-D_i B^2 \phi_i - \sum_{j=i+1}^{j=16} \Sigma_{i \rightarrow j} \phi_j + \sum_{k=1}^{k=i-1} \Sigma_{k \rightarrow i} \phi_k + \frac{X_i}{k_{\text{ef}}} \sum_{r=1}^{r=16} (\nu \Sigma_f)_r \phi_r = 0 \quad (17)$$

Tabla 4. Valores calculados de k_{ef} para los experimentos con la red 20-S

Número de barras sustituidas	Paso 19	Paso 21	Paso 24
0	0,991	0,996	0,999
4	0,990	0,994	0,999
12	0,989	0,995	0,998
16	0,989	0,995	0,998
24	0,988	0,996	0,998

Tabla 5. Valores de k_{ef} para los experimentos con la red 20-E

Número de barras sustituidas	Paso 19	Paso 21	Paso 24
0	0,991	0,996	1,000
4	0,991	0,995	1,000
12	0,991	0,996	1,001
16	0,992	0,996	1,002
24	0,992	0,998	1,003

y de la importancia, solución del sistema adjunto

$$-D_i B^2 \phi^*_i - \Sigma_{ai} \phi^*_i - \sum_{j=1}^{j=16} \Sigma_{i \rightarrow j} \phi^*_i \\ + \sum_{j=i+1}^{j=16} \Sigma_{i \rightarrow j} \phi^*_j + \frac{(\nu \Sigma_f)_i}{k_{ef}} \sum_{j=1}^{j=16} X_j \phi^*_j = 0 \quad (18)$$

Para ello se hace $\frac{1}{k_{ef}} \sum_{r=1}^{r=16} (\nu \Sigma_f)_r \phi_r = 1$ en (17) y

$\frac{1}{k_{ef}} \sum_{j=1}^{j=16} X_j \phi^*_j = 1$ en (18), con lo que ambos sistemas se transforman en triangulares de muy fácil resolución.

A continuación, el programa condensa las constantes a cualquier número de grupos $g \leq 16$. Dicha condensación la efectúa con el espectro de flujos en la forma usual y con el producto del espectro de flujos por el de importancias. Permite calcular también el factor efectivo de multiplicación k_{ef} de sistemas desnudos según la fórmula

$$k_{ef} = \frac{\sum_{r=1}^{r=16} (\nu \Sigma_f)_r \phi_r}{\sum_{r=1}^{r=16} (D_r B^2 + \Sigma_{ar}) \phi_r} \quad (19)$$

y la laplaciana crítica mediante un proceso de iteración sobre k_{ef} . Calcula así mismo el factor de multiplicación infinito k_∞ , que corresponde a $B^2 = 0$.

Para el estudio de sistemas desnudos pequeños y muy concentrados, cabe la posibilidad en este programa de substituir el término de fugas de la teoría de difusión $B^2/3\Sigma_{trj}$ por el valor correspondiente de la solución asintótica de la ecuación de Boltzmann, $B_j/\text{arctg } (\beta_j/\Sigma_{trj}) - \Sigma_{trj}$, con lo cual se obtienen mejores valores para el espectro y la masa crítica.

Tabla 6.
Masas críticas, en kg de combustible (^{235}U , ^{233}Pu), de sistemas desnudos muy concentrados

Sistema	Ref.	Teoría de difusión	Solución asintótica (ec. de Boltzmann)	Valor experimental	Geometría
GODIVA	3	63,5	41,1	48,7	Esfera
JEZEBEL	3	29,7	12,5	16,22	Esfera

Contraste del esquema de cálculo

Este esquema de cálculo se ha aplicado a dos sistemas desnudos muy concentrados GODIVA y JEZEBEL [23] y a cuatro sistemas reflejados estudiados en la instalación para experimentos de criticidad ZPR-III [24, 25]. Para los dos primeros se calculó la masa crítica según los dos procedimientos ya indicados, obteniéndose en difusión un resultado por exceso como era de esperar. Cuando el término de fugas es dado por la solución asintótica de la ecuación de Boltzmann, el resultado es mejor, pero por defecto. Los resultados se dán en la tabla 6. Para los casos experimentados en ZPR-III, se condensaron las constantes a cuatro grupos con el espectro de flujos y cor el producto de flujos e importancias, suponiendo un valor de la laplaciana independiente del grupo e igual a la laplaciana material. La reactividad y la distribución de flujos se obtuvieron a continuación por aplicación de EDIPO y de la técnica de síntesis explicada en el esquema expuesto para reactores térmicos. En algunos casos, de la distribución de flujos así obtenida se dedujo el valor de la laplaciana por grupos y se procedió a una nueva condensación con CAMPEADOR y a un nuevo cálculo de reactividad con el programa EDIPO.

