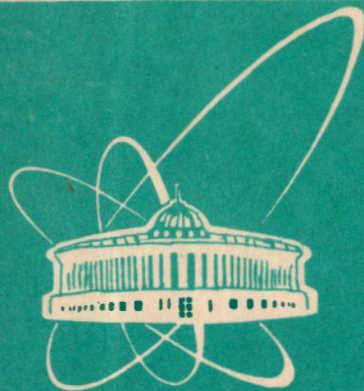


93-11



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-93-11

Н.В.Черненко, Л.П.Черненко, Д.М.Широков

ПРОГРАММА РАСЧЕТА
СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $^{16}\text{O}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{16}\text{O}$
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 2,4+4,0 МэВ

1993

1 Введение

Хорошо известный упругий резонанс в реакции $^{16}\text{O}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{16}\text{O}$ при энергии налетающих частиц около 3,045 МэВ интенсивно используется для изучения содержания кислорода в приповерхностных слоях различных материалов [1]-[9]. Включение информации о сечении данной реакции в программы симуляции спектров обратного рассеяния значительно расширяет возможности последних и увеличивает точность анализа экспериментальных данных [10].

Наличие некоторых расхождений в положении резонанса и его ширины, отмечаемых в настоящее время в некоторых публикациях [2], не влияет существенно на многие успешно используемые достоинства метода обратной спектрометрии. Вместе с тем имеется необходимость получения более прецизионных данных о резонансе для применения метода обратной спектрометрии в некоторых специальных случаях. Уточнение положения и ширины резонанса, кроме проведения калибровочных достаточно точных экспериментальных измерений, требует использования программы для расчёта дифференциальных сечений рассеяния.

Таким образом, необходимость включения информации о сечении реакции $^{16}\text{O}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{16}\text{O}$ при энергии 3,045 МэВ в программу симуляции спектров обратного рассеяния ионов гелия, а также предстоящие калибровочные эксперименты привели к созданию программы расчёта сечения, описываемой в данной работе.

2 Исходные соотношения

При разработке программы мы опирались на квантово-механическое выражение сечения упругого рассеяния в терминах парциальных волн для бесспиновых частиц на бесспиновом ядре, как это было приведено в работе Камерона [3] в 1953 году.

Дифференциальное сечение рассеяния в системе центра масс рассеивающихся частиц даётся выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Theta} = \frac{1}{k^2} \left| -\frac{1}{2}\eta \cdot \operatorname{cosec}^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cdot \exp\left(i\eta \cdot \ln\left(\operatorname{cosec}^2\frac{\Theta}{2}\right)\right) + \sum (2l+1) \cdot P_l(\cos\Theta) \cdot \sin(\delta_l) \cdot \exp(i\delta_l) \cdot \exp(i\alpha_l) \right|^2, \quad (1)$$

где $k = \frac{\mu v}{\hbar}$, μ -приведённая масса системы, v - относительная скорость частиц, $\eta = \frac{zz'}{\hbar v}$, z и z' - заряды сталкивающихся частиц, Θ - угол рассеяния в системе центра масс, $P_l(\cos\Theta)$ - полином Лежандра l -го порядка, δ_l - сдвиг фазы парциальной волны с орбитальным угловым моментом lh .

Мы ограничились $l = 0, 1, \dots, 5$. Волнами с $l > 5$ можно заведомо пренебречь при интересующих нас энергиях частиц.

В выражении для сечения (1)

$$\exp(i\alpha_l) = \prod_{s=1}^l \left(\frac{s+i\eta}{s-i\eta} \right) = \exp \left(2i \sum_{s=1}^l \operatorname{arctg} \left(\frac{\eta}{s} \right) \right)$$

для $l > 0$ и $\exp(i\alpha_0) = 1$.

