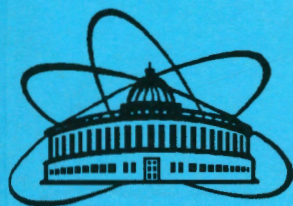


28/15-55

ISSN 0234-5366



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR RAPID COMMUNICATIONS

3[95]-99

Дополнительные условия
на собственные векторы
при решении обратной задачи
для двумерного уравнения Шредингера

On an Absolute Calibration
of Deuteron Beam Polarization at LHE

Определение векторной компоненты
поляризации пучка дейтронов
синхрофазотрона ОИЯИ

Вейвлет-анализ: критерий достоверности
выделения сигнала

Об асимптотике при инклюзивном рождении
антиядер и ядерных фрагментов

Использование нейтронного
активационного анализа на реакторе ИБР-2
для решения задач атмосферного мониторинга

Impulse Method for Temperature
Measurement of Silicon Detectors

Издательский отдел ОИЯИ

ДУБНА

JINR Publishing Department

DUBNA

✓

Объединенный институт ядерных исследований
Joint Institute for Nuclear Research

3[95]-99

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

Дубна 1999



ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

С.И.Сердюкова, М.Павлуш Дополнительные условия на собственные векторы при решении обратной задачи для двумерного уравнения Шредингера S.I.Serdyukova, M.Pavlush Additional Conditions on Eigenvectors in Solving Inverse Problem for Two-Dimensional Shrödinger Equation	5
V.P.Ladygin On an Absolute Calibration of Deuteron Beam Polarization at LHE В.П.Ладыгин Об абсолютной калибровке поляризации пучка дейтронов в ЛВЭ	12
Л.С.Ажгирей, В.Н.Жмыров, В.П.Ладыгин, Г.Д.Столетов Определение векторной компоненты поляризации пучка дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ L.S.Azhgirey, V.N.Zhmyrov, V.P.Ladygin, G.D.Stoletov Determination of the Vector Component of the Polarization of the JINR Synchrophasotron Deuteron Beam.	20
М.С.Хвастунов Вейвлет-анализ: критерий достоверности выделения сигнала M.S.Khvastunov Wavelet-Analysis: Criterion of Reliable Signal Selection.	28
О.С.Космачев Об асимптотике при инклюзивном рождении антиядер и ядерных фрагментов O.S.Kosmachev On Asymptotics in Inclusive Production of Antinuclei and Nuclear Fragments	36
В.Ф.Переседов, Т.М.Островная, Л.П.Стрелкова, В.П.Чинаева, С.Ф.Гундорина Использование нейтронного активационного анализа на реакторе ИБР-2 для решения задач атмосферного мониторинга V.F.Peresedov, T.M.Ostrovnyaya, L.P.Strelkova, V.P.Chinaeva, S.I.F.Gundorina Use of Neutron Activation Analysis at the IBR-2 Reactor for Atmospheric Monitoring.	43

V.V.Kushpil, S.A.Kushpil, V.Petráček

Impulse Method for Temperature Measurement of Silicon Detectors

В.В.Кушпиль, С.А.Кушпиль, В.Петрачек

Импульсный метод измерения температуры кремниевых детекторов. 54

УДК 519.63

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ НА СОБСТВЕННЫЕ ВЕКТОРЫ ПРИ РЕШЕНИИ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ДВУМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА

*С.И.Сердюкова, М.Павлуш **

По аналогии с одномерным случаем [1] разработан алгоритм численного решения обратной задачи для двумерного уравнения Шредингера. Задача сводится к построению симметричной пятидиагональной матрицы $M \times N$ по заданному спектру и первым N компонентам для каждого базисного собственного вектора. В отличие от одномерного случая все N компонент не могут быть произвольными. Установлено, что они должны удовлетворять $(N - 1)^2(M - 1)$ дополнительным условиям. В этой работе обсуждается также возможность определения недостающих компонент из решения системы дополнительных условий совместно с условиями ортонормальности.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Additional Conditions on Eigenvectors in Solving Inverse Problem for Two-Dimensional Shrödinger Equation

S.I.Serdyukova, M.Pavlush

By analogy with one-dimensional case [1] an algorithm of numerical solution of the inverse problem for two-dimensional Shrödinger equation is worked out. The problem reduces to reconstruction of symmetric five-diagonal $M \times N$ matrix with given spectrum and given first N components for each of basic eigenvectors. But in difference with one-dimensional case all N components can't be chosen arbitrary. It is stated that they must satisfy $(N - 1)^2(M - 1)$ additional conditions. In this work we discuss as well the possibility of determining lacking components by solving the system of additional conditions coupled with the orthonormality conditions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Движение волн на решётках описывается в дискретной квантовой механике разностным уравнением Шредингера

$$-\frac{\psi_{i-1,j} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i+1,j}}{h_x^2} - \frac{\psi_{i,j-1} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i,j+1}}{h_y^2} + U_{ij}\psi_{ij} = E_\lambda\psi_{ij},$$

* Технический университет, Кошице, Словакия

Рассматривается задача в прямоугольнике $1 \leq i \leq M$, $1 \leq j \leq N$, с нулевыми граничными условиями

$$\psi_{0,j}(\lambda) = \psi_{M+1,j}(\lambda) = \psi_{i,0}(\lambda) = \psi_{i,N+1}(\lambda) = 0.$$

В случае нулевого потенциала ($U_{i,j} = 0$) собственные значения и базисные векторы определяются формулами

$$\lambda_{m,n} = \frac{4}{h_x^2} \sin^2 \frac{\pi m}{2(M+1)} + \frac{4}{h_y^2} \sin^2 \frac{\pi n}{2(N+1)},$$

$$V_{m,n} = \|v_{m,n}(i,j)\| = 2\sqrt{h_x h_y} \left\| \sin \frac{\pi m i}{M+1} \sin \frac{\pi n j}{N+1} \right\|,$$

$$1 \leq i, m \leq M, 1 \leq j, n \leq N, l = M \times N.$$

Упорядочим собственные значения в порядке возрастания

$$\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3 \leq \dots \leq \lambda_l.$$

Вводим в рассмотрение векторы $E_\xi = [e_1(\xi), \dots, e_l(\xi)] =$

$$= [v_{mn}(1,1), \dots, v_{mn}(1,N), \dots, v_{mn}(M,1), \dots, v_{mn}(M,N)].$$

Определённые (для нулевого потенциала и $h_x = h_y = 1$) λ_ξ , E_ξ являются решением спектральной задачи для симметричной пятидиагональной матрицы

$$M = \begin{bmatrix} A_1 & D_1 & 0 & \dots & 0 \\ D_1 & A_2 & D_2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & D_{M-1} \\ 0 & 0 & \dots & D_{M-1} & A_M \end{bmatrix}; \quad \text{где} \quad A_i = \begin{bmatrix} 4 & -1 & 0 & \dots & 0 \\ -1 & 4 & -1 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & -1 \\ 0 & 0 & \dots & -1 & 4 \end{bmatrix}$$

являются симметричными трёхдиагональными матрицами. А на боковых диагоналях стоят блоки $D_i = -I$, где I — единичные матрицы порядка N .

Ставится задача восстановления потенциала по заданному спектру и заданным первым компонентам базисных векторов. Что эквивалентно задаче построения пятидиагональной матрицы M с возмущёнными блоками: в блоках D_i на боковых диагоналях

$$D_i(j,j) = -1 + v_{ki+j}, \quad j = 1, \dots, N, \quad ki = (i-1)N,$$

а на главной диагонали

$$A_i = \begin{bmatrix} 4 + \theta_{ki+1} & -1 + u_{ki+1} & \dots & 0 \\ -1 + u_{ki+1} & 4 + \theta_{ki+2} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & -1 + u_{ki+N-1} \\ 0 & \dots & -1 + u_{ki+N-1} & 4 + \theta_{ki+N} \end{bmatrix}.$$

Заметим, что $-1 + u_j = \sum_{i=1}^l \lambda_i e_j(i) e_{j+1}(i)$, $4 + \theta_j = \sum_{i=1}^l \lambda_i e_j(i)^2$.

В [1] предложен эффективный алгоритм вычисления трёхдиагональных матриц и базисных векторов по заданному спектру и первым компонентам $e_1(i)$. Такой же алгоритм пригоден для построения пятидиагональных матриц. Разница состоит в том, что для вычисления пятидиагональной матрицы требуются N первых компонент $e_j(i)$, $j = 1, \dots, N$, $i = 1, \dots, l$. Эти компоненты наряду с $N(N+1)/2$ условиями ортонормальности должны удовлетворять $(N-1)^2(M-1)$ дополнительным условиям, обеспечивающим ортогональность вычисляемых при построении матрицы следующих компонент базисных собственных векторов: $(e_1, e_j) = 0, \dots, (e_{j-1}, e_j) = 0$, $j = N+1, \dots, l$. Заметим, что при $N \geq M \geq 2$ справедливо неравенство

$$(N-1)(N+2)/2 + (N-1)^2(M-1) < (N-1)NM.$$

Так что компоненты $e_1(j)$ могут быть произвольными, только $\|e_1\| = 1$. Первое слагаемое в левой части последнего неравенства означает число условий ортонормальности для векторов $e_2, \dots, e_N$. В правой части стоит число компонент этих векторов.

Ниже приведена система 18 дополнительных условий для $N = 4$, $M = 3$. Используются обозначения $-1 + u_i = uu_i$, $4 + \theta_i = te_i$, $e_j(i) = e_j^i$, $\sum = \sum_{i=1}^l$.

Система дополнительных условий:

$$\sum \lambda_i e_1^i e_3^i = 0, \quad 5 \perp 3; \quad \sum \lambda_i e_1^i e_4^i = 0, \quad 5 \perp 4;$$

$$\sum \lambda_i e_2^i e_4^i = 0, \quad 6 \perp 4; \quad \sum \lambda_i^2 e_1^i e_2^i = uu_1(te_1 + te_2), \quad 6 \perp 5,$$

$$\sum \lambda_i^2 e_1^i e_3^i = uu_1 * uu_2, \quad 7 \perp 5; \quad \sum \lambda_i^2 e_2^i e_3^i = uu_2(te_2 + te_3), \quad 7 \perp 6;$$

$$\sum \lambda_i^2 e_1^i e_4^i = 0, \quad 8 \perp 5; \quad \sum \lambda_i^2 e_2^i e_4^i = uu_2 * uu_3, \quad 8 \perp 6;$$

$$\sum \lambda_i^2 e_3^i e_4^i = uu_3(te_3 + te_4), \quad 8 \perp 7;$$

$$\sum \lambda_i^3 e_1^i e_3^i = uu_1 * uu_2(te_1 + te_2 + te_3), \quad 9 \perp 7;$$

$$\sum \lambda_i^3 e_1^i e_4^i = uu_1 * uu_2 * uu_3, \quad 9 \perp 8;$$

$$\sum \lambda_i^3 e_2^i e_4^i = uu_2 * uu_3(te_2 + te_3 + te_4), \quad 10 \perp 8;$$

$$\sum \lambda_i^2 e_5^i e_6^i = uu_5(te_5 + te_6), \quad 10 \perp 9;$$

$$\sum \lambda_i^2 e_5^i e_7^i = uu_5 * uu_6, \quad 11 \perp 9;$$

$$\sum \lambda_i^4 e_1^i e_4^i = uu_1 * uu_2 * uu_3 * (te_1 + te_2 + te_3 + te_4), \quad 12 \perp 9;$$

$$\sum \lambda_i^2 e_6^i e_7^i = uu_6(te_6 + te_7), \quad 11 \perp 10;$$

$$\sum \lambda_i^2 e_6^i e_8^i = uu_6 * uu_7, \quad 12 \perp 10;$$

$$\sum \lambda_i^2 e_7^i e_8^i = uu_7(te_7 + te_8), \quad 12 \perp 11.$$

Начальное значение $\lambda_1 = 0.96775\dots$ было возмущено, в расчётах $\lambda_1 = 0.96$. Ставилась цель проверить необходимость выполнения дополнительных условий и возможность определения недостающих компонент $e_j(i), j = 2, \dots, N, i = 1, \dots, l$, через решение системы дополнительных условий совместно с условиями ортонормальности.

Расчёты проводились на SPP с использованием системы REDUCE [2]. В качестве $e_1(i)$ были взяты первые компоненты базисных векторов невозмущённой задачи. Вектор e_2 находится из решения системы $(e_1, e_2) = 0, \|e_2\| = 1, 6 \perp 5$. Попытки решить оставшуюся систему 24 уравнений с 24 переменными в лоб с применением пакета NUMERIC не дали результата. Удалось решить систему 21 уравнения. Остались неудовлетворёнными 3 условия, обеспечивающие ортогональность векторов e_{10}, e_{11}, e_{12} . Предварительно условия $10 \perp 9$ и $11 \perp 9$ были преобразованы к виду:

$$\begin{aligned} f_1 &= c_1 c_3 (c_4 - uu2^2) - c_2 [c_5 (c_4 - uu2^2) + c_3 c_6 - c_3 uu2^2 te3] = 0, \\ f_2 &= (c_4 - uu2^2) [d_1 uu2 - ss5] - c_2 [d_2 uu2 + uu2^3 - te2 \sum_{i=1}^l \lambda_i^2 e_2(i) e_3(i) + \\ &\quad + \sum_{i=1}^l \lambda_i^3 e_2(i) e_3(i) - uu2 \sum_{i=1}^l \lambda_i^2 e_3(i)^2] = 0. \end{aligned}$$

Дадим необходимые определения. Положим

$$\begin{aligned} y_1(i) &= (te1 - \lambda_i) e_1(i) + uu1 * e_2(i), \quad y_2(i) = uu1 * e_1(i) + (te2 - \lambda_i) e_2(i), \\ c_1 &= \sum \lambda_i^2 y_1(i) y_2(i), \quad c_2 = \sum \lambda_i y_1(i) y_2(i), \quad c_3 = \sum y_1(i)^2, \\ c_4 &= \sum y_2(i)^2, \quad c_5 = \sum \lambda_i y_1(i)^2, \quad c_6 = \sum \lambda_i y_2(i)^2, \\ ss5 &= \sum \lambda_i^3 y_1(i) e_3(i), \\ d_1 &= \sum \lambda_i^2 y_1(i) e_2(i), \quad d_2 = \sum \lambda_i y_2(i) e_2(i) - uu1^2. \end{aligned}$$

Заметим, что y_1, y_2, c_i, d_i не зависят от $e_3(i), e_4(i)$. Напомним, что

$$uu1 = \sum \lambda_i e_1(i) e_2(i), \quad uu2 = \sum \lambda_i e_2(i) e_3(i).$$

После того как $e_1(i), e_2(i)$ определены, f_1, f_2 являются функциями $e_3(i)$.

Последовательно корректировались e_3, e_4 . Коррекция $e_3(i), i = 1, \dots, 9$, сводится к решению системы 3 полиномиальных уравнений относительно переменных $x_8 = e_3(8), x_9 = e_3(9), u = uu2$. Компоненты $e_3(10), e_3(11), e_3(12)$ оставлены невозмущёнными. Компоненты $e_3(i), i = 1, \dots, 7$, определяются как функции x_8, x_9, u, v из решения системы линейных уравнений

$$(e_3, e_1) = 0, \quad (e_3, e_2) = 0, \quad \sum \lambda_i e_2(i) e_3(i) = u, \quad \sum \lambda_i^2 e_2(i) e_3(i) = v,$$

$5 \perp 3, 7 \perp 5$ и $9 \perp 7$, в котором $uu2 * (te2 + te3)$ заменено на v . После подстановки $uu2 * te3 = v - uu2 * te2$ в уравнение $f1 = 0$ получаем линейное соотношение

относительно v , из которого находим $v = v(u)$. В результате определены первые 7 компонент $e_3(i)$, $i = 1, \dots, 7$, как функции x_8, x_9, u . Последние находятся из решения системы трёх полиномиальных уравнений

$$(e_3, e_3) = 1, \quad f_2 = 0, \quad v = u * (te_2 + te_3),$$

в которые сделаны соответствующие подстановки. Используется пакет NUMERIC [2]:

```
<rw:=num_solve(sys,{u=-1,x8=eg(3,8),x9=eg(3,9)},accuracy=23);>.
```

Здесь $eg(3,8)$, $eg(3,9)$ — соответственно восьмая и девятая компоненты третьего базисного вектора невозмущённой задачи. В результате выбирается подходящее решение.