Los resultados se presentan en la tabla 7. Los de la columna A están obtenidos por condensación cor flujos. Los de la columna B por condensación cor flujos e importancias.

Los resultados de las tablas 4 y 5 no se consideran suficientemente buenos para obtener la masa crítica. Se pretende mejorarlos mediante un cálculo de iteraciones sucesivas de las constantes de la celda y acaso ajustando los parámetros dejados libres a efecto. Las tablas 6 y 7 parecen indicar una situación similar; por otra parte es difícil llegar a conclusiones generales partiendo de los resultados de la tabla 6. La razón fundamental consiste en que deberían hacerse correcciones previas por la heterogeneidad de los elementos combustibles y el efecto de la región intermedia entre las dos mitades de la máquina ZPR-III.

EXPRESIONES DE AGRADECIMIENTO

Queremos agradecer a Atomics International la colaboración prestada en el cálculo de las constantes rápidas del elemento combustible tipo DON.

Tabla 7. Factor efectivo de multiplicación en sistemas críticos probados en ZPR-III

Número del sistema	Ref.	Geometría	A	B
6 C	24	Cilindro	0,956	0,976
6 F	24	Esfera	1,011	1,011
9	24	Cilindro	1,010	1,009
9 A	24	Esfera	1,004	1,007

BIBLIOGRAFÍA

1. Briones, F., FTCR 4, informe interno, JEN (julio 1961).
2. Velarde, G., FTCR 24, informe interno, JEN (enero 1964).
3. Vernon, R., Nuc. Sci. Eng. 6, 163 (agosto 1959).
4. Velarde, G., FTCR 23, informe interno, JEN (enero 1964).
5. Hellstrand, E., et al., Nuc. Sc. Eng. 8, 497 (1960).
6. Carlvik, I., y Pershagen, B., RFR 20 (febrero 1959).
7. Fukai, Y., Nuc. Sc. Eng. 9, 370 (1961).
8. Velarde, G., Nuc. Sc. Eng. 15, 1, 99 (1963).
9. Corella, M. R., e Iglesias, T., PROMETEO I (en prensa).
10. Corella, M. R., e Iglesias, T., PROMETEO II (en prensa).
11. Corella, M. R., e Iglesias, T., PROMETEO III (en prensa).
12. Velarde, G., Nuc. Sc. Eng. 13, 2, 200 (1962).
13. McKay, C. D., NEI 143 (junio 1960).
14. Pershagen, B., y Carlvik, I., AEF 69.
15. Iglesias, T., FTCR 13, informe interno, JEN (marzo 1963).
16. Brú, A., FTCR 30, informe interno, JEN (1964).
17. Ortiz Fornaguera, R., e Iglesias, T., FTCR 32, informe interno, JEN (marzo 1964).
18. ANL-5800, segunda edición.
19. Bailly, J., et al., DEP/EC/S 60-52 (junio 1960).
20. Rodríguez Mayquez, E., Francisco, J. L. de, y Olarte, F., *Estudio experimental de redes de carburo de uranio en agua pesada*, véanse las presentes Actas, P/743, Vol. 3.
21. Yiftah, S., et al., *Fast Reactor Cross Sections*, Pergamon Press.
22. Caro, R., *CAMPEADOR, a Condensation Code for Fast Reactors*. EAES Symposium on Fast and Epithermal Spectra in Reactors, Harwell (diciembre 1963).
23. Loewenstein, W. B., y Okrent, K., *Física de reactores rápidos de potencia; informe sobre el estado del problema*, Actas de la segunda conferencia internacional sobre la utilización de la energía atómica con fines pacíficos, P/637, Vol. 6, pág. 323, Naciones Unidas (1958).
24. Long, J. K., et al., *Estudios sobre reactores de potencia de neutrones rápidos con el ZPR-III*, Actas de la segunda conferencia internacional sobre la utilización de la energía atómica con fines pacíficos, P/598, Vol. 6, pág. 387, Naciones Unidas (1958).
25. Long, J. K., et al., *Experimental Results on Large Dilute Fast Critical Systems with Metallic and Ceramic Fuels*, Physics of Fast and Intermediate Reactors, Vol. 1, pág. 271, IAEA, Viena (1962).

ABSTRACT—RÉSUMÉ—АННОТАЦИЯ—RESUMEN

A/742 Spain

Two schemes for nuclear reactor calculations

By R. Ortiz et al.

Two mathematical schemes for nuclear reactor calculations have been prepared at the Theoretical Physics and Reactor Calculations Division of the Junta de Energía Nuclear (JEN).