Для вычисления фазового сдвига δ_l в работе [3] приводится обоснованное приближение для неперекрывающихся резонансов:

$$\delta_l = -\operatorname{arctg} \left(\frac{F_l}{G_l} \right) \Big|_{r=a} + \operatorname{arctg} \left(\frac{\Gamma_\lambda}{2(E_r - E)} \right),$$

где E - энергия столкновения частиц, F_l и G_l - кулоновские функции, рассчитываемые для прицельного параметра $\rho = kr$ при $r = a = 5,75 \cdot 10^{-13}$ см. Параметр a может уточняться в некоторых работах (см., например, [9]).

Параметры резонансов E_r и Γ_λ (положение и ширина) определяются экспериментально. Мы использовали данные для E_r и Γ_λ , приведённые в работе [3] (см. таблицу 1).

Таблица 1. Положение и ширина резонансов в реакции $^{16}\text{O}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{16}\text{O}$ в соответствии с орбитальным квантовым числом l

l	0	3	0	2	2
$E_r, \text{МэВ}$	2.490	3.045	3.090	3.380	3.885
$\Gamma_\lambda, \text{МэВ}$	0.024	0.010	0.005	0.010	0.003

При подстановке физических констант в соответствующие выражения мы получили

$$\begin{aligned} k[10^{-13}\text{см}] &= .3500403(E[\text{МэВ}])^{\frac{1}{2}}, \\ \eta &= 5.042161(E[\text{МэВ}])^{-\frac{1}{2}}, \\ \rho &= kr|_{r=a} = 2.012732(E[\text{МэВ}])^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

Данные численные выражения мы в дальнейшем использовали в программе.

Для расчёта сечения в лабораторной системе координат использовано преобразование углов

$$\Theta = \pi - \arccos \left(\sin\Theta_\Lambda - \cos\Theta_\Lambda \cdot \sqrt{1 - \frac{m_{\text{He}}}{m_{\text{O}}} \cdot \sin^2\Theta_\Lambda} \right),$$

где Θ_Λ - угол рассеяния в лабораторной системе координат, m_{He} и m_{O} - массы атомов гелия и кислорода соответственно.

При переходе из системы центра масс в лабораторную систему координат сечения преобразуются следующим образом [1]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Theta_\Lambda} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Theta} \right) \left(\frac{\sin\Theta}{\sin\Theta_\Lambda} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{m_{\text{He}}}{m_{\text{O}}} \sin^2\Theta}},$$

где $\frac{m_{\text{He}}}{m_{\text{O}}} = 0,2501719$.

3 Описание программы SECH

Программа SECH, составленная на языке *FORTRAN*, приведена в приложении 1. Входными параметрами для расчета сечения являются энергия E налетающей частицы и угол обратного рассеяния в лабораторной системе координат $\Theta > 90^\circ$. В начале работы программа запрашивает число точек по энергии, в которых рассчитывается сечение, начальная, конечная энергия и угол рассеяния в лабораторной системе координат. Выходной параметр - дифференциальное сечение рассеяния в лабораторной системе координат - *DSGL*. В цикле с меткой 10 проводится расчет таблицы сечения рассеяния, которая записывается последовательно в файл с номером 1. Функция DSG рассчитывает сечение рассеяния в системе центра масс сталкивающихся частиц. Внутри программы используется подпрограмма-функция для расчёта кулоновских функций F_l и G_l , в которой за основу взят алгоритм, опубликованный в работе [11]. Мы приводим с незначительными изменениями программу расчёта кулоновских функций [11] в приложении 2.

В настоящее время существуют и другие алгоритмы расчёта кулоновских функций. Мы сравнили программу, представленную нами

в приложении 2, с программой из библиотеки Дубна [12] (функция *FGETA C361*).

При достаточно точном совпадении результатов расчётов на основе обоих алгоритмов мы нашли, что приведённая в приложении 2 программа считает в 4 раза медленнее.

Не имея авторского разрешения приводить алгоритм программы *FGETA*, мы сочли возможным перепечатать опубликованную программу [11] в данном сообщении для некоторого удобства, состоящего в полноте излагаемого материала.

4 О применении программы

В виде, описанном в приложениях 1 и 2, применять программу *SECH* в программах симуляции спектров обратного рассеяния не рационально. Мы предлагаем два способа использования программы *SECH*.