После того как e_2, e_3 найдены, коррекция $e_4(i)$, $i = 1, \dots, 12$ производится через решение оставшихся 12 уравнений. Аналогично предыдущему задаче сводится к решению 2 полиномиальных уравнений относительно переменных $y_{11} = e_4(11)$, $w = u_3$. Это уравнения $(e_4, e_4) = 1$ и $\sum \lambda_i^2 e_3(i) e_4(i) = w * (te_3 + te_4)$, в которые подставлены $e_4(i)$, $i = 1, \dots, 10, 12$, как функции y_{11}, w , найденные из решения 11 линейных уравнений. В число последних входит соотношение $w = \sum \lambda_i e_3(i) e_4(i)$.

По заданным λ_i , $e_1(i)$, $i = 1, \dots, 12$, и найденным $e_2(i)$, $e_3(i)$, $e_4(i)$ были вычислены матрица M и недостающие компоненты "базисных" векторов. С использованием системы REDUCE реализован алгоритм, аналогичный алгоритму вычисления трёхдиагональных матриц по заданному спектру и заданным первым компонентам базисных векторов [1]. В программе, следующей ниже, искомой пятидиагональной матрицей является $mt(12, 12)$. А базисные векторы являются столбцами матрицы $eg(12, 12)$.

```
for i:=1:4 do<< st:=0; su:=0;
for j:=1:1 do<< st:=st+g(j,1)*eg(i,j)^2;
if i<4 then su:=su+g(j,1)*eg(i,j)*eg(i+1,j)>>;
mt(i,i):=st; mt(i+1,i):=su; mt(i,i+1):=su>>;
for i:=1:4 do<<sv:=0; st:=mt(i,i);
for j:=1:1 do<<ss:=(st-g(j,1))*eg(i,j);
if i<4 then <<su:=mt(i,i+1); ss:=ss+su*eg(i+1,j)>>;
if i>1 then <<sf:=mt(i,i-1); ss:=ss+sf*eg(i-1,j)>>;
sv:=sv+ss^2; eg(i+4,j):=ss>>;
sv:=-sqrt(sv); mt(i,i+4):=sv; mt(i+4,i):=sv;
for j:=1:1 do<<eg(i+4,j):=-eg(i+4,j)/sv>>>>;
for i:=1:4 do<< st:=0; su:=0;
for j:=1:1 do<< st:=st+g(j,1)*eg(i+4,j)^2;
if i<4 then su:=su+g(j,1)*eg(i+4,j)*eg(i+5,j)>>;
mt(i+4,i+4):=st; mt(i+5,i+4):=su; mt(i+4,i+5):=su>>;
for i:=1:4 do<<sv:=0; st:=mt(i+4,i+4);
for j:=1:1 do<<ss:=(st-g(j,1))*eg(i+4,j);
if i<4 then <<su:=mt(i+4,i+5); ss:=ss+su*eg(i+5,j)>>;
if i>1 then <<sf:=mt(i+4,i+3); ss:=ss+sf*eg(i+3,j)>>;
ss:=ss+mt(i+4,i)*eg(i,j); sv:=sv+ss^2; eg(i+8,j):=ss>>>;
sv:=-sqrt(sv); mt(i+4,i+8):=sv; mt(i+8,i+4):=sv;
for j:=1:1 do<<eg(i+8,j):=-eg(i+8,j)/sv>>>>;
```

```

for i:=1:4 do<< st:=0; su:=0;
for j:=1:1 do<< st:=st+g(j,1)*eg(i+8,j)^2;
if i<4 then su:=su+g(j,1)*eg(i+8,j)*eg(i+9,j)>>;
mt(i+8,i+8):=st; if i<4 then<<mt(i+9,i+8):=su;
mt(i+8,i+9):=su>>>>;

```

Был вычислен также (с применением пакета ROOTS [3]) спектр полученной матрицы M :

```

{0.9859537736356722356983456, 1.907376030520981883978945,
 2.31765548093159302794011, 3.146733378063040376153958,
 3.38757942996627047645461, 3.722642774592947458205838,
 4.263451589715127586438277, 4.616615226779369730324073,
 4.8532598855406128840557, 5.669428385059097038396862,
 6.096674382523600678084031, 7.003158151728631308073902}.

```

Исходный спектр:

```

{0.96, 1.967752448877010102993724,
 2.381966011250105151795413, 3.203820426376799799402898,
 3.381966011250105151795413, 3.796179573623200200597102,
 4.203820426376799799402898, 4.618033988749894848204587,
 4.796179573623200200597102, 5.618033988749894848204587,
 6.032247551122989897006276, 7.032247551122989897006276}.

```

Проверялась ортонормальность найденных e_j , $j = 5, \dots, 12$. В скобках с номером i стоят величины $((e_1, e_i), \dots, (e_i, e_i), 0, \dots, 0)$.

```

er := mat((1,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0), (0,1,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0),
(1.14858...e-27, - 1.454028...e-26, 1.0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0),
.....
2.80001...e-25, - 2.86981...e-25, 6.62121...e-24, 0.0040849..., 1,0),
(3.56691...e-26, 9.10282...e-26, -5.17745...e-26, - 5.09288...e-27,
7.93404...e-26, 3.66296...e-25, -1.32528...e-25, 3.10243...e-26,
-6.33366...e-25, 0.30514..., 0.01033..., 1)).

```

Как и ожидалось, условия ортогональности векторов e_{10} , e_{11} , e_{12} не выполняются, так как не удовлетворены соответствующие 3 последних дополнительных условия, в то время как остальные условия ортонормальности выполняются с высокой точностью. Соответственно вычисленные "базисные" векторы удовлетворяют уравнению $ME_j = \lambda_j E_j$ с невысокой точностью.

Реализованный численный алгоритм неустойчив. Аналогичный расчёт с другим возмущением спектра, $\lambda_1 = 0.97$ не дал результата. Итерации метода Ньютона $x_{i+1} = x_i - (F'(x_i))^{-1}F(x_i)$ [3] при коррекции e_4 в этом случае не сходятся. В фигурных скобках приводятся номер, погрешность $eri = |y_{11}(i+1) - y_{11}(i)| + |w(i+1) - w(i)|$ и определитель $dti = \det(F'(y_{11}(i), w(i)))$.

```

      {i,      eri,      dti}
lw4 := {{21,0.08116..., -0.11121...}, {20,0.12335..., 0.03415...},
        {19,0.10430..., -0.07188...}, {18,0.29378..., -0.30576...},
        {17,0.75748..., -1.46348...},
        .....
        {5,0.08072..., 0.08429...}, {4,0.10641..., -0.041142...},
        {3,0.08728..., 0.06165...}, {2,0.09639..., 0.17750...},
        {1,0.17147..., -0.02365...}}.

```

В то время как при $\lambda_1 = 0.96$ налицо прекрасная сходимость:

```

lw4 := {{8,0, -0.29073...}, {7,8.058...e-22, -0.29073...},
        {6,0.0000000000125..., -0.290...}, {5,0.00000161..., -0.290...},
        {4,0.000531..., -0.292...}, {3,0.0119..., -0.317...},
        {2,0.0385..., -0.397...}, {1,0.212..., -0.086...}}.

```

Результаты расчётов подтвердили гипотезу о необходимости удовлетворять системе дополнительных условий. Однако решение таких систем сопряжено с большими трудностями.

Литература

1. Serdyukova S.I. — Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling 1993. v.8, No.3, p. 245-263.
2. Hearn A.C. — REDUCE User's Manual. Version 3.6. Rand, Santa Monica, 1995. CA 90407-2138.
3. Бахвалов Н.С.— Численные методы. М.: Наука, 1978.

УДК 539.1.07

ON AN ABSOLUTE CALIBRATION OF DEUTERON BEAM POLARIZATION AT LHE

*V.P.Ladygin**

The method of an absolute calibration of both vector and tensor polarizations of a deuteron beam at the Laboratory of High Energies is proposed. It is shown that such a method can be applied using a reasonable beam time.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Об абсолютной калибровке поляризации пучка дейтронов в ЛВЭ

В.П.Ладыгин

Предложен метод абсолютной калибровки векторной и тензорной поляризаций дейтронного пучка в Лаборатории высоких энергий. Показано, что применение данного метода возможно при использовании разумного пучкового времени.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. INTRODUCTION

A wide experimental programme on the study of spin effects has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR [2]— [13] beginning from putting into operation the ion source of polarized deuterons POLARIS [1]. All the above experiments required the knowledge of beam polarization with a good precision.

In order to measure the beam polarization behind the linac, the polarimeters based on $^4\text{He}(d, d)^4\text{He}$ [14] and $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ [15] reactions have been developed. Such reactions have large vector [16] and tensor [17] analyzing powers known to a good precision. However, these polarimeters are not in operation now because of a low counting rate during the measurements of the polarization.

To measure the polarization of a slow extracted beam, the 2-arm polarimeter ALPHA [18] was installed in the experimental hall. This polarimeter is based on dp -elastic scattering at 3 GeV/c and 7.5° . The analyzing powers A_y and A_{yy} of this reaction are quite large [19–21]. Note that most of the LHE experiments [2]— [13] used the values of polarizations

*E-mail address: ladygin@sunlhe.jinr.ru

obtained from the polarimeter ALPHA [18]. However, the values of A_y and A_{yy} obtained at SATURNE-2 might be $\sim 6 - 9\%$ and $\sim 14\%$ lower than the published ones [19, 21] due to sizeable dead-time corrections [22] of the results of polarization measurements by the low energy polarimeter [23].

A new on-line beam polarimeter used to measure the vector admixture of deuteron polarization has recently been installed at focus F4 of the beam line VP1 [24]. The main principle of the polarimeter is based on the measurement of the left-right asymmetry of pp -quasi-elastic scattering by detecting scattered and recoil particles in coincidence. The polarimeter consists of 2 arms installed at the angles corresponding to pp -elastic scattering kinematics. Since a polyethylene target (CH_2) is used instead of a hydrogen one, this polarimeter needs to be calibrated. The vector polarization of the deuteron obtained from the measurement by this polarimeter [24] (after a correction for the carbon content in the CH_2 target) is approximately 10% higher than the value obtained using the ALPHA polarimeter [18]. Apart from this, the data on the analyzing power of pp -elastic scattering at high energies are scarce, and therefore the systematic error is large. For instance, the systematic error of such a method is found to be as $\sim 6\%$ and $\sim 9\%$ at deuteron momenta of 6 and 9 GeV/c [25], respectively.

The tensor polarization of a beam can be measured using deuteron inclusive breakup on nuclear targets at a zero proton emission angle, $d + A \rightarrow p(0^\circ) + X$ as an analyzing reaction [26]. This reaction has a large tensor analyzing power T_{20} [2, 27] which is only weakly dependent on the atomic number of target. The $|T_{20}|$ has a maximum value of about 0.8 at proton momentum $P_p \approx \frac{2}{3}P_d$ independently of an initial momentum of the deuteron beam between 2.5 and 9.0 GeV/c [2, 27]. The systematic error of the method is estimated to be $\sim 5\%$ [26]. However, the T_{20} data obtained at SATURNE [27] seem to have a normalization problem due to a dead-time correction for the low energy polarimeter [22]. In principle, the Dubna data should be also corrected because of different values of A_y and A_{yy} in dp -elastic scattering used for polarimetry at LHE till 1993 and published in [21], as well as possible distortions of T_{20} due to a large dead-time of the set-up [28].

Therefore, the problem of absolute calibration of the deuteron polarization exists, apart from the problem of relative normalization of different high-energy polarimeters at LHE [18, 24, 26]. One of the possible ways is to restore low-energy polarimeters [14, 15] with well-known ($\sim 1 - 2\%$) analyzing powers [16, 17] and to recalibrate in future the high-energy polarimeters available to LHE. In principle, one can use another reaction to determine the degrees of deuteron polarization. For example, it can be dp -elastic scattering at an initial energy of 270 MeV and a scattering angle between 60° and 140° in the centre of mass, where the analyzing powers A_y , A_{yy} , A_{xx} and A_{xz} are measured with good statistics and systematics [29]. But in any case, such a method gives a systematic error in determining polarization values no better than a few per cent because it is based on the results of measurements from other experiments with their own statistical and systematic errors.

The aim of this paper is to describe the possibility of absolute calibration of vector and tensor polarizations of relativistic deuterons at the Laboratory of High Energies, JINR.

2. CALIBRATION OF A VECTOR POLARIZED BEAM

The idea of absolute calibration of a vector polarized deuteron beam is based on the consequences of T -invariance for elastic scattering processes. If T -invariance holds, the

polarization of secondary particle P is equal to the analyzing power A of the elastic reaction:

$$A \equiv P. \quad (1)$$

Therefore, the measurements of the analyzing power A and the polarization of secondary particle P of elastic scattering reactions (for instance, $pp \rightarrow pp$ or $dp \rightarrow dp$) with good statistics and using of relation (1) can provide the determination of the polarization degree in different states.

Since the typical intensity of the polarized deuteron beam is $\sim 1 \div 2 \cdot 10^9$ per spill, in principle, one can use either a pp - or dp - elastic scattering reaction for the absolute calibration of vector polarization.

The main difficulty of such a method is to provide a small statistical error in measuring secondary particle polarization P . For this purpose, it is necessary to use such a focal plane vector polarimeter as POMME [30–33] based on the measurements of the azimuthal asymmetry of the semi-inclusive reactions:

$$p + C \rightarrow \text{one charged} + X, \quad (2)$$

$$d + C \rightarrow \text{one charged} + X. \quad (3)$$

The performance of a polarimeter is expressed in terms of the figure of merit, $\mathcal{F}$. The $\mathcal{F}$ is the function of efficiency ϵ and analyzing power A . It is defined as

$$\mathcal{F}^2 = \int \epsilon(\theta) A^2(\theta) d\theta, \quad (4)$$

where θ is the polar angle and integration is over the angular domain of the polarimeter. The figure of merit allows one to evaluate the counting rate N_{inc} necessary to obtain the desired precision of polarization ΔP :

$$\Delta P \approx \frac{\sqrt{2}}{\mathcal{F} \sqrt{N_{inc}}}. \quad (5)$$

The figures of merit of such a polarimeter at a proton and deuteron momentum of ~ 3 GeV/c are $\sim 4\%$ [31] and $\sim 4.5\%$ [33], respectively. An error ~ 0.015 in measuring polarization P can be obtained for a 1-day beam time using the SPHERE set-up [12, 13] with an averaged dead-time of $\sim 50\%$. Such a fraction of dead-time allows one to extract correctly the «true» value of asymmetry [28]. Such a precision in measuring the polarization only provides a relative error of $\sim 5 - 6\%$ in its determination.

However, the measurements at lower proton momenta, for instance, at ~ 1.5 GeV/c, where the figure of merit is ~ 0.1 [31], provide an error of ~ 0.01 in measuring polarization P for 10 hours of the beam time. This accounts for $\sim 2\%$ of the relative error in determining the beam polarization.

The scenario of the measurements is the following.

1. First of all, it is necessary to calibrate the polarimeter using a primary polarized proton beam. Protons with a momentum of ~ 1.5 GeV/c are obtained from the breakup of 3 GeV/c vector polarized deuterons on a hydrogen or nuclear target. The polarization of the proton is the same as that of the deuteron [3, 4]. The polarimeter consists of a system of incident

particles identification, a carbon (or polyethylene) target and a system for measuring the scattered particle angle (see Fig.1.). The standard equipment of the SPHERE set-up [12,13] is used for incident particle identification. The polarimeter is placed behind the SPHERE set-up. The polar, θ , and azimuthal, ϕ , angles of the secondary particle are measured using scintillation counter hodoscopes. To reduce the counting rate from unscattered events with a zero analyzing power, an additional veto counter is needed behind the hodoscopic system. Such a polarimeter with a standard SPHERE set-up data acquisition system is quite fast. It allows one to store ~ 600 events per burst with a $\sim 50\%$ dead-time.