The tools for the first scheme are the following programmes, all coded at JEN for the UNIVAC USS-90 computer:

(a) ISLERO

This programme solves either the P_1 or B_1 approximation to the one-dimensional, multigroup slowing-down Boltzmann equation in an infinite homogeneous slab. The 54 energy groups range from 0.625 eV to 10 MeV. Few-group constants, to a maximum of three groups, are obtained by averaging over the flux spectrum. Input data are the isotopic composition, the geometric buckling and the self-shielding factor.

(b) PROMETEO-I, II and III

These programmes solve the differential equations, with spectra, for the Wigner-Wilkins and the Wilkins cases, and for a combination of the two. The thermal constants are averaged over the obtained flux spectrum. Input data are the isotopic composition, the geometric buckling, temperature and form of molecular binding.

(c) EDIPO-I and II

These programmes solve the one dimensional,

several-group diffusion equations. EDIPO-I is a few-group (4 max.) programme, for a maximum of 20 regions and 199 mesh points. The corresponding values for EDIPO-II are, 16, 4 and 49, respectively. An interesting feature of the last programme is that it allows consideration of up-scattering in the last three groups. The conventional method of flux synthesis has been applied to synthesize two-dimensional fluxes by combining the results of one-dimensional problems. Isotopic composition in clusters follows from the thermal flux fine distribution according to the Pershagen-Carlvik approach. A generalized Selengut method has been developed by taking advantage of the possibility offered by EDIPO-II of having up-scattering in the three last energy groups. In this way interference phenomena between thermal spectra can be taken into consideration.

The whole theoretical scheme has been applied to the substitution experiments carried out in AQUILON II (Saclay) and to the exponential experiments carried out at the Physics Division of JEN, as a part of the DON Project Programme (a natural uranium carbide, heavy water, organic, reactor system), in all calculations the resonance self-shielding factor was left free as an adjustable parameter. Four-groups diffusion theory was used throughout.

The second scheme differs from the first essentially in that the weighting functions for averaging cross sections are not the flux spectra, but the product of importance and flux spectra. As a first step, the programme CAMPEADOR has been developed to be used on the USS-90 machine. This programme solves the multigroup (16 groups) diffusion equations and their adjoints for a finite or infinite homogeneous

medium. The condensation to a given number of groups (≤ 16) takes place by averaging cross sections as said above. EDIPO-I and II are then used for reactivity and neutron flux distribution calculations. The scheme has been checked against experimental and theoretical results for fast neutron systems obtained from the referenced literature.

A/742 Espagne

Deux modèles de calcul de réacteurs nucléaires

par R. Ortiz et al.

La Division de physique théorique et de calcul des réacteurs de la Junta de Energía Nuclear (JEN) a mis au point deux schémas pour le calcul de réacteurs nucléaires.

Le premier se fonde sur les programmes suivants, tous préparés à la JEN pour l'ordinateur électronique UNIVAC USS-90:

a) ISLERO

Ce programme permet de résoudre l'équation de modération de Boltzmann, avec les approximations P_1 ou B_1 pour une plaque homogène infinie. Les 54 groupes énergétiques s'échelonnent de 10 MeV à 0,625 eV. Les constantes, réduites à trois groupes au maximum, sont obtenues en faisant une moyenne d'après le spectre du flux. Les données d'entrée sont: la composition isotopique, le laplacien géométrique et le facteur d'autoprotection.

b) PROMETEO-I, II et III

Ces programmes permettent de résoudre les équations différentielles de Wigner-Wilkins, de Wilkins ou une combinaison des deux. On obtient les constantes thermiques en faisant la moyenne d'après le spectre du flux ainsi calculé. Les données d'entrée sont: la composition isotopique, le laplacien géométrique, la température et le type de liaison moléculaire.

c) EDIPO-I et II

Ces programmes permettent de résoudre les équations unidimensionnelles de la diffusion de divers groupes de neutrons. EDIPO-I concerne les problèmes ayant au maximum quatre groupes, 20 régions et 199 points. Les valeurs correspondantes dans EDIPO-II sont respectivement 16, 5 et 49. Une caractéristique importante de ce dernier programme réside dans le fait qu'il permet d'envisager la dispersion avec un gain d'énergie dans les trois derniers groupes. On a appliquée la méthode habituelle de synthèse des flux à la synthèse des flux bidimensionnels à partir des résultats des problèmes de flux à une dimension. La composition isotopique dans les faisceaux est obtenue à partir de la distribution fine du flux de neutrons thermiques d'après la méthode Pershagen-Carlvik. On a mis au point une méthode de Selengut généralisée en tirant parti de la possibilité qu'offre EDIPO-II de traiter la

dispersion avec un gain d'énergie. De cette façon, on peut tenir compte des phénomènes d'interférence des spectres des neutrons thermiques.