Первый способ основан на расчёте таблицы энергетической зависимости сечения при данном угле Θ_Λ . Таблица может быть затем использована в симулирующей программе со значительным сокращением издержек на счётное время.

Второй способ состоит в использовании аппроксимации для изолированного резонанса функцией с несколькими параметрами. Например, для резонанса при энергии 3,045 МэВ можно использовать формулу с тремя параметрами [13]:

$$\frac{d\sigma}{d\Theta_\Lambda} = A(\Theta_\Lambda) \frac{(B^2(\Theta_\Lambda) - 1 + 2 \cdot \varepsilon \cdot B(\Theta_\Lambda))^2}{\varepsilon^2 + 1} + C(\Theta_\Lambda), \quad (2)$$

где $\varepsilon = (E_r - E)_{\Gamma_\Lambda}^{-2}$, а $A(\Theta_\Lambda)$, $B(\Theta_\Lambda)$, и $C(\Theta_\Lambda)$ находятся сравнением расчётов по данной формуле с расчётом по программе *SECH*.

Проведя соответствующие расчёты при $90^\circ < \Theta_\Lambda < 180^\circ$, мы нашли хорошую аппроксимацию угловой зависимости параметров A , B и C :

$$\begin{aligned} A &= a_1 + a_2\Theta_\Lambda + a_3\Theta_\Lambda^2, \\ B &= b_1 + b_2\Theta_\Lambda + b_3\Theta_\Lambda^2, \\ C &= c_1 + c_2\Theta_\Lambda + c_3\Theta_\Lambda^2 \end{aligned}$$

при

$$\begin{aligned} a_1 &= -0.34101 & a_2 &= 4.4059 \cdot 10^{-3} & a_3 &= -1.6559 \cdot 10^{-5} \\ b_1 &= -49.963 & b_2 &= 0.60919 & b_3 &= -1.6559 \cdot 10^{-3} \\ c_1 &= .18096 & c_2 &= -1.3736 \cdot 10^{-3} & c_3 &= 3.8704 \cdot 10^{-6}. \end{aligned}$$

Аппроксимация по формуле (2) по точности вполне пригодна для использования в программах симуляции спектров обратного рассеяния.

На рисунке 1 приводится расчётная кривая сечения изолированного резонанса в реакции $^{16}\text{O}(^4\text{He}^4\text{He})^{16}\text{O}$ и относительное отклонение расчёта по формуле (2), с найденной аппроксимацией, от расчёта по программе *SECH*. Заметное отклонение находится в области энергии, для которой сечение рассеяния, а значит и выход рассеянных частиц в спектре, мало влияет на статистику спектров обратного рассеяния.

Аппроксимирующая формула (2) может быть удобна в применении при экспериментальном уточнении положения и ширины резонанса. На её основе может быть составлена теоретическая функция, используемая для подгонки параметров методом наименьших квадратов при обработке экспериментальных данных о зависимости сечения реакции от энергии.

Предварительная проверка правильности работы программы состояла в воспроизведении всех количественных закономерностей поведения сечения реакции в интервале энергий от 2,4 до 4 МэВ и для различных углов в соответствии с данными работы [3].