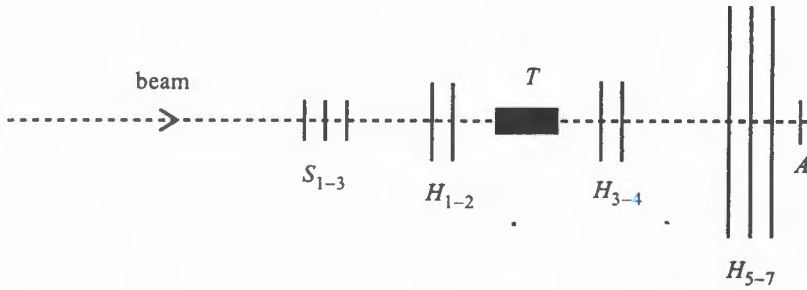


Fig. 1. A schematic view of the set-up used to measure the proton polarization. S_{1-3} — scintillation counters, H_{1-7} — hodoscopes of the scintillation counters, A — veto counter and T — carbon or polyethylene target

The angular distribution of scattered events in different polarization states can be written as

$$N^{\pm}(\theta, \phi) = N_0(\theta) \cdot (1 + \epsilon_c^{\pm}(\theta) \cdot \cos \phi) = N_0(\theta) \cdot (1 + p_z^{\pm} \cdot A_c(\theta) \cdot \cos \phi), \quad (6)$$

where $p_z^{\pm}$ are the polarization values in different polarization states, $\epsilon_c^{\pm}(\theta)$ are the asymmetries at given polar angle θ and $A_c(\theta)$ is the analyzing power of pC - (or pCH_2) semi-inclusive reaction (2). The calibration of the polarimeter requires about 12 hours of the beam time.

2. We measure the analyzing power of the pp -quasi-elastic scattering reaction at 1.6 GeV/c/nucleon and a scattering angle of $\sim 14^\circ$. Note that the initial momentum of the deuteron in this measurement is slightly higher than during the calibration of the polarimeter to provide the same momentum of the proton from pp -quasi-elastic scattering. This part of the measurements requires to detect both protons. The proton scattered at an angle of $\sim 14^\circ$ is detected by the SPHERE set-up; the second proton emitted at $\sim 70^\circ$ is detected by the scintillation counter telescope (see Fig.2.). The number of events stored in different polarization states is written as

$$n^{\pm} = n_0 \cdot (1 + \epsilon^{\pm}) = n_0 \cdot (1 + p_z^{\pm} \cdot A), \quad (7)$$

where $\epsilon^{\pm}$ are asymmetries in different polarization states, A is the analyzing power of the pp -quasi-elastic reaction. This measurement requires about 2 hours to provide errors of 0.005 in the determination of $\epsilon^{\pm}$.

At the same time, the polarimeter placed at F4 [24] can be calibrated. The comparison of the results on the asymmetry measurements for the polarimeter at F4 [24] and the SPHERE set-up will allow one to obtain the empirical coefficient taking into account the carbon content of the CH_2 target.

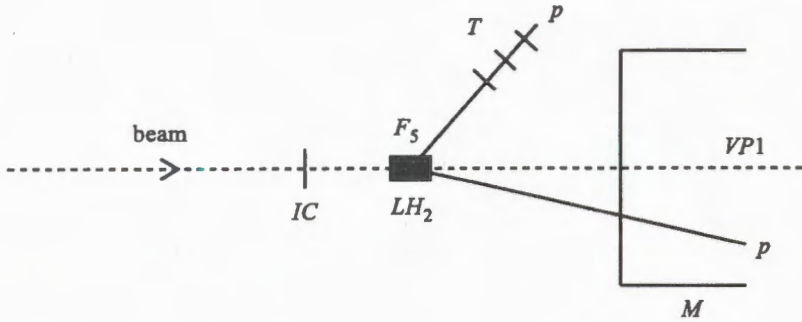


Fig. 2. A scheme of event selection from pp -quasi-elastic scattering. LH_2 — liquid hydrogen target, T — telescope of the scintillation counters, IC — ionization chamber, M — magnet and F_5 — focus of the beam line $VP1$

3. The polarization of the proton P in pp -quasi-elastic scattering at $\sim 14^\circ$ is measured using the calibrated polarimeter. The second proton is detected using the scintillation counter telescope. The unpolarized deuteron beam with a momentum of ~ 1.6 GeV/c/nucleon is used for such measurements. The angular distribution of scattered events is written as

$$m(\theta, \phi) = m_0(\theta) \cdot (1 + \epsilon_0(\theta) \cdot \cos \phi) = m_0(\theta) \cdot (1 + P \cdot A_c(\theta) \cdot \cos \phi), \quad (8)$$

where $\epsilon_0(\theta)$ is the asymmetry at given θ . Such measurements require $\sim 10 - 12$ hours of the beam time.

The use of the fitting procedure of $N^\pm(\theta, \phi)$ and $m(\theta, \phi)$ over $\cos(\phi)$ allows one to obtain $\epsilon^\pm(\theta)$ and $\epsilon_0(\theta)$ at each given θ , respectively. In principle, the ratios $\epsilon^\pm(\theta)/\epsilon_0(\theta)$ are independent of polar angle θ and are equal to

$$R_c^\pm(\theta) = \epsilon_c^\pm(\theta)/\epsilon_0(\theta) = p_z^\pm/P. \quad (9)$$

Using the results on the measurements of analyzing power (7), one can obtain:

$$R^\pm(\theta) = R_c(\theta) \cdot \epsilon^\pm = (p_z^\pm)^2 \cdot \frac{A}{P}. \quad (10)$$

The weighted average of $R^\pm(\theta)$ gives the squared polarization of beam $p_z^\pm$ by using relation (1). The error in determining the beam polarization using this method is about 2%.

3. CALIBRATION OF A TENSOR POLARIZED BEAM

The application of the above-discussed method for the absolute calibration of tensor beam polarization is more difficult because the corresponding figures of merit (F_{20} , F_{21} , and F_{22}) of existing polarimeters are much smaller than the figure of merit of vector polarimeters. For instance, the figure of merit F_{22} of the POMME polarimeter at ~ 600 MeV is equal to ~ 0.03 [30]. Therefore, the beam time necessary to carry out such measurements is about 10 days.

One of the opportunities to calibrate the tensor polarization of the deuteron beam is to exploit the reaction with a maximum tensor analyzing power due to a particular spin

structure. For example, the reaction ${}^4\text{He}(d, d){}^4\text{He}$ at 35.7 MeV and a deuteron scattering angle of $\theta_{cm}^d = 150^\circ$ is proposed as a polarization standard because the tensor analyzing power $A_{yy} \equiv 1$ in this kinematics [34]. Such measurements can be made using a tensor polarized beam accelerated by the Nuclotron up to 35.7 MeV and the low energy polarimeter [14] placed in the storage ring. At lower energies (below 12 MeV), the absolute calibration can be performed using particular angle/energy combinations [35]. For example, the maximum values of tensor analyzing power $A_{yy} \equiv 1$ are expected at 4.3, 4.57 and 11.88 MeV.

The reaction

$$d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \eta \quad (11)$$

can be used as a polarization standard at relativistic energies. At threshold and in collinear geometry, this reaction is described by the only amplitude $\mathcal{F}$ [36]:

$$\mathcal{M} = \frac{1}{(2\pi)^3} \sqrt{4m_\alpha m_d} (i\mathcal{F} \cdot \vec{\xi}_d \times \vec{\xi}_d' \cdot \hat{k}_d), \quad (12)$$

where $\vec{\xi}_d$ and $\vec{\xi}_d'$ are the deuteron polarization vectors; $\hat{p}_d$ is the operator of deuteron momentum in the center of mass. Using expression (12), one can obtain the value of tensor analyzing power T_{20} as $1/\sqrt{2}$ independently of initial energy. Therefore, the polarized cross sections $\sigma^\pm$ can be written as

$$\sigma^\pm = \sigma_0 \left(1 - \frac{p_{zz}^\pm}{2\sqrt{2}} \cdot T_{20}\right) = \sigma_0 \left(1 - \frac{p_{zz}^\pm}{4}\right), \quad (13)$$

where σ_0 is the unpolarized cross section. The beam polarizations in different states can be obtained as

$$p_{zz}^\pm = 4 \cdot \frac{\sigma_0 - \sigma^\pm}{\sigma_0}. \quad (14)$$

The cross section of reaction (11) is measured near threshold between η -meson momenta of 10 and 90 MeV in the center of mass p_η^* at SATURNE [37, 38]. Since α particles at threshold go in the forward direction within a narrow cone, all the products from this reaction (11) can be measured using a usual spectrometer having a solid angle of $\sim 10^{-3}$ sr. The number of events from reaction (11) is equal to ~ 20 per burst with a typical beam intensity $\sim 2 \cdot 10^9$ and a liquid deuterium target 10 cm in length. Therefore, an error of 2 – 3% in measuring tensor polarization $p_{zz}^\pm$ (14) can be provided for 16 hours.

Using the known values of (14), one can obtain value of A_{yy} in dp -elastic scattering [18] to have the renormalization constant for the previous experiments. Then, one can measure T_{20} in deuteron inclusive breakup to have a tensor polarimetry standard at LHE.

4. CONCLUSIONS

The results of the present work can be summarized as follows.

- The methods of deuteron beam vector and tensor polarizations measurements [18, 24, 26] used at LHE can have a sizeable systematic error. Therefore, it is very desirable to perform the absolute calibration of deuteron beam polarizations.

- The absolute calibration of vector polarization can be done by measuring the analyzing power and polarization of the proton from quasi-elastic pp scattering. The use of a high efficiency proton focal plane polarimeter can provide an error of $\sim 2\%$ in the determining beam polarization.
- The absolute calibration of a tensor beam can be done using the $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \eta$ reaction near threshold. Since this reaction is described by the only amplitude, the tensor analyzing power T_{20} has a fixed value of $\equiv 1/\sqrt{2}$. It is shown that one can obtain an error of $\sim 2\%$ in determining tensor polarization for 16 hours of the beam time.

5. ACKNOWLEDGEMENTS

The author thanks Professor L.S. Azhgirey, N.B. Ladygina and A.A. Yershov for fruitful discussions.

References

1. Anishchenko N.G. et al. — Proc. 5th Int.Symp. on High-Energy Spin Physics (Brookhaven, 1982); AIP Conf.Proc. 95 (N.Y.1983) p.445.
2. Ableev V.G. et al. — *Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz.*, 1988, v.47 p.558; JINR Rapid Comm., 1999, 4[43]-90, p.5.
3. Nomofilov A.A. et al. — *Phys.Lett.*, 1994, v.B325, p.327.
4. Kuehn B. et al. — *Phys.Lett.*, 1994, v.B334, p.298;
Azhgirey L.S. et al. — JINR Rapid Comm., 1996, 3[77]-96, p.23.
5. Adno T. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1995, v.74, p.4997.
6. Azhgirey L.S. et al. — *Phys.Lett.*, 1995, v.B361, p.21.
7. Azhgirey L.S. et al. — *Phys.Lett.*, 1996, v.B387, p.37.
8. Adiasovich B.P. et al. — *Z.Phys.*, 1996, v.C71, p.65.
9. Afanasiev S.V. et al. — *Nucl.Phys.*, 1997, v.A625, p.817.
10. Anoshina E.V. et al. — *Yad.Fiz.*, 1997, v.60, p.283.
11. Azhgirey L.S. et al. — *Phys.Lett.*, 1997, v.B391, p.22; *Yad.Fiz.*, 1998, v.61, p.494.
12. Afanasiev S.V. et al. — *Phys.Lett.*, 1998, v.B434, p.21; L.S.Azhgirey et al. — JINR Preprint P1-98-199, Dubna, 1998; *Yad.Fiz.* (in press).
13. Afanasiev S.V. et al. — *Phys.Lett.*, 1998, v.B445, p.14.
14. Avdejchikov V.V. et al. — JINR Communication 13-84-20 Dubna, 1984.

15. Avdejchikov V.V. et al. — JINR Preprint 10-90-106, Dubna, 1990.
16. Cadmus R.R., Jr. and Haeberli W. — Nucl. Instr. and Meth., 1975, v.129, p.403.
17. Stephenson K., Haeberli W. — Nucl. Instr. and Meth., 1980, v.169, p.483.
18. Ableev V.G. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1991, v.A306, p.73.
19. Arvieux J. et al. — Nucl.Phys., 1984, v.A431, p.613;
Boudard A. — PhD Thesis, CEA-N-2386, 1984.
20. Winkelmann E. et al. — Phys.Rev., 1980, v.C21, p.2535.
21. Ghazikhanian V. et al. — Phys.Rev., 1991, v.C43, p.1532.
22. Tomasi-Gustafsson E. et al. — Preprint LNS/Ph/91-27, 1991, Gif-sur-Yvette.
23. Arvieux J. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1988, v.A273, p.48.
24. Azhgirey L.S. et al. — PTE, 1997, v.1, p.51.
25. Ladygin V.P. — JINR Preprint E13-99-123, Dubna, 1999.
26. L.S.Zolin et al. — JINR Rapid Comm., 1998, 2[88]-98, p.27.
27. Perdrisat C.P. et al. — Phys. Rev.Lett., 1987, v.59, p.2840;
Punjab V. et al. — Phys. Rev., 1989, v.C39, p.608
28. Ladygin V.P. — JINR Preprint E13-99-122, Dubna, 1999.
29. Sakamoto N. et al. — Phys.Lett., 1996, v.B367, p.60.
30. Bonin B. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1991, v.A288, pp.379, 389.
31. Cheung N.E. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1995, v.A363, p.561.
32. Tomasi-Gustafsson E. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1995, v.A366, p.96.
33. Ladygin V.P. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1998, v.A404, p.128.
34. Anklin H. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1998, v.A404, p.394.
35. Gruebler W. et al. — Nucl.Phys., 1975, v.A242, p.285.
36. Fäldt G., Wilkin C. — Nucl.Phys., 1996, v.A596, p.769.
37. Willis N. et al. — Phys.Lett., 1997, v.B406, p.14.
38. Frascaria R. et al. — Phys.Rev., 1994, v.C50, p.R537.

Received on April 29, 1999.

УДК 539.1.07

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕКТОРНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПУЧКА ДЕЙТРОНОВ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

Л.С.Ажгирей, В.Н.Жмыров, В.П.Ладыгин, Г.Д.Столетов

Проанализированы результаты мониторинга и измерения векторной поляризации пучка дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ в течение нескольких сеансов работы ускорителя с помощью пучкового поляриметра, измеряющего асимметрию квазиупругого протон-протонного рассеяния на тонкой водородосодержащей мишени (CH_2). На основании результатов анализа оценена абсолютная величина векторной компоненты тензорно-поляризованного дейтронного пучка в экспериментах по измерению тензорной анализирующей способности A_{yy} реакции фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с. Приведены значения эффективной анализирующей способности $A(\text{CH}_2)$ поляриметра для нескольких энергий пучка дейтронов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Determination of the Vector Component of the Polarization of the JINR Synchrophasotron Deuteron Beam

L.S.Azhgirey et al.