Les auteurs ont appliqué l'assemblage du schéma théorique aux expériences de substitution effectuées dans AQUILON-II (Saclay) et aux expériences exponentielles effectuées à la Division de physique de la JEN dans le cadre du programme relatif au projet DON concernant un réacteur à carbure d'uranium naturel, ralenti à l'eau lourde et refroidi par un fluide organique. Dans tous les calculs on a laissé libre, comme paramètre de réglage, le facteur d'autoprotection dans les résonances. On a utilisé dans tous les cas la théorie de diffusion à quatre groupes.

Le deuxième schéma diffère essentiellement du premier, en ce que les fonctions de pondération pour la moyenne des sections efficaces sont non pas les spectres de flux, mais les produits des spectres de flux par les fonctions d'importance. On a commencé par préparer le programme CAMPEADOR pour l'appareil USS-90. Ce programme permet de résoudre les équations de diffusion pour divers groupes et leurs compléments dans un milieu homogène fini ou infini. La réduction à un nombre donné de groupes ≤ 16 est obtenue en faisant la moyenne des sections efficaces de la façon indiquée ci-dessus. On utilise ensuite EDIPO-I et II pour les calculs de réactivité et de distribution du flux. On a vérifié ce schéma par comparaison avec les résultats théoriques et expérimentaux relatifs aux systèmes à neutrons rapides décrits dans la littérature.

A/742 Испания

О двух численных методах расчета ядерных реакторов

R. Ortiz et al.

В Отделении теоретической физики и расчета реакторов при Управлении по ядерной энергии были разработаны два метода расчета ядерных реакторов.

В основу первого метода положены описываемые ниже программы, которые были составлены Управлением по ядерной энергии для электронно-счетного устройства UNIVAC USS-90.

a) Программа ISLERO.

Эта программа дает возможность решать одномерное уравнение замедления Больцмана в P_1 -или B_1 -приближениях для бесконечной гомогенной пластины. 54 энергетические группы перекрывают интервал от 0,625 эв до 10 Мэв. Малогрупповые константы не более чем для трех групп получаются усреднением по спектру потока нейтронов. Исходными данными являются изотопный состав, геометрический лапласиан и коэффициенты самоэкранировки.

b) Программы PROMETEO-I, PROMETEO-II и PROMETEO-III

Эти программы дают возможность решать

дифференциальные уравнения Вигнера — Вилкинса и Вилкинса или наложение обоих типов. Тепловые константы получают путем усреднения по рассчитанному спектру. Исходными данными являются изотопный состав, геометрический лапласиан, температура и тип молекулярных связей.

с) Программы EDIPO-I и EDIPO-II

При помощи этих программ можно решать одномерные уравнения диффузии для нескольких групп нейтронов. Программа EDIPO-I рассчитана на 4 или меньшее число групп, 20 зон и 199 точек. Соответствующие параметры для программы EDIPO-II равны 16, 5 и 49. Важной особенностью этой последней программы является то, что в трех последних группах она позволяет рассматривать рассеяние с повышением энергии. Исходя из результатов одномерных проблем, обычный метод синтеза потоков был применен для синтезирования двумерных потоков. Изотопный состав в кассете получался из тонкой структуры распределения потока тепловых нейтронов по методу Першагена — Карлвика. Для использования предоставляемой программой EDIPO-II возможности учета рассеяния с повышением энергии был разработан обобщенный метод Селенгута. Это позволяет учитывать явления интерференции тепловых спектров.

Все эти методы были применены для расчета экспериментов, проведенных на критической

сборке AQUILON-II (в Сакле), а также к экспоненциальным экспериментам, проведенным в Физическом отделении Управления по ядерной энергии в качестве части проекта реактора DON на карбиде природного урана с тяжелой водой и органическим теплоносителем. При всех этих расчетах коэффициент резонансной самоэкранировки оставлялся в качестве свободного параметра, подлежащего подбору. Теория диффузии всегда применялась в четырехгрупповом приближении.

Второй метод отличается от первого главным образом тем, что коэффициентами взвешивания для усреднения эффективных сечений являются не спектры потоков, а произведения этих спектров потоков на величину ценности. В качестве первого шага была составлена программа CAMPEADOR для счетной машины USS-90. Эта программа позволяет решать многогрупповые уравнения диффузии и сопряженные уравнения в конечной или бесконечной гомогенной среде. Сведение до данного числа групп (≤ 16) производится путем усреднения эффективных сечений согласно указанному выше способу. Затем программы EDIPO-I и EDIPO-II используются для расчета реактивности и распределения потока. Этот метод был проверен путем сравнения с теоретическими и экспериментальными результатами для систем с быстрыми нейтронами по данным технической литературы.