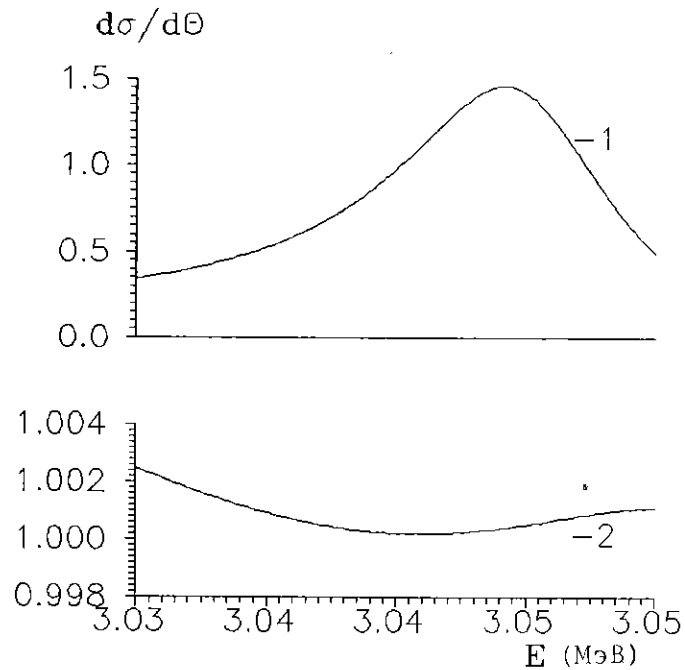


Рисунок 1. Кривая 1 изображает зависимость дифференциального резонансного сечения от энергии при $\Theta_A = 170^\circ$, рассчитанного в системе центра масс сталкивающихся ионов гелия и кислорода. Кривая 2 показывает отношение сечений, рассчитанных по программе SECH и по аналитической аппроксимации согласно формуле (2) (см. текст) при $\Theta_A = 170^\circ$.

Экспериментальным обоснованием точности разработанной программы SECH может служить проверка на основании данных, полученных нами при рассеянии ионов гелия на аморфной плёнке SiO_2 на кремниевой подложке.

На рисунке 2 приведён экспериментальный спектр и подгонка симулирующей программой [14], в которой использована таблица сечения рассеяния гелия на кислороде, рассчитанная по программе SECH.

Полное согласие экспериментальной и подгоночной кривой для выхода рассеянных частиц от плёнки SiO_2/Si подтверждает правильность представленных алгоритмов и численных значений параметров резонанса при энергии 3,045 МэВ.

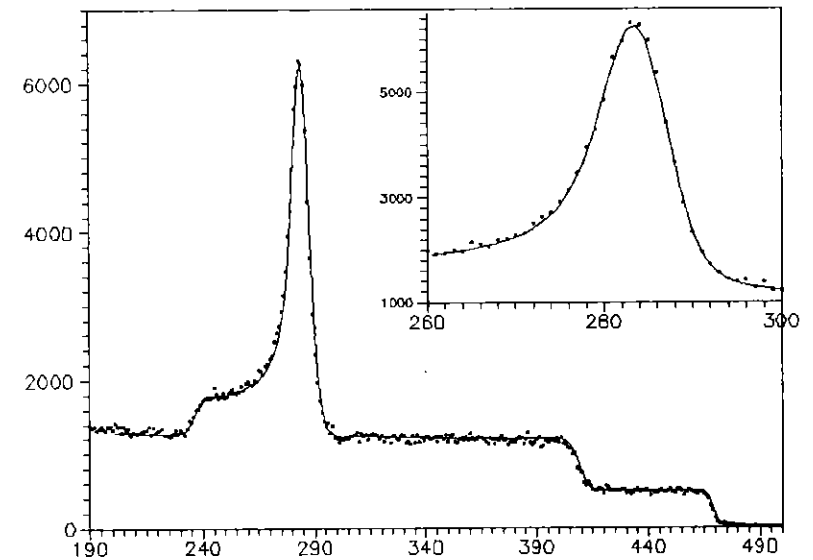


Рисунок 2. Экспериментальный спектр $N(I)$ рассеянных ионов гелия при $\Theta_A = 170^\circ$ (изображён точками). Непрерывная кривая - спектр рассеяния, моделированный программой [14] с использованием расчёта резонансного сечения программой SECH. На вставке в увеличенном виде показан участок спектра с резонансом (параметр χ^2 подгонки спектров равен 1.2).

5 Выводы

Разработана программа SECH расчёта резонансного сечения реакции $^{16}O(^4He^4, He)^{16}$. Программа проверена в конкретном применении при измерении спектров обратного рассеяния на аморфной SiO_2 плёнке.

Приведён текст программы, которая может быть использована при расчёте сечения в интервале энергий 2,4 ÷ 4 МэВ и для углов $90^\circ < \Theta_A < 180^\circ$.

Предложена аппроксимирующая формула, пригодная для применения и обеспечивающая приемлемую точность в большинстве практических случаев.