The results of monitoring and measuring of the vector polarization of the JINR Synchrophasotron deuteron beam in few runs of the accelerator obtained by the beam polarimeter based on the measurements of the asymmetry of quasi-elastic proton-proton scattering on thin polyethylene target (CH_2) are analysed. Based on the analysis, an absolute value of the vector component of the tensor polarized deuteron beam in experiments on the measurement of the tensor analyzing power A_{yy} of the reaction of the fragmentation of deuterons with momentum of 9 GeV/c is determined. The values of the effective analyzing power for several deuteron beam energies are given.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования, проводимые на пучке поляризованных дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ, требуют постоянного наблюдения за поляризацией пучка в ходе эксперимента [1]— [3]. Для этого был создан пучковый поляриметр векторно-поляризованных дейтронов промежуточных энергий, измеряющий асимметрию квазиупругого рассеяния протонов дейтрона на протонах водородосодержащей мишени (CH_2)

[4]. Цель настоящего сообщения состоит в том, чтобы привести результаты анализа работы пучкового поляриметра в течение нескольких сеансов работы синхрофазотрона и определить по величине наблюдаемой асимметрии абсолютную величину векторной компоненты тензорно-поляризованного пучка дейтронов при измерении тензорной анализирующей способности A_{yy} реакции фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с, а также оценить возможные систематические ошибки в измерении величины поляризации.

2. ПУЧКОВЫЙ ПОЛЯРИМЕТР

Пучковый поляриметр устанавливался в фокусе F4 ионопровода ВП1 в ЛВЭ ОИЯИ. Он состоит из восьми сцинтилляционных счетчиков, образующих два независимых плеча, каждое из которых регистрирует на совпадение рассеянные частицы и частицы отдачи от взаимодействия пучка с мишенью в соответствии с кинематикой упругого pp -рассеяния. Подробно поляриметр описан в [4].

Нормированные на один отсчет монитора числа событий N , соответствующих рассеянию налево (L) или направо (R) при разных состояниях поляризации пучка (+, -, 0), связаны с величиной поляризации P и анализирующей способностью реакции A соотношениями

$$N_L^{\pm} = N_L^0 (1 + P^{\pm} \cdot A), \quad (1)$$

$$N_R^{\pm} = N_R^0 (1 - P^{\pm} \cdot A). \quad (2)$$

Отсюда, с учетом возможной ложной асимметрии, которая оценивается на основании измерений с неполяризованным пучком, лево-правые асимметрии ϵ , соответствующие разным состояниям поляризации, можно представить в виде

$$\epsilon^{\pm} = \frac{N_L^{\pm}/N_R^{\pm} - N_L^0/N_R^0}{N_L^{\pm}/N_R^{\pm} + N_L^0/N_R^0} = P^{\pm} \cdot A. \quad (3)$$

В предположении, что при изменении направления вектора поляризации меняется только ее знак, но не величина, можно определить также так называемую асимметрию вверх-вниз, т.е. асимметрию числа отсчетов для отдельных плеч поляриметра при изменении направления вектора поляризации (вверх или вниз) относительно плоскости анализирующего рассеяния:

$$\epsilon_{L(R)} = \frac{N_{L(R)}^{+} - N_{L(R)}^{-}}{N_{L(R)}^{+} + N_{L(R)}^{-}} = P_{L(R)} \cdot A. \quad (4)$$

Таким образом, для определения поляризации пучка необходимо лишь знать анализирующую способность процесса рассеяния.

Поляриметр использовался в экспериментах по измерению разности полных сечений $\Delta\sigma_L$ pp -рассеяния при различных ориентациях спинов продольно поляризованных нейтрона и протона в 1995 [1] и 1997 [5] гг. Для этих опытов использовался векторно-поляризованный пучок дейтронов, полученный с помощью источника "Полярис" [6]. В экспериментах по измерению тензорной анализирующей способности A_{yy} в реакции фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с в 1997 [2, 3] и 1998 гг. поляриметр служил для контроля векторной компоненты тензорно-поляризованного дейтронного пучка.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Абсолютную величину векторной поляризации можно получить по разности результатов измерений на мишенях CH_2 и C , воспользовавшись известной анализирующей способностью упругого pp -рассеяния. Такие измерения были проведены в 1997 г. [5] на векторно-поляризованном пучке дейтронов с импульсом $p_d = 2,96$ ГэВ/с (соответствующая кинетическая энергия протонов составляет $T_p = 0,81$ ГэВ). Угол рассеяния в поляриметре был выбран равным 14° , при этом анализирующая способность упругого pp -рассеяния составляет $A(pp) = 0,4697$ [7]. Полученная для разности $CH_2 - C$ асимметрия, усредненная по модам поляризации пучка, составила $\epsilon(pp) = 0,2661 \pm 0,0073$, что приводит к средней абсолютной величине поляризации пучка в этом сеансе $p_z = 0,567 \pm 0,016$. Асимметрия для полиэтиленовой мишени составила $\epsilon(CH_2) = 0,2572 \pm 0,0045$, что позволяет определить эффективную анализирующую способность для рассеяния на CH_2 , равную $A(CH_2) = 0,454$. Полагая, что при переходе к $T_p = 0,83$ величина $A(CH_2)$ изменяется подобно изменению $A(pp)$, составляющему, по данным [7], 1,6%, получаем для $T_p = 0,83$ $A(CH_2) = 0,447 \pm 0,008$.

Отметим, что при хорошей настройке пучка значения $A(pp)$ и $A(CH_2)$ не сильно различаются ввиду малого телесного угла поляриметра. Типичная скорость счета от углеродной мишени толщиной 3 мм составляла около 10% от скорости счета от полиэтиленовой мишени толщиной 5 мм, при этом скорость счета без мишени не превышала 2%, тогда как при плохо настроенном пучке скорость счета без мишени могла доходить до 20% от скорости счета от полиэтиленовой мишени.

Измерения разности полных сечений $\Delta\sigma_L$ np -рассеяния в 1995 г. [1] проводились при значениях импульсов дейтронов 3,00; 3,84; 6,64 и 9,00 ГэВ/с, и в 1997 г. [5] — при 2,96; 4,72; 5,14 и 6,00 ГэВ/с.

Значения асимметрий в сеансе 1997 г. [5] вместе с результатами, полученными в 1995 г. [4], представлены в табл. 1. Основываясь на этих данных и известных значениях поляризации пучка, теперь можно определить эффективную анализирующую способность для рассеяния на CH_2 ; результаты приведены на рис. 1 и в табл. 1.

Таблица 1. Асимметрии ϵ и эффективные анализирующие способности $A(CH_2)$, измеренные пучковым поляриметром

$p_d, /$	$T_p,$	Θ_{lab}°	ϵ	$A(CH_2)$	Работа
2,96	0,81	14	$0,2572 \pm 0,0045$	$0,454 \pm 0,008$	[5]
3,00	0,83	14	$0,1140 \pm 0,0050$	$0,447 \pm 0,008$	[2,3]
3,00	0,83	14	$0,2460 \pm 0,0160$	$0,447 \pm 0,008$	[1,4]
3,84	1,20	14	$0,2214 \pm 0,0015$	$0,402 \pm 0,026$	[1,4]
4,72	1,60	14	$0,1905 \pm 0,0024$	$0,336 \pm 0,010$	[5]
5,14	1,80	14	$0,1606 \pm 0,0016$	$0,283 \pm 0,009$	[5]
6,00	2,20	14	$0,0935 \pm 0,0008$	$0,165 \pm 0,005$	[5]
6,64	2,51	8	$0,1434 \pm 0,0015$	$0,261 \pm 0,018$	[1,4]
9,00	3,66	8	$0,0807 \pm 0,0020$	$0,147 \pm 0,011$	[1,4]
9,00	3,66	8	$0,0339 \pm 0,0020$	$0,133 \pm 0,010$	[2,3]

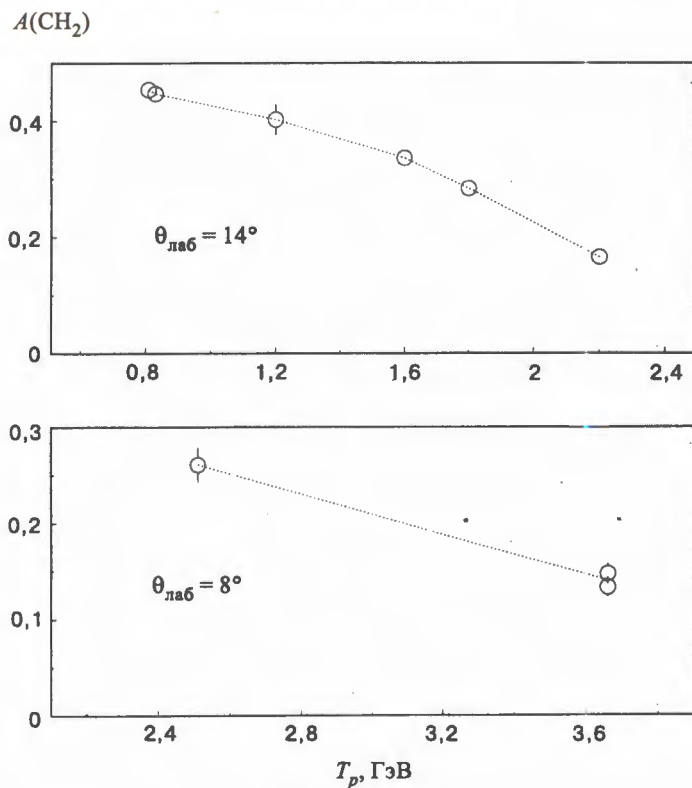


Рис. 1. Зависимости эффективной анализирующей способности $A(\text{CH}_2)$ от T_p для разных углов рассеяния протонов дейтрона на мишени: верхний и нижний рисунки — для углов 14° и 8° , соответственно

В опытах по измерению параметра A_{yy} реакции фрагментации дейтронов с испусканием протонов с большими поперечными импульсами [2, 3] пучковый поляриметр использовался для мониторинга векторной компоненты тензорно-поляризованных дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с.

Зависимость лево-правой асимметрии в рассеянии протонов дейтрона с импульсом 3 ГэВ/с на угол 14° от номера измерения, полученная в этих опытах при проведении измерений поляризации пучка, показана на рис. 2. Здесь темные и светлые символы соответствуют измерениям поляризации и контролю ее стабильности; они хорошо согласуются между собой. Усредненные по всем измерениям значения асимметрий составляют $0,111 \pm 0,007$ и $0,117 \pm 0,007$ для состояний поляризации "+" и "-", соответственно. С учетом определенной выше для этих условий анализирующей способности $A(\text{CH}_2) = 0,447 \pm 0,008$ получаем значения поляризаций пучка $p_z^+ = 0,248 \pm 0,016$ и $p_z^- = 0,262 \pm 0,016$.

Рис. 3 демонстрирует стабильность векторной компоненты поляризации пучка в ходе измерений самого параметра A_{yy} . Здесь приведена зависимость от номера файла лево-правой асимметрии в рассеянии протонов дейтрона с импульсом 9 ГэВ/с на угол 8° .

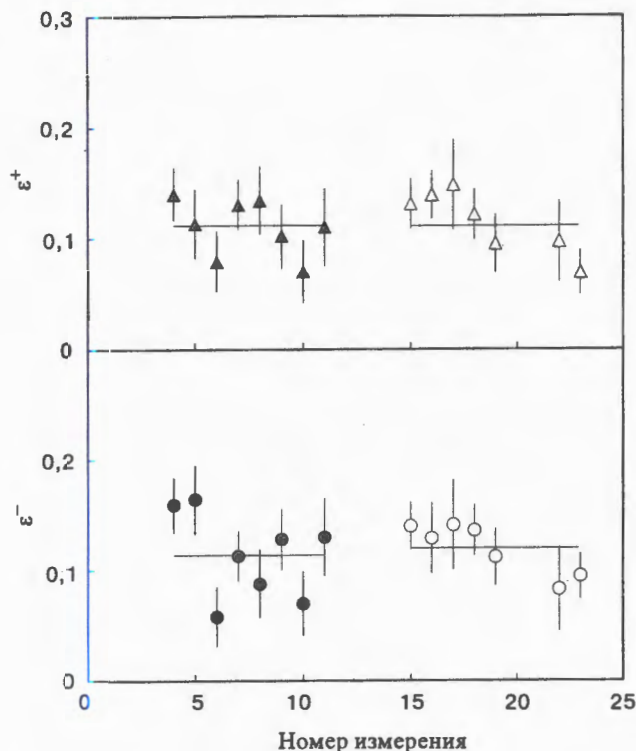


Рис. 2. Зависимости лево-правой асимметрии в рассеянии протонов дейтрона с импульсом 3 ГэВ/с на угол 14° от номера измерения, полученные во время калибровочных измерений в опытах по измерению параметра A_{yy} [2,3]; темные и светлые символы соответствуют измерениям поляризации и контролю ее стабильности

Снова темные и светлые точки получены, соответственно, в процессе контрольных измерений поляризации пучка и в ходе основных измерений. Состояниям поляризации "+" и "-" соответствуют усредненные значения асимметрий для контрольных измерений — $0,033 \pm 0,004$ и $0,035 \pm 0,004$ — и для основных измерений — $0,033 \pm 0,004$ и $0,034 \pm 0,004$. Оба набора хорошо согласуются между собой. В предположении неизменности поляризации в течение сеанса, что подтверждается зависимостями, показанными на рис. 2 и 3, определяем анализирующую способность $A(CH_2)$ рассеяния протонов дейтрона с импульсом 9 ГэВ/с на угол 8° . Она составляет 0,133, что согласуется со значением, полученным по данным 1995 г. [1,4]; усредненное значение равно $0,140 \pm 0,007$.

Эксперименты по измерению тензорной анализирующей способности A_{yy} фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с с испусканием протонов с большими поперечными импульсами были продолжены в 1998 г. Зависимости от номера файла лево-правой асимметрии в рассеянии протонов дейтрона с импульсом 9 ГэВ/с на угол 8° , полученные в этих опытах, показаны на рис. 4. Усредненные по всем файлам значения асимметрий составляют $0,0338 \pm 0,0009$ и $0,0353 \pm 0,0009$ для состояний поляризации дейтрона "+" и "-", соответственно. Используя определенную выше анализирующую спо-

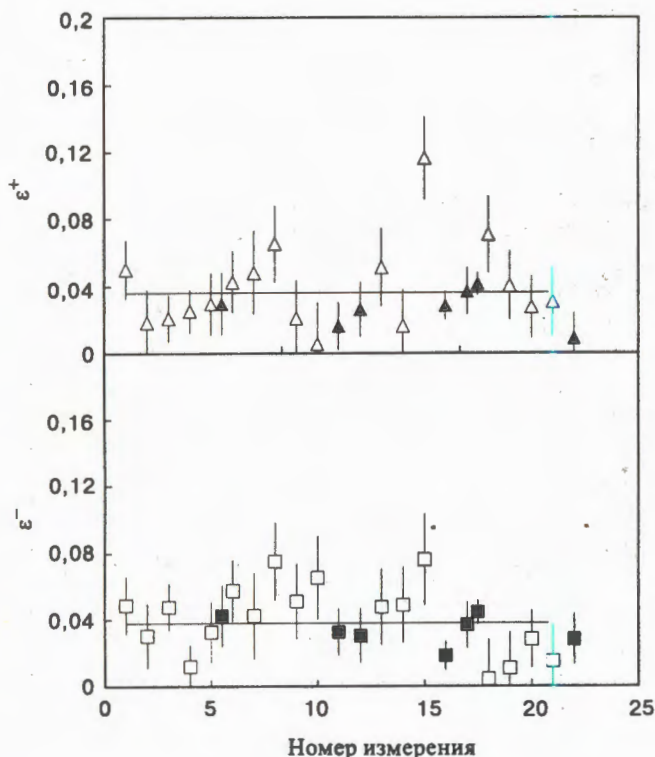


Рис. 3. Зависимость от номера измерения лево-правой асимметрии в рассеянии протонов-дейтрона с импульсом 9 ГэВ/с на угол 8° ; темные и светлые точки получены, соответственно, в процессе контрольных измерений поляризации пучка и в ходе основных измерений в сеансе 1997 г.

Таблица 2. Векторная поляризация дейтронов, измеренная пучковым поляриметром в различных сеансах работы синхротрона

$p_d, /$	$T_p,$	Θ_{lab}°	p_z^+	p_z^-	$\langle p_z \rangle$	год	Работа
2,96	0,81	14	$0,590 \pm 0,022$	$-0,543 \pm 0,022$	$0,567 \pm 0,016$	1997	[5]
3,00	0,83	14	$0,248 \pm 0,016$	$0,262 \pm 0,016$	$0,255 \pm 0,012$	1997	[2, 3]
9,00	3,66	8	$0,241 \pm 0,014$	$0,252 \pm 0,014$	$0,247 \pm 0,010$	1998	наст. раб.

способность $A(CH_2) = 0,140 \pm 0,007$ для этих условий, получаем значения поляризаций пучка $p_z^+ = 0,241 \pm 0,014$ и $p_z^- = 0,252 \pm 0,014$. Отметим, что такая же поляризация пучка, в пределах ошибок, была и в сеансе 1997 г. [5]. Статистические ошибки определения поляризации невелики, а возможные систематические ошибки составляют $\sim 9\%$ из-за неопределенности процедуры аппроксимации данных по анализирующей способности pp -рассеяния и $\sim 5\%$ из-за неопределенности выделения вклада рассеяния на водороде в мишени CH_2 .

Значения поляризаций пучка в разных сеансах работы ускорителя, оцененные на основе найденных значений $A(CH_2)$, сведены в табл. 2. Отметим, что они слегка выше,

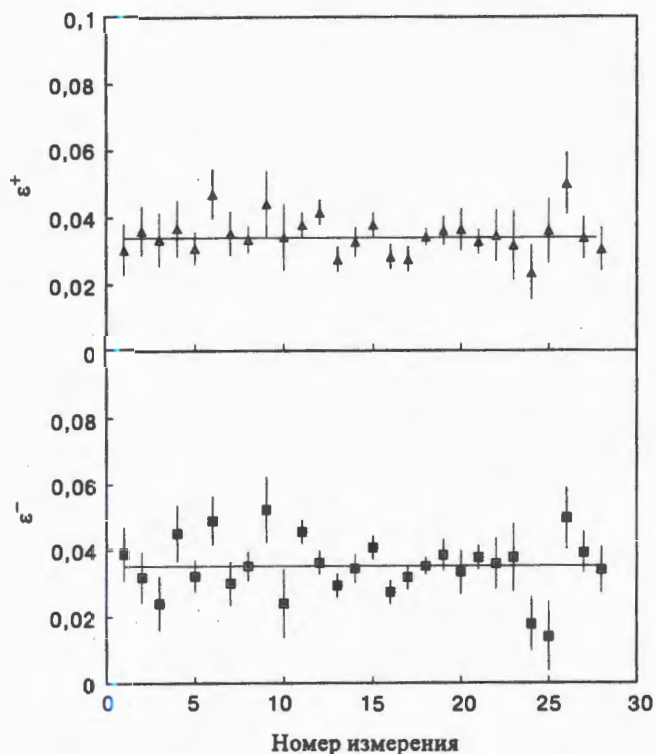


Рис. 4. Зависимости от номера измерения лево-правой асимметрии в рассеянии протонов дейтрона с импульсом 9 ГэВ/с на угол 8° , полученные в опытах по измерению параметра A_{yy} в сеансе 1998 г.

чем значения, получающиеся с поляриметром "Альфа" [8], который опирается на измерения асимметрии упругого dp -рассеяния. Возможно, это обусловлено недостаточно хорошим знанием анализирующих способностей упругих dp - и pp -рассеяний.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты сообщения сводятся к следующему.

Проанализирована работа пучкового поляриметра [4] в течение нескольких лет.

Показано, что полученные значения эффективной анализирующей способности $A(CH_2)$ поляриметра позволяют оценить величины векторной компоненты поляризованного пучка дейтронов в области энергий до 3,66 ГэВ/нуклон с достаточной точностью.

Авторы благодарны А.А.Жданову и Н.М.Пискунову за помощь в подготовке поляриметра к сеансу 1997 г., Л.В.Будкину за помощь при проведении измерений поляризации, а также Л.С.Золину, Ф.Легару, А.Н.Прокофьеву и В.И.Шарову за полезные обсуждения.

Литература

1. Adiasevich B.P. et al. — Z. Phys. 1996, v.C71, p.65.
2. Afanasiev S.V. et al. — Phys. Lett. 1998, v.B434, p.21.
3. Ажгирей Л.С. и др. — Препринт ОИЯИ Р1-199-98, Дубна, 1998; направлено в ЯФ.
4. Ажгирей Л.С. и др. — ПТЭ 1997, No.1, с.51.
5. Sharov V.I. et al. — Submitted to JINR Rapid Communications.
6. Anischenko N.G. et al. — Proc. of the 5-th Int. Symp. on High Energy Spin Physics (Brookhaven, 1982), AIP Conf. Proc. 1983, v.95, p.445.
7. Arndt R.A. et al. — Phys. Rev. 1997, v.C56, p.3005.
8. Ableev V.G. et al. — Nucl. Instr. and Meth. 1991, v.A306, p.73.

УДК 519.254

ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ: КРИТЕРИЙ ДОСТОВЕРНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ СИГНАЛА

М.С.Хвастунов

Предложен критерий достоверности выделения сигнала в условиях большой фоновой загрузки.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Wavelet-Analysis: Criterion of Reliable Signal Selection

M.S.Khvastunov

Criterion is presented to select the Gaussian signal in a wide interval of the effect/background ratio.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вейвлет-анализ является сравнительно новым математическим аппаратом [1]. Он предназначен для анализа информации, содержащей сигналы в виде локализованных пиков. Часто именно такого рода данные получают в экспериментах по физике высоких энергий.

Целью данной работы являлась разработка критерия достоверности выделения сигнала при вейвлет-анализе в условиях большой фоновой загрузки.

В данной работе используются гауссовы вейвлеты (производные функции Гаусса). Анализируемые сигналы задавались в гауссовой форме. Поставленная задача решалась путем моделирования экспериментальной ситуации методом Монте-Карло.

2. ВЕЙВЛЕТ-ОБРАЗ АНАЛИЗИРУЕМОГО СИГНАЛА

В предыдущей работе автора [2] была обнаружена высокая стабильность площади вейвлет-образа сигнала в широком интервале отношения эффект — фон. Под площадью здесь понимается интеграл по модулю от вейвлет-образа сигнала. Стабильность площади вейвлет-образа сигнала — следствие фильтрационного свойства вейвлет-преобразования.

Величина площади $SW_{g\phi 1}$ вейвлет-образа 1-го порядка сигнала в присутствии фона наиболее отличается от площади $SW_{\phi 1}$ вейвлет-образа 1-го порядка фонового сигнала в

сравнении с площадями вейвлет-образов более высоких порядков [2]. Поэтому в данной работе использовались вейвлет-образы 1-го порядка.

Для численной характеристики отношения эффект/фон вводился параметр

$$k = w \cdot N_g / (w N_g + N_{gf}), \quad (1)$$

где N_{gf} — число фоновых событий в тех ячейках гистограммы, в которых присутствуют $w N_g$ событий анализируемого сигнала; w — доля от N_g событий гауссова сигнала, попадающих в анализируемый участок гистограммы v . Например, при длине анализируемого участка гистограммы $v = 4,46\sigma (\pm 2,23\sigma)$ величина w , определяемая по таблице интеграла вероятностей, равна 0,9743. Соответствующий величине v интервал гистограммы вейвлет-образа сигнала определяется выражением

$$v_w / \sigma = 2 \sqrt{(v/2\sigma)^2 - 2 \cdot \ln(1 - w)}, \quad (2)$$

Моделирование гауссова сигнала производилось на компьютере с помощью генератора случайных чисел, распределенных в соответствии с функцией Гаусса. Центр модельного гауссова сигнала помещался в среднюю ячейку гистограммы. Параметру k придавались значения: $k_i = 1,0; 0,9; 0,85; 0,8; 0,7; 0,6; 0,5; 0,4; 0,3; 0,2$. При каждом значении k_i числам N_g придавались значения $N_{gj} = 20, 30, 40, \dots, 110, 120$. При этом числа фоновых (равномерно распределенных) событий N_{gf} определялись выражением

$$N_{gf}(i, j) = av \cdot w \cdot (1/k_i - 1) \cdot N_{gj}, \quad (3)$$

где $av = v_{\max}/v$, $v_{\max}$ — максимальное число ячеек в гистограмме анализируемого сигнала. Числа $N_{gf}(i, j)$ получались с помощью генератора равномерно распределенных случайных чисел. Информация о модельных сигналах (гауссовом и фоновом) суммировалась в одной гистограмме. Для каждой пары чисел (N_{gj}, k_i) выполнялось по 100 статистически независимых численных экспериментов на компьютере. Далее вычислялись площади $SW_{gf1}(i)$ вейвлет-образов модельных гауссовых сигналов, в той или иной мере (определяемой параметром k_i) "подпорченных" равномерным фоном. Для каждого значения k_i по 100 значениям площади $SW_{gf1}(i)$ вычислялись средние значения этой площади и среднеквадратическая ошибка отдельного измерения этой площади. Зависимость этих величин (средней площади SW_{gf1} и ошибки ΔSW_{gf1}) от N_g для каждого значения k_i хорошо аппроксимируется полиномами. В табл. 1 приведены значения коэффициентов этих полиномов.

Площадь SW_{gf1} вейвлет-образа линейно зависит от N_g [2]:

$$SW_{gf1} = S_1 + S_2 \cdot N_g, \quad (4)$$

где коэффициенты S_1 и S_2 — из табл. 1, а $N_g = 20, 30, 40, \dots, 110, 120$. Параметр наклона S_2 слабо зависит от примеси фона в сигнале (от параметра k_i). Для интервала k_i от 0,3 до 1,0 среднее значение этого параметра равно $\langle S_2 \rangle = 0,4078 \pm 0,0035$ и среднее значение параметра $\langle S_1 \rangle = 1,1502 \pm 0,6193$ (здесь приведены среднеквадратические ошибки отдельного измерения).

Среднее значение параметра наклона S_2 несколько ниже приведенного в работе [2], поскольку здесь использовано меньшее значение вероятности w .

Таблица 1. Коэффициенты S_1, S_2 и p_1, p_2, p_3 полиномов $SW_{g\phi 1} = S_1 + S_2 \cdot N_g$ и $\Delta SW_{g\phi 1} = p_1 + p_2 \cdot N_g + p_3 \cdot N_g^2$

k_i	S_1	S_2	p_1	p_2	p_3
1,00	0,56609	0,40984	0,61556	$1,9755 \cdot 10^{-2}$	$-3,7935 \cdot 10^{-5}$
0,90	0,61265	0,41174	0,47773	$3,6085 \cdot 10^{-2}$	$-1,4665 \cdot 10^{-4}$
0,85	0,80228	0,40646	0,85261	$2,0815 \cdot 10^{-2}$	$-1,3189 \cdot 10^{-5}$
0,80	0,66546	0,41029	0,95480	$2,7895 \cdot 10^{-2}$	$-5,4807 \cdot 10^{-5}$
0,70	1,0344	0,40624	0,90228	$3,7558 \cdot 10^{-2}$	$-8,5336 \cdot 10^{-5}$
0,60	0,82157	0,40871	1,1955	$4,1772 \cdot 10^{-2}$	$-6,9662 \cdot 10^{-5}$
0,50	1,5670	0,40446	1,1870	$5,5469 \cdot 10^{-2}$	$-1,8017 \cdot 10^{-4}$
0,40	2,0940	0,40104	0,96759	$7,2269 \cdot 10^{-2}$	$-2,0780 \cdot 10^{-4}$
0,30	2,1185	0,41120	0,9420	$1,0040 \cdot 10^{-1}$	$-4,0188 \cdot 10^{-4}$
0,20	4,1138	0,39629	1,4338	$1,1533 \cdot 10^{-1}$	$-3,8713 \cdot 10^{-4}$

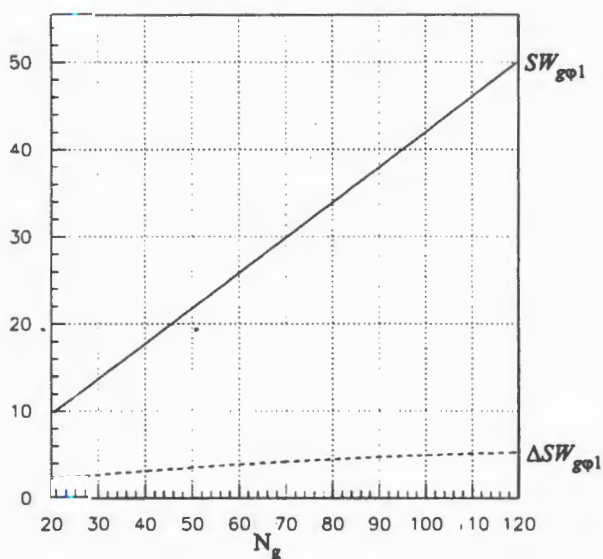


Рис. 1. Зависимость от N_g — числа событий в гауссовом сигнале — площади $SW_{g\phi 1}$ вейвлет-образа сигнала и ошибки $\Delta SW_{g\phi 1}$ этой площади при $k_i = 0,5$

Ошибка площади вейвлет-образа сигнала вычислялась по формуле

$$\Delta SW_{g\phi 1} = p_1 + p_2 \cdot N_g + p_3 \cdot N_g^2, \quad (5)$$

где коэффициенты берутся из табл. 1.

На рис.1 приведены в качестве примера зависимости (от числа N_g событий в гауссовом сигнале) площади $SW_{g\phi 1}$ вейвлет-образа сигнала и ошибки $\Delta SW_{g\phi 1}$ этой площади при $k_i = 0, 5$.

3. ВЕЙВЛЕТ-ОБРАЗ ФОНОВОГО СИГНАЛА

Моделирование фонового сигнала производилось на компьютере с помощью генератора равномерно распределенных случайных чисел. Числа N_ϕ фоновых событий выбирались в соответствии с условием: в пределах $\pm v/2$ гистограммы сигнала числа $N_{\phi v} = w \cdot N_g + N_{g\phi}$ (см. выражение (1)), а в пределах $\pm v_{\max}/2$:

$$N_{\phi s}(i, j) = av \cdot w \cdot N_{gj}/k_i. \quad (6)$$

Аналогично изложенному в предыдущем разделе для каждой пары чисел (N_{gj}, k_i) выполнялось по 100 статистически независимых численных экспериментов на компьютере. Вычислялись площади $SW_{\phi 1}(i)$ вейвлет-образов фоновых сигналов. Для каждого значения k_i по 100 значениям площади $SW_{\phi 1}(i)$ вычислялись средние значения этой площади и среднеквадратическая ошибка $\Delta SW_{\phi 1}(i)$ отдельного измерения площади $SW_{\phi 1}(i)$. Зависимость этих величин ($SW_{\phi 1}(i)$ и $\Delta SW_{\phi 1}(i)$) от N_g для каждого значения k_i аппроксимировалась полиномами. В табл. 2 приведены соответствующие значения коэффициентов этих полиномов.