Авторы благодарны А.П.Кобзеву и Д.А.Корнессу за поддержку и интерес к работе.

Приложение 1

```
COMMON /FP/P(4)
DATA PI/3.14159265/
WRITE(*,*)'ME,EMN,EMX,TL='
READ(*,*)M,EMN,EMX,TL
H=(EMX-EMN)/(M-1)
TL=TL/180.*PI
STL=SIN(TL)
SSTL=STL*STL*0.2501719
CT=SSTL-COS(TL)*SQRT(1.-SSTL*0.2501719)
TT=PI-ACOS(CT)
CT=COS(TT)
P(1)=1.
P(2)=CT
CCT=CT*CT
CCCT=CCCT*CT
P(3)=(3.*CCT-1.)/2.
P(4)=(5.*CCCT-3.*CT)/2.
SDL=SSTL*0.2501719
SL=(SIN(TT)/STL)**2/SQRT(1-SDL)
DO 10 I=1,M
E=EMN+H*(I-1)
DSGL=DSG(E,TT)*SL
10 WRITE(1,*)E,DSGL
END
```

```
C-----
FUNCTION DSG(E,TT)
COMMON/FP/P(4)
DIMENSION GE(5),ER(5),DLT(4),FF(5),FFP(5),GG(5),GGP(5)
COMPLEX II,ECS,EAL(4),SUM,CEP
DATA II,EAL(1)/(0.,1.), (1.,0.)/
DATA GE/0.024,0.010,0.005,0.010,0.003/
DATA ER/2.490,3.045,3.090,3.380,3.885/
MM=0
ACCUR=1.0E-14
```

```
STEP=999.
DQ=SQRT(E)
RO=2.012732*DQ
ETA=5.042161/DQ
DO 2 I=1,3
S=0.
DO 1 J=1,I
1 S=S+ATAN(ETA/J)
2 EAL(I+1)=CEXP(2.*II*S)
DO 10 J=1,4
CALL RCWFN(RO,ETA,MM,J-1,FF,FFP,GG,GCP,ACCUR,STEP)
10 DLT(J)=-ATAN(FF(J)/GG(J))
DLT(1)=DLT(1)+ATAN(GE(1)/2./((ER(1)-E))
DLT(1)=DLT(1)+ATAN(GE(3)/2./((ER(3)-E))
DLT(3)=DLT(3)+ATAN(GE(4)/2./((ER(4)-E))
DLT(3)=DLT(3)+ATAN(GE(5)/2./((ER(5)-E))
DLT(4)=DLT(4)+ATAN(GE(2)/2./((ER(2)-E))
CSTT=1./SIN(TT/2.)
CSTT=CSTT*CSTT
ECS=CEXP(II*ETA*ALOG(CSTT))
SUM=(0.,0.)
DO 20 I=1,4
CEP=CEXP(II*DLT(I))*EAL(I)
20 SUM=SUM+(2*I-1)*P(I)*SIN(DLT(I))*CEP
ECS=-ETA*CSTT*ECS/2.+SUM
A=CABS(ECS)
DSG=A*A/12.252820/E
RETURN
END
```