Таблица 2. Коэффициенты q_1, q_2, q_3 и r_1, r_2, r_3 полиномов $SW_{\phi 1} = q_1 + q_2 \cdot N_g + q_3 \cdot N_g^2$ и $\Delta SW_{\phi 1} = r_1 + r_2 \cdot N_g + r_3 \cdot N_g^2$

k_i	q_1	q_2	q_3	r_1	r_2	r_3
1,00	2,1495	$0,93716 \cdot 10^{-1}$	$-2,2369 \cdot 10^{-4}$	0,58959	$3,2027 \cdot 10^{-2}$	$-7,4229 \cdot 10^{-5}$
0,90	2,3669	$0,95507 \cdot 10^{-1}$	$-2,3332 \cdot 10^{-4}$	0,86912	$2,5605 \cdot 10^{-2}$	$-3,0490 \cdot 10^{-5}$
0,85	2,5340	$0,97644 \cdot 10^{-1}$	$-2,3609 \cdot 10^{-4}$	0,87950	$3,1298 \cdot 10^{-2}$	$-8,5636 \cdot 10^{-5}$
0,80	1,9970	0,12701	$-4,5922 \cdot 10^{-4}$	0,59002	$4,4591 \cdot 10^{-2}$	$-1,7541 \cdot 10^{-4}$
0,70	2,2048	0,13552	$-4,9518 \cdot 10^{-4}$	0,72375	$4,5018 \cdot 10^{-2}$	$-1,8756 \cdot 10^{-4}$
0,60	2,6949	0,13063	$-3,9413 \cdot 10^{-4}$	0,62504	$5,0250 \cdot 10^{-2}$	$-1,8583 \cdot 10^{-4}$
0,50	3,0336	0,13256	$-3,5148 \cdot 10^{-4}$	0,90117	$4,6703 \cdot 10^{-2}$	$-1,5120 \cdot 10^{-4}$
0,40	3,3558	0,15964	$-4,9178 \cdot 10^{-4}$	0,90276	$5,1379 \cdot 10^{-2}$	$-1,2819 \cdot 10^{-4}$
0,30	3,2883	0,19582	$-6,3315 \cdot 10^{-4}$	0,99721	$6,8826 \cdot 10^{-2}$	$-2,6190 \cdot 10^{-4}$
0,20	5,1338	0,20196	$-4,6287 \cdot 10^{-4}$	1,9489	$6,2345 \cdot 10^{-2}$	$-1,7505 \cdot 10^{-4}$

Площадь вейвлет-образа фонового сигнала вычисляется по формуле

$$SW_{\phi 1} = q_1 + q_2 \cdot N_g + q_3 \cdot N_g^2, \quad (7)$$

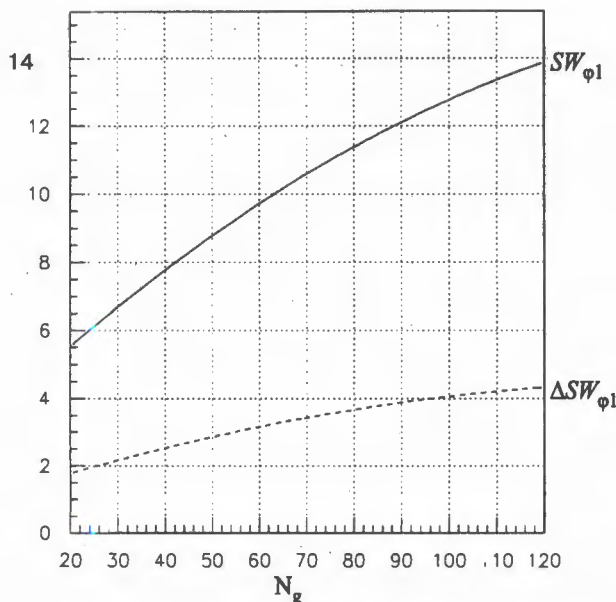


Рис. 2. Зависимость от N_g — числа событий в гауссовом сигнале — площади $SW_{\phi 1}$ вейвлет-образа фоновый сигнала и ошибки $\Delta SW_{\phi 1}$ этой площади при $k_i = 0,5$

и ошибка этой площади —

$$\Delta SW_{\phi 1} = r_1 + r_2 \cdot N_g + r_3 \cdot N_g^2, \quad (8)$$

где коэффициенты $q_i, r_i, i = 1, 2, 3$ берутся из табл. 2.

На рис.2 приведены в качестве примера кривые $SW_{\phi 1}(i)$ и $\Delta SW_{\phi 1}(i)$, рассчитанные по формулам (7) и (8) для $k_i = 0,5$.

4. КРИТЕРИЙ ДОСТОВЕРНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ СИГНАЛА

Теперь у нас достаточно информации для конструирования параметра, характеризующего вероятность имитации гауссова сигнала фоном. Для этой цели используем разность $d = SW_{g\phi 1} - SW_{\phi 1}$ и среднеквадратическую ошибку этой разности $\sigma_d = \sqrt{(\Delta SW_{g\phi 1})^2 + (\Delta SW_{\phi 1})^2}$. На рис.3 представлены кривые зависимостей отношения d/σ_d от N_g для k_i от 0,2 до 1,0.

Отношения d/σ_d определяют вероятность имитации гауссова сигнала фоном. Например, при $d/\sigma_d = 3,0$ эта вероятность равна 0,0027. Напомним, что величинам $SW_{g\phi 1}$ и $SW_{\phi 1}$ соответствуют одинаковые числа событий: $N_{g\phi}(\pm v_{\max}/2)$ событий (гауссова сигнала вместе с фоновым сигналом) при вычислении $SW_{g\phi 1}$ и $N_{\phi}(\pm v_{\max}/2) = N_{g\phi}(\pm v_{\max}/2)$ фоновых событий при вычислении $SW_{\phi 1}$.

В табл. 3 приведены для разных фоновых условий (различных значений k_i) и для различных отношений d/σ_d минимальные числа N_g событий в гауссовом сигнале. Так,

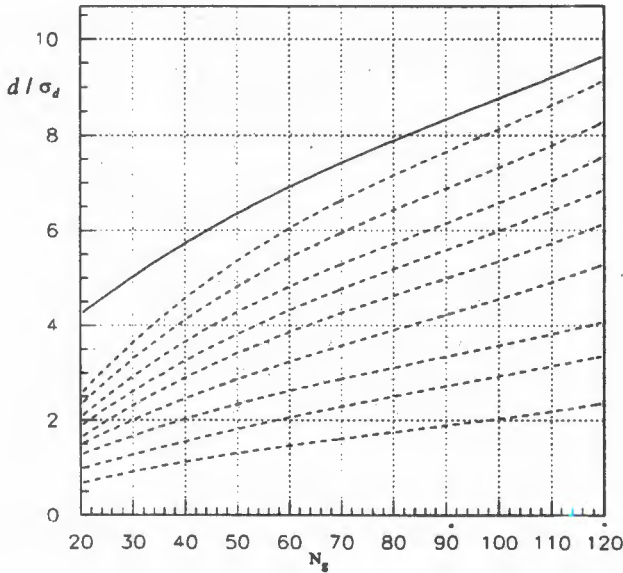


Рис. 3. Зависимость d/σ_d от N_g — числа событий в гауссовом сигнале для различных значений k_i ; (пунктирные кривые: снизу вверх — соответствуют $k_i = 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,85; 0,9$; верхняя сплошная кривая — $k_i = 1,0$)

Таблица 3. Числа N_g событий в гауссовом сигнале при разных фоновых условиях (различные значения k_i) и разных величинах d/σ_d

d/σ_d	k_i									
	1,0	0,9	0,85	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2
2,0						25	30	40	58	98
3,0		24	26	32	36	42	54	75	104	
4,0		34	38	45	54	64	84	116		
5,0	30	45	53	64	76	90	114			
6,0	44	60	70	86	100	116				

для $d/\sigma_d = 3,0 : N_g \geq 104(k_i = 0,3); N_g \geq 42(k_i = 0,6); N_g \geq 26(k_i = 0,85)$ и для $d/\sigma_d = 5,0 : N_g \geq 114(k_i = 0,5); N_g \geq 53(k_i = 0,85)$ и т. д.

Число N_g событий в гауссовом сигнале однозначно определяется площадью $SW_{g\phi 1}$ вейвлет-образа этого сигнала (см. формулу (4)):

$$N_g = (SW_{g\phi 1} - S_1)/S_2 \simeq SW_{g\phi 1}/S_2. \tag{9}$$

Параметр S_2 (как уже отмечалось выше) практически постоянен в широком интервале значений k_i . Поэтому ошибку в N_g можно представить в виде

$$\Delta N_g/N_g \simeq \Delta SW_{g\phi 1}/SW_{g\phi 1}. \tag{10}$$

Таблица 4. Параметры $\Delta N_g/N_g$ в зависимости от d/σ_d и k_i

k_i	d/σ_d			
	3,0	4,0	5,0	6,0
0,30	0,157/104			
0,40	0,162/75	0,135/116		
0,50	0,156/54	0,129/84	0,108/114	
0,60	0,157/42	0,132/64	0,116/90	0,106/116
0,70	0,137/36	0,122/54	0,102/76	0,091/100
0,80	0,130/32	0,110/45	0,094/64	0,082/86
0,85	0,122/26	0,100/38	0,086/53	0,077/70
0,90	0,120/24	0,105/34	0,094/45	0,070/60

В табл. 4 приведены эти ошибки и соответствующие значения N_g в зависимости от d/σ_d и k_i . Например, при $d/\sigma_d=5,0$ и $k_i=0,5$ $\Delta N_g/N_g \simeq 0,108$ и $N_g=104$.

5. ПРИМЕНЕНИЕ КРИТЕРИЯ ДОСТОВЕРНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ СИГНАЛА В РЕАЛЬНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

В реальном эксперименте мы знаем лишь площадь $SW_{g\phi 1}(e)$ вейвлет-образа зарегистрированного сигнала. Естественно возникает вопрос — какова вероятность имитации этого сигнала флуктуациями равномерного фона? Как нам представляется, на этот вопрос можно ответить, используя изложенное в предыдущих разделах данной работы.

Вычисление площадей вейвлет-образов экспериментальных сигналов должно производиться так же, как и модельных (при тех же значениях параметров: dm/σ — отношения ширины ячейки гистограммы сигнала к σ — и при тех же значениях v , w , v_w , и v_{max}). При этом можно воспользоваться формулой (4) для вычисления числа N_{ge} событий в экспериментальном сигнале:

$$N_{ge} = (SW_{g\phi 1}(e) - S_1)/S_2, \quad (11)$$

где S_1 и S_2 — средние значения параметров, приведенные в разделе 2. Пусть полное число событий в гистограмме экспериментального сигнала в пределах $\pm v/2$ равно N_{se} . Среди этого числа событий содержится N_{ge} событий возможного гауссова сигнала. Экспериментальное значение параметра k_e определяется отношением $k_e = N_{ge}/N_{se}$. Среди набора модельных параметров k_i (1,0; 0,9; 0,85; 0,8; 0,7; 0,6; 0,5; 0,4; 0,3; 0,2) выбираем то значение k_{ei} , которое наиболее близко к параметру k_e . Пользуясь этим значением k_{ei} , выбираем из табл. 1 и 2 соответствующие коэффициенты полиномов: p_i , q_i , r_i , $i = 1, 2, 3$. Пользуясь этими коэффициентами, по формулам (5,7,8) вычисляем значения $\Delta SW_{g\phi 1}(e)$, $SW_{\phi 1}(e)$ и $\Delta SW_{\phi 1}(e)$. Далее вычисляем значения параметров:

$$d_e = SW_{g\phi 1}(e) - SW_{\phi 1}(e), \quad \sigma_{de} = \sqrt{(\Delta SW_{g\phi 1}(e))^2 + (\Delta SW_{\phi 1}(e))^2} \quad (12)$$

и находим их отношение d_e/σ_{de} .

Напомним, что величины $SW_{\phi_1}(e)$ и $\Delta SW_{\phi_1}(e)$ вычислены в предположении, что N_{se} событий экспериментального сигнала представляют собой равномерный фон. Величина d_e/σ_{de} определяет вероятность имитации экспериментального пика флуктуациями равномерного фона.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Фильтрационное свойство вейвлет-преобразования дает возможность выработки критерия достоверности выделения гауссова сигнала в условиях большой фоновой загрузки.

Автор благодарен В.В.Глаголеву за обсуждения, стимулировавшие разработку данного критерия.

Литература

1. Астафьева Н.М. — УФН, 1996, т.166, №11, с. 1145.
2. Хвастунов М.С. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1998, №6[92]-98, с.63.

УДК 539.12

ОБ АСИМПТОТИКЕ ПРИ ИНКЛЮЗИВНОМ РОЖДЕНИИ АНТИЯДЕР И ЯДЕРНЫХ ФРАГМЕНТОВ

*О.С.Космачев*¹

Получены и анализируются аналитические выражения сечений для инклюзивного рождения антиядер и ядерных фрагментов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ

On Asymptotics in Inclusive Production of Antinuclei and Nuclear Fragments

O.S.Kosmachev

Analytical expressions for the inclusive production cross sections of antinuclei and nuclear fragments are obtained and analysed.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

1. ВВЕДЕНИЕ

Релятивистская ядерная физика в нынешнем ее понимании [1] находится на таком этапе своего развития, когда строительство и ввод в эксплуатацию новых ускорителей порождает ожидание новой физики. Естественной альтернативой растущей дороговизне ускорительной индустрии является большая продуманность и увеличение точности эксперимента до такой степени, когда можно будет на основе опыта делать выбор между различными моделями, принимать или отвергать гипотезы, лежащие в их основе.

Другой возможностью интенсификации (и в конечном итоге достижения экономической оправданности и целесообразности) исследований по релятивистской ядерной физике является предсказательная способность моделей и выявление на этой основе приоритетов в постановке ускорительных экспериментов.

Данная работа посвящена дальнейшему исследованию характеристик и возможностей модели, предложенной ранее [1], [2] и описывающей инвариантное сечение взаимодействия релятивистских ядер на энергетическом интервале шириной до 8 порядков.

¹E-mail: kos@thsun1.jinr.ru

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В результате большого цикла работ, связанных с процессами адронобразования, было установлено, что сечение инклюзивных реакций вида

$$I + II \longrightarrow 1 + 2 + \dots$$

при столкновении релятивистских ядер I и II для различных типов детектируемых частиц 1 описывается формулой [1]

$$\frac{d^2\sigma}{m_T dm_T dy} = 2\pi C_1 A_I^{1/3+N_I/3} A_{II}^{1/3+N_{II}/3} \exp[-\Pi/C_2]. \quad (1)$$

Здесь C_1 , C_2 — известные константы; N_I и N_{II} — эффективные числа нуклонов, участвующих в ядерном столкновении.

Обобщенный параметр подобия Π находится из требования минимума этой величины при условии выполнения закона сохранения энергии

$$\Pi = \min[1/2 \cdot \sqrt{(u_I N_I + u_{II} N_{II})^2}], \quad (2)$$

где u_I , u_{II} — 4-скорости ядер I и II . Это эквивалентно двум равенствам.

Первое — закон сохранения энергии

$$N_I N_{II} - \Phi_I N_I - \Phi_{II} N_{II} = \Phi_\delta, \quad (3)$$

где

$$\Phi_I = \frac{(m_1/m_0)(u_I u_1) + (\Delta/m_0)}{[(u_I u_{II}) - 1]}; \quad \Phi_{II} = \frac{(m_1/m_0)(u_{II} u_1) + (\Delta/m_0)}{[(u_I u_{II}) - 1]};$$

$$\Phi_\delta = \frac{(\Delta/m_0)^2 - (m_1/m_0)^2}{[(u_I u_{II}) - 1]};$$

$\Delta = m_1$ в случае рождения антиядер и K^- -мезонов; $\Delta = -m_1$ для ядерных фрагментов;

$\Delta = 0$ для π -мезонов и струй; $(u_I u_{II}) = \cosh 2Y$; $(u_I u_1) = (m_T/m_1) \cosh(Y + y)$; $(u_{II} u_1) = (m_T/m_1) \cosh(Y - y)$; $m_T = \sqrt{m_1^2 + p_T^2}$; m_0 -масса нуклона.

Требование условного экстремума означает равенство нулю частных производных по N_I и N_{II} для функции

$$M(N_I, N_{II}) = \Pi + \lambda \varphi, \quad (4)$$

где λ — т.н. множитель Лагранжа, и

$$\varphi = N_I N_{II} - \Phi_I N_I - \Phi_{II} N_{II} - \Phi_\delta.$$

Это дает второе равенство

$$N_I^2 + [(u_I u_{II}) \Phi_I - \Phi_{II}] N_I = N_{II}^2 + [(u_I u_{II}) \Phi_{II} - \Phi_I] N_{II}. \quad (5)$$

Совместное решение (3) и (5) дают величины N_I и N_{II} , доставляющие экстремум величины Π . В общем случае 2 уравнения второго порядка эквивалентны двум уравнениям четвертого порядка для разделенных переменных. Поэтому удобно, следуя [3] (см. также [2], [4]), ввести новые переменные

$$F_I = \left(\frac{N_I}{\Phi_{II}}\right) - 1, \quad F_{II} = \left(\frac{N_{II}}{\Phi_I}\right) - 1.$$

Тогда уравнение (3) принимает вид

$$F_I F_{II} = 1 + \frac{\Phi_\delta}{(\Phi_I \Phi_{II})} = a \quad (6)$$

Требование условного экстремума (4) при учете закона сохранения энергии приводит к уравнению

$$F_I^4 + \left[1 + \frac{(u_I u_{II})}{z}\right] F_I^3 - \left(\frac{a}{z}\right) [(u_I u_{II}) + \left(\frac{1}{z}\right)] F_I - \frac{a^2}{z^2} = 0, \quad (7)$$

где $z = \frac{\Phi_{II}}{\Phi_I}$, и далее

$$F_{II}^4 + [1 + (u_I u_{II})z] F_{II}^3 - (az) [(u_I u_{II}) + z] F_{II} - a^2 z^2 = 0. \quad (8)$$

Из выражений (3) и (5) очевидно, что в случае рождения антиядер, K^- -мезонов ($\Delta = m$) и ядерных фрагментов ($\Delta = -m$), когда $\Phi_\delta = 0$, система (3) – (4) становится однородной. Поэтому она имеет тривиальное решение $N_I = N_{II} = 0$, что равносильно $F_I = F_{II} = -1$. Поделив (7) и (8) соответственно на $(F_I + 1)$ и $(F_{II} + 1)$ получаем уравнения третьей степени

$$F_I^3 + (u_I u_{II}) \frac{1}{z} F_I^2 - (u_I u_{II}) \frac{1}{z} F_I - \frac{1}{z^2} = 0 \quad (9)$$

и

$$F_{II}^3 + (u_I u_{II}) z F_{II}^2 - (u_I u_{II}) z F_{II} - z^2 = 0. \quad (10)$$

Закон сохранения энергии в данном случае принимает вид

$$F_I F_{II} = 1 \quad (11)$$

Коэффициенты уравнений (9) и (10) являются действительными величинами и не меняют знаки в физически допустимых областях их изменений. На основе стандартного алгоритма вычисления дискриминанта алгебраического уравнения [5] можно убедиться, что оба уравнения имеют три реальных корня. При этом как в (9), так и в (10) происходит одна смена знака в последовательности коэффициентов уравнения. По правилу Декарта [5] это означает, что каждое уравнение имеет, как минимум, по одному положительному корню. При замене $F_{I,II} \rightarrow -F_{I,II}$ знаки в той же последовательности коэффициентов меняются дважды, что означает наличие двух отрицательных корней. В связи с этим следует отметить, что закону сохранения энергии не противоречат как положительные, так и отрицательные решения, если выбирать одновременно только положительные или только отрицательные. Причем имеется три пары таких решений. Это обстоятельство делает необходимым анализ достаточных условий, т.е. детализацию того, что означает экстремум.

3. ДОСТАТОЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Важным исходным положением модели является требование условного минимума функции Π . Выполненная выше процедура минимизации гарантирует выполнение экстремальности, т.е. является необходимым условием. Как известно [6], достаточным условием условного минимума является положительная определенность формы $J > 0$ в точке минимума $(N_I^{(i)}, N_{II}^{(k)})$, $i, k = 1, 2, 3$:

$$J = \frac{1}{2} \sum \frac{\partial^2 M(N_I^{(i)}, N_{II}^{(k)})}{\partial N_I \partial N_{II}} h_I^{(i)} h_{II}^{(k)}, \quad (12)$$

где $h_I^{(i)} = N_I - N_I^{(i)}$, $h_{II}^{(k)} = N_{II} - N_{II}^{(k)}$ достаточно малые величины.

Такого сорта анализ для центральной области быстрот выполнен в [7], откуда становится ясно, что все вычисления значительно упрощаются, если с самого начала учесть конкретику рассматриваемой задачи: $\Phi_\delta = 0$, $F_I F_{II} = 1$. Действительно, в данном случае Π становится явной функцией либо F_I , либо F_{II} . Учитывая (2) и то, что $N_I = (F_I + 1)\Phi_{II}$, $N_{II} = (F_{II} + 1)\Phi_I$, получаем

$$\Pi = \Pi'(F_I) = \min \left(\frac{[F_I + 1]\Phi_{II}}{2F_I} \sqrt{F_I^2 + \frac{2(u_I u_{II})}{z} F_I + \frac{1}{z^2}} \right). \quad (13)$$

Аналогично

$$\Pi = \Pi''(F_{II}) = \min \left(\frac{[F_{II} + 1]\Phi_I}{2F_{II}} \sqrt{F_{II}^2 + 2(u_I u_{II})z F_{II} + z^2} \right). \quad (14)$$

Тогда требование экстремума перестает быть условным, и из обычных условий экстремума

$$\frac{d\Pi'(F_I)}{dF_I} = 0, \quad \frac{d\Pi''(F_{II})}{dF_{II}} = 0 \quad (15)$$

получаем уравнения (9) и (10). Достаточные условия минимума при этом значительно упрощаются и сводятся к положительной определенности вторых производных в точках экстремума $F_I^{(i)}, F_{II}^{(k)}$

$$\frac{d^2 \Pi'(F_I^{(i)})}{dF_I^2} > 0, \quad \frac{d^2 \Pi''(F_{II}^{(k)})}{dF_{II}^2} > 0. \quad (16)$$

С учетом (15) получаем следующие выражения, справедливые в точке экстремума:

$$\frac{d^2 \Pi'(F_I)}{dF_I^2} = \frac{\Phi_{II}}{2} \cdot \frac{[3F_I^2 + 2((u_I u_{II})/z)F_I - ((u_I u_{II})/z)]}{F_I^2 \sqrt{F_I^2 + 2((u_I u_{II})/z)F_I + (1/z^2)}}, \quad (17)$$

$$\frac{d^2 \Pi''(F_{II})}{dF_{II}^2} = \frac{\Phi_I}{2} \cdot \frac{[3F_{II}^2 + 2(u_I u_{II})z F_{II} - (u_I u_{II})z]}{F_{II}^2 \sqrt{F_{II}^2 + 2(u_I u_{II})z F_{II} + z^2}}. \quad (18)$$

Для оценки знака, например, выражения (18) умножим и разделим его на F_{II} и воспользуемся равенством (10). В результате получаем, что числитель содержит решения с положительными коэффициентами только

$$\frac{d^2\Pi''(F_{II})}{dF_{II}^2} = \frac{\Phi_I}{2} \cdot \frac{[2F_{II}^3 + (u_I u_{II})z F_{II}^2 + z^2]}{F_{II}^3 \sqrt{F_{II}^2 + 2(u_I u_{II})z F_{II} + z^2}}. \quad (19)$$

Аналогично

$$\frac{d^2\Pi'(F_I)}{dF_I^2} = \frac{\Phi_{II}}{2} \cdot \frac{[2F_I^3 + ((u_I u_{II})/z) F_I^2 + (1/z^2)]}{F_I^3 \sqrt{F_I^2 + 2((u_I u_{II})/z) F_I + (1/z^2)}}. \quad (20)$$

Из выражений (19), (20) очевидно, что они положительны при положительных решениях. Это означает, что в случае, когда оба решения $F_I, F_{II} > 0$, мы будем иметь минимум функции Π . В случае отрицательных решений не имеется такой же безусловной определенности, как в случае положительных. Здесь едва ли можно обойтись без конкретных решений уравнения экстремума.

4. АНАЛИЗ РЕШЕНИЙ

Решения уравнений (9) и (10), записанные в форме Кардано или в тригонометрической форме громоздки и неудобны для последующих рассмотрений. С другой стороны, анализ многих экспериментальных данных и исследование асимптотических свойств допускают упрощения, связанные с выделенными кинематическими зонами, в частности, связанные с малыми значениями величины z . В таком случае ($z^2 \ll 1$) в уравнении (10) можно пренебречь свободным членом, и оно принимает вид

$$F_{II}[F_{II}^2 + (u_I u_{II})z F_{II} - (u_I u_{II})z] = 0. \quad (21)$$

В результате получаем следующие решения:

$$F_{II}^{(1)} = (u_I u_{II})z \left(-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{(u_I u_{II})z}} \right) > 0, \quad (22)$$

$$F_{II}^{(2)} = (u_I u_{II})z \left(-\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{(u_I u_{II})z}} \right) < 0. \quad (23)$$

Третье решение $F_{II}^{(3)}$ — очевидно есть малая величина, малость которой связана с малостью z . Для более определенного выбора ее, включая знак, воспользуемся известными соотношениями [5] между коэффициентами уравнения и его корнями. В частности, для кубического уравнения имеем

$$F_{II}^{(1)} F_{II}^{(2)} F_{II}^{(3)} = z^2,$$

откуда, учитывая (22), (23)

$$F_{II}^{(3)} = -\frac{z}{(u_I u_{II})} < 0. \quad (24)$$

С использованием закона сохранения энергии (11) уравнение (21) преобразуется к виду

$$\frac{1}{F_I} [F_I^2 - F_I - \frac{1}{(u_I u_{II})z}] = 0 \quad (25)$$

Его решения

$$F_I^{(1)} = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{(u_I u_{II})z}} > 0, \quad (26)$$

$$F_I^{(2)} = \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{(u_I u_{II})z}} < 0. \quad (27)$$

Повторяя все сказанное об $F_{II}^{(3)}$, получаем

$$F_I^{(3)} = -\frac{(u_I u_{II})}{z} < 0. \quad (28)$$

Естественно, что при этом равенства

$$F_I^{(1)} F_{II}^{(1)} = 1, \quad F_I^{(2)} F_{II}^{(2)} = 1, \quad F_I^{(3)} F_{II}^{(3)} = 1$$

выполняются точно. Поэтому точно выполняются соотношения $\Pi'(F_I^{(i)}) = \Pi''(F_{II}^{(i)})$. Тем самым установлено соответствие между решениями уравнения экстремума, согласующимися с законом сохранения энергии.

Как было найдено выше, в случае положительных решений ($F_I^{(1)}, F_{II}^{(1)} > 0$) функция Π принимает минимальное значение. Из явного вида решений (22), (26) и выражений (13), (14) следует, что зависимость от начальной энергии определяется множителями типа Φ_I или Φ_{II} . Тогда как все остальные множители зависят фактически от поперечного импульса p_T . Это очевидно из уравнений (21), (25) и того, что $(u_I u_{II})z = 1 \pm m_1/m_T$ для случая $y = Y$. Асимптотическое поведение величин, определяющих поведение сечения (1), таких, как N_I, N_{II}, Π в основном повторяет то, которое отмечается в работе [2], хотя и появляется некоторое различие. Так, например, в области фрагментации ядра II при $\text{Cosh}Y \rightarrow \infty$ получаем

$$N_I^{(1)} = (F_I^{(1)} + 1)\Phi_{II} \simeq [3/2 + \sqrt{1/4 + 1/\beta}] \cdot \frac{(m_1/m_0)[m_T/m_1 \pm 1]}{[\text{Cosh}2Y - 1]} \rightarrow 0,$$

где $\beta = (u_I u_{II})z \rightarrow (1 \pm m_1/m_T)$. Здесь знак (+) соответствует рождению антиядер и знак (-) — ядерных фрагментов.

При этом, в отличие от случая $y = 0$ (см. [2]), N_{II} стремится к конечному пределу, зависящему от m_T :

$$N_{II}^{(1)} = (F_{II}^{(1)} + 1)\Phi_I \simeq [\beta(-1/2 + \sqrt{1/4 + 1/\beta}) + 1](m_T/m_0).$$

На основе (14), (23) получаем следующее асимптотическое выражение для обобщенного параметра подобия

$$\Pi = \frac{[\beta(-1/2 + \sqrt{1/4 + 1/\beta}) + 1](m_T/m_0)}{2\beta(-1/2 + \sqrt{1/4 + 1/\beta})} \cdot \sqrt{\beta[\beta(-1/2 + \sqrt{1/4 + 1/\beta}) + 1]}.$$

Таким образом, как и в работе [2], асимптотическое значение Π является ограниченной положительной величиной, зависящей от поперечного импульса. Поэтому основные качественные результаты совпадают как для быстрой $y \sim 0$, так и для $y \sim Y$.

Подстановка отрицательных решений ($F_I^{(3)}, F_{II}^{(3)} < 0$) в выражения (13), (14) или в (17), (18) приводит к тому, что подкоренные выражения становятся безусловно отрицательными, а сама функция Π комплексной. Поэтому эти решения не будут приниматься во внимание. Такое же положение создается в случае решений ($F_I^{(2)}, F_{II}^{(2)} < 0$) и $\Delta = +m_1$. Если же $\Delta = -m_1$, то при достаточно малых p_T существует узкая энергетическая область, где $d^2\Pi''/dF_{II}^2 > 0$. Но следует помнить, что это может оказаться результатом сделанного приближения, когда z^2 было опущено в кубичном уравнении. В таком случае потребуются более точные вычисления.

В заключение автору приятно выразить признательность академику А.М. Балдину за введение в проблематику релятивистской ядерной физики и постановку конкретных задач.

Литература

1. Balдин А.А., Балдин А.М. — Particles and Nuclei, 1998, v.29, p.557.
2. Balдин А.М., Малахов А.И. — JINR Rapid Communication, 1998, No.1[87]-98, p.5.
3. Балдин А.М. — Частное сообщение.
4. Малахов А.И. — Труды Международного совещания «Релятивистская ядерная физика — от сотен МэВ до ТэВ» (Болгария, Варна 26—31 мая 1998). ОИЯИ Д1,2-98-215, Дубна 1998 с.7.
5. Корн Г., Корн Т. — Справочник по математике, 2-е изд. М.: «Наука» 1970.
6. Немыцкий В.В., Слудская М.И., Черкасов А.Н. — Курс математического анализа, 2-е изд. т.2, М.: Гостехиздат, 1957.
7. Kosmachev O.S. — To be published in: Proc. XIV Int. Seminar on High Energy Physics Problems (Dubna, 17—22 August 1998).

УДК 621.039.573

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙТРОННОГО АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА НА РЕАКТОРЕ ИБР-2 ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ АТМОСФЕРНОГО МОНИТОРИНГА

В.Ф.Переседов, Т.М.Островная, Л.П.Стрелкова, В.П.Чинаева, С.Ф.Гундорина

Целью работы являлось выяснение возможностей нейтронного активационного анализа (НАА) на ИБР-2 для изучения элементного состава атмосферного аэрозоля. На примере трех сибирских регионов показано, что методики анализа позволяют оценить средний уровень пригородного фона, масштаб его региональных, сезонных и годовых изменений. Анализ факторов обогащения позволил убедиться в наличии повышенного содержания ряда тяжелых металлов в атмосферном воздухе фоновых районов, что является следствием роста глобальной техногенной нагрузки.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ.

Use of Neutron Activation Analysis at the IBR-2 Reactor for Atmospheric Monitoring

V.F.Peresedov et al.

The object of this work was the study of the possibilities of neutron activation analysis (NAA) for determination of elemental content of atmospheric aerosol. On examples of three Siberian regions it was shown that methods of analysis allow to estimate the average level of suburban background (ALSB), scale of its regional, season and annual changes. Analysis of enrichment factors allows one to convince in presence of increased content of a row of heavy metals in atmospheric air of background regions what is the consequence of global growing of technogenic impact.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Как известно, техногенная миграция элементов в последние десятилетия становится все более значимым негативным фактором биосферы Земли, что связано в значительной мере с ростом ежегодной эмиссии в атмосферу индустриального аэрозоля. По оценкам [1], в настоящее время эмиссия аэрозоля составляет $(1-3) \cdot 10^8$ тонн в год, т.е. несколько процентов от природной. Рост эмиссии аэрозоля происходит на фоне увеличивающейся ежегодной мировой добычи минерального сырья, составляющей около 10^9 тонн. Накопление в таких масштабах, как в настоящее время, наиболее технофильных элементов и их соединений, являющихся нередко токсичными и канцерогенными, не наблюдалось

в природе ранее. При удвоении промышленного производства за каждые 10–15 лет роль указанных негативных факторов может существенно возрасти уже в недалеком будущем.