Приложение 2

```
SUBROUTINE RCWFN(RHO,ETA,MINL,MAXL,FC,FCP,GC,GCP,
# ACCUR,STEP)
REAL K,K1,K2,K3,K4,M1,M2,M3,M4
DIMENSION FC(1200),FCP(1200),GC(1200),GCP(1200)
PACE=STEP
ACC=ACCUR
IF(PACE.LT.100.0) PACE=100.0
IF(ACC.LT.1.0E-15.OR.ACC.GT.1.0E-6)ACC=1.0E-6
```

```

R=RHO
KTR=1
LMAX=MAXL-
LMIN1=MINL+1
XLL1=FLOAT(MINL*LMIN1)
ETA2=ETA*ETA
TURN=ETA+SQRT(ETA2+XLL1)
IF(R.LT.TURN.AND.ABS(ETA).GE.1.0E-6)KTR=-1
KTRP=KTR
GO TO 2
1 R=TURN
TF=F
TFP=FP
LMAX=MINL
KTRP=1
2 ETAR=ETA*R
RHO2=R*R
PL=FLOAT(LMAX+1)
PMX=PL+0.5
C***CONTINUED FRACTION FOR FP(MAXL)/F(MAXL)
C***XL IS F XLPRIME ISFP**
FP=ETA/PL+PL/R
DK=ETAR*2.0
DEL=0.0
D=0.0
F=1.0
K=(PL*PL-PL+ETAR)*(2.0*PL-1.0)
IF(PL*PL+PL+ETAR.NE.0.0)GO TO 3
R=R+1.0E-6
GO TO 2
3 H=(PL*PL+ETA2)*(1.0-PL*PL)*RHO2
K=K+DK+PL*PL*6.0
D=1.0/(D*H+K)
DEL=DEL*(D*K-1.0)
IF(PL.LT.PMX) DEL=-R*(PL*PL+ETA2)*
# (PL+1.0)*D/PL
PL=PL+1.0
FP=FP+DEL
IF(D.LT.0.0)F=-F
IF(PL.GT.20000.)GO TO 11

```

```

IF(ABS(DEL/FP).GE.ACC)GO TO 3
FP=F*FP
IF(LMAX.EQ.MINL)GO TO 5
FC(LMAX+1)=F
FCP(LMAX+1)=FP
C***DOWNWARD RECURSION TO MANL FOR F AND FP,
C ARRAYS GC,GCP ARE STORAGE
L=LMAX
DO 4 LP=LMIN1,LMAX
PL=FLOAT(L)
GC(L+1)=ETA/PL+PL/R
GCP(L+1)=SQRT(ETA2+PL*PL)/PL
FC(L)=(GC(L+1)*FC(L+1)+FCP(L+1))/GCP(L+1)
FCP(L)=GC(L+1)*FC(L)-GCP(L+1)*FC(L+1)
4 L=L-1
F=FC(LMIN1)
FP=FCP(LMIN1)
5 IF(KTRP.EQ.-1)GO TO 1
C***REPEAT FOR R=TURN IF RHOLT TURN
C***NOW OBTAIN P+I.Q FOR MINL FROM
C***CONTINUED FRACTION(32)
C***READ ARITHMETIC TO FACILITATE
C***CONVERSION TO IBM USING REAL*8
P=0.0
Q=R-ETA
PL=0.0
AR=- (ETA2+XLL1)
AI=ETA
BR=2.0*Q
BI=2.0
WI=2.0*ETA
DR=BR/(BR*BR+BI*BI)
DI=-BI/(BR*BR+BI*BI)
DP=- (AR*DI+AI*DR)
DQ=(AR*DR-AI*DI)
6 P=P+DP
Q=Q+DQ
PL=PL+2.0
AR=AR+PL
AI=AI+WI

```

```

BI=BI+2.0
D=AR*DR-AI*DI+BR
DI=AI*DR+AR*DI+BI
T=1.0/(D*D+DI*DI)
DR=T*D
DI=-T*DI
H=BR*DR-BI*DI-1.0
K=BI*DR+BR*DI
T=DP*H-DQ*K
DQ=DP*K+DQ*H
DP=T
IF(PL.GT.546000.)GO TO 11
IF(ABS(DP)+ABS(DQ).GE.(ABS(P)+ABS(Q))*ACC)GO TO 6
P=P/R
Q=Q/R
C***SOLVE FOR FP,G,GP AND NORMALISE F AT L=MINL
G=(FP-P*F)/Q
GP=P*G-Q*F
QLEN=FP*G-F*GP
W=1.0/SQRT(FP*G-F*GP)
G=W*G
GP=W*GP
IF(KTR.EQ.1)GO TO 8
F=TF
FP=TFP
LMAX=MAXL
C***RUNGE-KUTTA INTEGRATION OF G(MINL) AND GP(MINL)
C***INWARDS FROM TURN SEE FOX AND MAYERS 1968 PG 202
IF(RHO.LT.0.2*TURN)PACE=999.0
R3=1.0/3.0
H=(RHO-TURN)/(PACE+1.0)
H2=0.5*H
I2=IFIX(PACE+0.001)
ETAH=ETA*H
H2LL=H2*XLL1
S=(ETAH+H2LL/R)/R-H2
7 RH2=R+H2
T=(ETAH+H2LL/RH2)/RH2-H2
K1=H2*GP
M1=S*G

```

```

K2=H2*(GP+M1)
M2=T*(G+K1)
K3=H*(GP+M2)
M3=T*(G+K2)
M3=M3+M3
K4=H2*(GP+M3)
RH=R+H
S=(ETAH+H2LL/RH)/RH-H2
M4=S*(G+K3)
G=G+(K1+K2+K2+K3+K4)*R3
GP=GP+(M1+M2+M2+M3+M4)*R3
R=RH
I2=I2-1
IF(ABS(GP).GT.1.0E30)GO TO 11
IF(I2.GE.0)GO TO 7
W=1.0/(FP*G-F*GP)
C***UPWARD RECURSION FROM GC(MINL) AND GCP(MINL), STORED
C***VALUES ARE R,S RENORMALISE FC,FCP FOR EACH L-VALUE
8 GC(LMIN1)=G
GCP(LMIN1)=GP
IF(LMAX.EQ.MINL)GO TO 10
DO 9 L=LMIN1,LMAX
T=GC(L+1)
GC(L+1)=(GC(L)*GC(L+1)-GCP(L))/GCP(L+1)
GCP(L+1)=GC(L)*GCP(L+1)-GC(L+1)*T
FC(L+1)=W*FC(L+1)
9 FCP(L+1)=W*FCP(L+1)
FC(LMIN1)=FC(LMIN1)*W
FCP(LMIN1)=FCP(LMIN1)*W
RETURN
10 FC(LMIN1)=W*F
FCP(LMIN1)=W*FP
RETURN
11 W=0.0
G=0.0
GP=0.0
GO TO 8
END

```


Литература

- [1] Chu W.K., Mayer J.W. and Nicolet M.-A. **Backscattering Spectrometry (Academic Press) (1978).**
- [2] Бурдель К.К., Чеченин Н.Г. **Итоги науки и техники, т.1, 35-93 (1990).**
- [3] Cameron J.R. **Phys.Rev. 90, 839 (1953).**
- [4] Blanpain B., Revesz P., Doolittle L.R., Purser K.H. and Mayer J.W. **Nucl. Instr. and Meth. B36, 459 (1988).**
- [5] Berning P. and Benenson R.E. **Nucl. Instr. and Meth. B36, 335 (1989).**
- [6] Prasad K.G., Kurup M.B., Singh P., Grover A.K. and Subba Rao G.V. **Nucl. Instr. and Meth. B36, 485 (1989).**
- [7] Patnaik B.K., Barros Leite C.V., Baptista G.B., Schweikert E.A., Cocka D.L., Quinones L. and Magnussen N. **Nucl. Instr. and Meth. B35, 159 (1988).**
- [8] Rauhala E., Saarilahti J. and Nath N. **Nucl. Instr. and Meth. B61, 83 (1991).**
- [9] Leavith J.A., McIntyre L.C., **Nucl. Instr. and Meth. B44, 260 (1990).**
- [10] Chernenko L.P., Kobzev A.P., Korneev D.A., Shirokov D.M. **Surf. and Interface Analysis, vol.18, 585 (1992)**
- [11] Barnett A.R., Feng D.H., Steed J.W. and Goldfarb L.J.B. **Coulomb wave functions for all real ϵ and p . Comp. Phys. Comm. v8, n.5, 377-395 (1974).**
- [12] Федорова Р.Н., Широкова А.И. **Библиотека программ на Фортране, т.IV, Описание программ, Дубна, 28 (1983) .**
- [13] Боум А. "Квантовая механика: основы и приложения." М., "Мир", 591-602 (1990).
- [14] Shirokov D.M. and Bohac V. "New computer iterative fitting program DVBS for backscattering analysis." (Направлено в NIM).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 января 1993 года.