В связи с этим атмосферный мониторинг становится все более актуальной задачей, поскольку влияние техногенного атмосферного аэрозоля на качество окружающей среды и здоровье населения нередко оказывается определяющим. Например, в результате ряда исследований в настоящее время надежно установлено, что заболеваемость населения в экологически неблагоприятных районах зависит от токсичности вещества и его экспозиционной дозы. Однако, ввиду сложности этих проблем, требующих комплексного подхода, знания о потенциально опасных эффектах воздействия атмосферных загрязнений на человеческий организм и все живое пока еще остаются далеко не полными.

В развитых странах этим проблемам уделяется серьезное внимание, финансируются национальные и международные программы развития мониторинговых сетей и их информационная структура. Совершенствуются эмиссионные стандарты для главных источников атмосферных поллютантов с учетом их токсичности и потенциального риска, а также индикаторы и критерии качества мониторинговых данных.

Формирование банка данных по глобальным, региональным и локальным источникам поступления потенциально опасных загрязнителей в окружающую среду, о путях их миграции, а также о масштабах их накопления в различных объектах окружающей среды (ОС) необходимо для решения многих экологических проблем. Наряду с этим изучение глобального фона аэрозоля, его естественной и техногенной компонент, их региональных и локальных отличий является также актуальной задачей, поскольку эти параметры важны для оценки настоящего и будущего состояния окружающей среды.

Работы по экологической тематике, в частности, аналитическое обеспечение для атмосферного мониторинга различных регионов Сибири, проводились в секторе нейтронного активационного анализа ЛНФ ОИАИ в течение нескольких лет. Данная работа была выполнена в рамках этой тематики и связана с определением элементного состава атмосферного аэрозоля (АА) в фоновых районах нескольких регионов Сибири.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Образцы атмосферных аэрозолей были собраны в Тюменской, Новосибирской областях и Красноярском крае с использованием аспирации приземного атмосферного воздуха на мелкопористые фильтры, позволяющие с практически 100% эффективностью адсорбировать АА в широком интервале их размеров — от 1,0E – 4 до сотен микрон. Несколько сотен образцов аэрозоля были проанализированы на реакторе ИБР-2 ЛНФ ОИАИ.

Анализ элементного состава атмосферных аэрозолей для небольших объемов аспирации является не рядовой задачей для любого из аналитических методов, поскольку количество осажденного на фильтре аэрозоля, как правило, очень мало, и аналитику часто приходится работать на пределе возможностей метода. В практике подобных исследований обычно используют ICP, NAA, AAS, AES, RFA-SI и другие методы, обеспечивающие приемлемые чувствительность, репрезентативность и производительность анализа.

Используемый в этой работе NAA является вполне адекватным поставленной задаче методом с характерной для него чистой и надежной технологией анализа, благодаря чему на требуемом уровне исключалось загрязнение образцов посторонними веществами,

что зачастую сложнее обеспечить при анализе с помощью других методов. По репрезентативности НАА ненамного уступает только нескольким самым совершенным современным методам (некоторым разновидностям ICP). В основном это относится к ряду легких элементов. Для средних же и тяжелых элементов — Na, Mg, Al, Ti, V, Mn, Sc, Fe, Cr, Co, Zn, Ni, Se, As, Rb, Br, Sr, Zr, Mo, Ag, Sn, In, Cd, Ba, Cs, La, Ce, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Yb, Lu, Hf, Ta, Re, W, Au, Ir, Th, U, как правило, наиболее интересных в исследованиях по экологии, — его чувствительность высока, и он успешно конкурирует с любыми методами анализа [2—6].

При наиболее благоприятных условиях (удобной матрице холостого фильтра и оптимальных для анализа количественных соотношениях осажденных на фильтре элементов) с помощью НАА удастся анализировать до 55—65 элементов. При малых количествах аналита в пробе их число обычно снижается до 45—30. Но и такая репрезентативность является достаточно высокой и вполне приемлемой для атмосферного мониторинга. Для получения надежных данных по элементному составу атмосферных аэрозолей требуется особая аккуратность выполнения работ по всей технологической цепочке НАА. Использование оптимизированных режимов облучения и низкофоновой гамма-спектрометрии образцов, хорошо выверенного банка ядерных данных, корректных алгоритмов идентификации изотопов и расчета абсолютных концентраций элементов, а также надежной процедуры вычитания фоновых содержаний элементов в холостых (blank) фильтрах позволяет решать задачи атмосферного мониторинга.

Данная работа представляла нам интересной не только как исследование по экологической тематике, но и с точки зрения интегральной апробации используемых методик и выяснения реальных возможностей НАА на ИБР-2 для анализа такого "деликатного" объекта окружающей среды, как атмосферные аэрозоли. В результате анализа данных были получены: оценки среднего уровня пригородного фона (СУПФ), его региональных, сезонных и годовых изменений, а также рассмотрены факторы обогащения СУПФ.

СОСТАВ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА (СУПФ) В ФОНОВЫХ РЕГИОНАХ

Оценка СУПФ была получена усреднением данных анализа 100 проб АА, отобранных в фоновых районах Тюменской, Новосибирской областей и Красноярского края. В табл. 1, в колонках 1—2 приведены максимально правдоподобные оценки для концентраций 45 элементов в атмосферном воздухе этих регионов и относительные среднеквадратичные отклонения для логнормального распределения. Как оказалось, СУПФ в этих районах характеризуется, в общем-то, типичными для атмосферы фоновых районов содержаниями неосновных элементов и относительной стабильностью несмотря на межрегиональные различия географических, климатических и прочих условий, а также большую — до 1500 км — удаленность регионов друг от друга. Сравнение полученной в этой работе оценки СУПФ с глобальным СУПФ и с СУПФ для Сибири [7] (табл. 1, кол. 3—4) свидетельствует о приемлемом согласии по большинству элементов. Оценка СУПФ [7] была получена около 20 лет назад в результате обобщения данных по минимальным концентрациям элементов в атмосфере ряда городов Европы, Азии, Америки (Бельгии, Германии, Англии, России, Японии, Соединенных штатов, Боливии, Судана и т.д.). Она базируется на достаточно обширном экспериментальном материале и по-

этому представляется вполне реалистичной. Согласие полученной нами оценки СУПФ с СУПФ [7] не противоречит дискутирующемуся предположению о глобальном характере фоновых атмосферного аэрозоля и свидетельствует также о позитивном факте, что для мониторируемых районов СУПФ не изменился к худшему за прошедшие 20 лет. Можно также констатировать, что СУПФ пока еще остается значительно меньше содержания элементов в воздухе крупных промышленных центров (табл.1, кол.5—6). В методическом плане согласие между нашей оценкой и СУПФ [7] свидетельствует также о корректности в целом использовавшихся методик анализа аэрозолей.

РЕГИОНАЛЬНЫЕ ОТЛИЧИЯ СУПФ

В общем плане изучение региональных особенностей СУПФ актуально для выявления путей миграции техногенных атмосферных загрязнений, а также для оценки качества атмосферы и тенденций изменения ее состава в региональном масштабе. С этой целью оценки СУПФ были получены для фоновых районов каждого из трех регионов и переданы специалистам по атмосферной экологии. Наиболее существенным же для нас с точки зрения аналитического обеспечения данного исследования было выяснение реальных возможностей НАА для изучения региональных отличий СУПФ. Для этого было важно как можно более надежно оценить их масштаб и соотнести его с предельными возможностями НАА для анализа состава атмосферных аэрозолей. Как правило, выявить различия между фоновыми содержаниями сложнее, чем между содержанием элементов в более загрязненном городском воздухе. Для этого требуется больший объем работ: более продолжительные облучения проб, их низкофоновая и длительная гамма-спектрометрия, а также скрупулезный анализ данных.

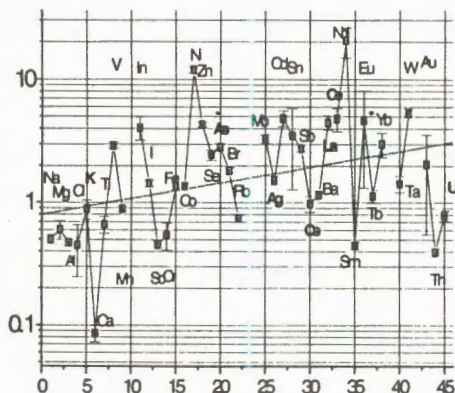


Рис. 1. Отношение $R1$ для Тюменской и Новосибирской областей

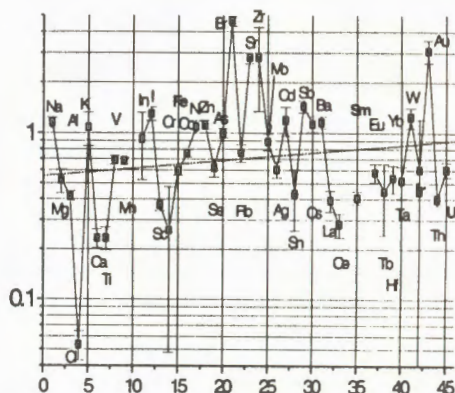


Рис. 2. $R2$ — для Красноярского края и Новосибирской области

Оценки масштаба региональных различий СУПФ были получены путем сравнения, результаты которого представлены на рис.1—2 в виде отношений средних концентраций для 45 элементов. Параметры линейных фитов для них приведены в табл.2. Отношение $R1$ элементных составов атмосферного воздуха для Тюменской (январь-96) и Новосибирской (декабрь-95) областей демонстрирует сложное и нерегулярное поведение. В целом

Таблица 1. Концентрации элементов в атмосферном воздухе фоновых районов Сибири, в Томске, Ташкенте, глобальный и сибирский СУПФ

	Фонов. районы, нг/м ³	Сигма	СУПФ глоб., нг/м ³ [7]	СУПФ, Сибирь, нг/м ³ [7]	Макс., Томск, нг/м ³ [8]	Ташкент, нг/м ³ [9]	ПДК, нг/м ³
	Кол.1	Кол.2	Кол.3	Кол.4	Кол.5	Кол.6	Кол.7
Na	308	2,43	300	100	1200	9900	
Mg	554	1,29	400	400	2600	11000	
Al	701	1,57	600	300		28000	
Cl	467	0,83	700	800		18000	
K	1937	0,34	400	300	3000	40000	
Ca	2692	1,88	600	400	7200	28000	
Ti	542	7,58	80	100	76	140	
V	1,3	2,31	7	2	21	2000	1500
Mn	27,6	1,59	30	30	190	760	10000
Cu	10,4	16,1	30	70	62	1200	2000
In	3,7E-2	1,32	0,06	0,02		20	
I	1,00	1,45	6	1		140	
Sc	0,14	1,14	0,2	0,4	2,9	6,6	
Cr	6,62	7,88	5	5	24	300	500
Fe	341	0,91	500	700	14800	24000	40000
Co	0,61	0,38	0,5	1		38	1000
Ni	3,5	4,83	10		23	320	1000
Zn	24,1	1,41	80	60		2200	80000
Se	0,34	1,38	2	0,8		22	3000
As	1,82	2,17	4	2	4,4	110	3000
Br	2,50	1,52	30	4	4,1	1500	
Rb	1,03	1,20	2	5	14	10	
Sr	11,0	1,05	4	5		50	
Zr	13,7	1,27	2				
Mo	0,37	1,89	1,4	2		10	
Ag	0,17	1,35	0,4	0,8	2,2	53	
Cd	0,29	1,35	2	3	0,44	140	3000
Sn	3,04	1,20				1,1	
Sb	0,58	1,33	2	0,5		400	
Cs	8,3E-2	1,17	0,2	0,3		120	
Ba	11,7	1,18	9	20		100	
La	0,29	5,34	0,6	0,6	12	13	
Ce	0,89	3,56	1,0	1	30	28	
Nd	6,07	5,65			1,5		
Sm	5,8E-2	1,59	0,08	0,1		2,8	
Eu	4,8E-2	2,19	0,03	0,04		19	
Tb	0,012	1,00					
Yb	0,17	0,77	0,03	0,05	0,59	0,1	
Hf	8,2E-2	1,18	0,04	0,1		5,1	
Ta	1,8E-2	0,83	0,04	0,08		0,1	
W	0,38	4,32	0,07	0,7		23	
Ir	5,8E-3	1,12					
Au	2,1E-3	3,24	0,02	0,01	0,034	1,3	
Th	8,2E-2	1,41	0,1	0,2	3,2	4,5	300
U	3,8E-2	1,11	0,1	0,2	2,9	0,12	1500

Таблица 2. Параметры линейных фитов для функции $\lg R_i = A + B * X$, где A — интерсепт, B — наклон; X — порядковый номер элемента на графе ($X = 1 - 45$, т.е. Na, Mg, ..., U, Th); R — коэффициенты корреляции; P — вероятность того, что R равно нулю, N — число фитированных точек ($N^{max} = 45$) и SD — стандартное отклонение для фита

	A	B	R	P	N	SD
R1	-0,096+0,138	0,0128+0,0053	0,364	0,020	40	0,44
R2	-0,257+0,107	0,0046+0,0041	0,176	0,266	43	0,34
R3	-0,493+0,083	0,0069+0,0031	0,324	0,032	44	0,27
R4	0,134+0,068	0,0030+0,0025	0,175	0,251	45	0,23
R5	0,064+0,187	0,0096+0,0071	0,207	0,184	43	0,60

оно характеризуется сравнительно небольшим для атмосферного воздуха разбросом значений $R1i$, что свидетельствует о близости СУПФ в этих регионах (стандартное отклонение для фита — $SD = 0,44$). Среднее значение линейного фита для $R1$ составляет 1,5–2. Фит демонстрирует не сильно выраженную, но заметную тенденцию роста $R1$ для более тяжелых элементов (рост по фиту составляет 0,8–3 на всем интервале элементов, что связано с повышенными, за пределами $3 * SD$, значениями $R1i$ для V, In, Ni, Zn, As, Mo, Cd, Sb, La, Ce, Nd и W. В их числе — потенциально опасные Ni, As, Cd, Sb, что является в определенной мере негативным симптомом, т.к. их концентрации в воздухе городов могут быть существенно выше. Отметим, что, например, по данным Агентства по защите окружающей среды (США), около 60% потенциально опасных атмосферных поллютантов в настоящее время классифицируются как карциногены. Наблюдаемая тенденция обогащения атмосферных аэрозолей Тюменской области рядом тяжелых элементов может быть обусловлена, как промышленностью самой области, так и близостью Среднего и Южного Урала — регионов сосредоточения черной и цветной металлургии, а также химической промышленности.

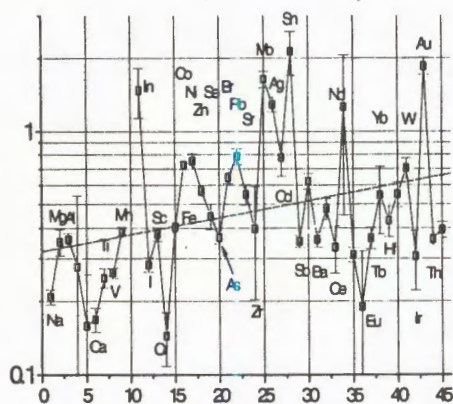


Рис. 3. Отношение $R3$ (лето/зима 1995 г.) для Новосибирской области

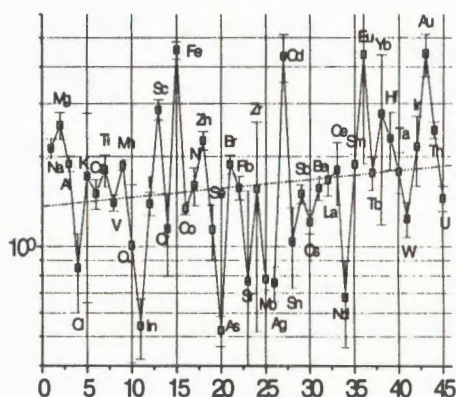


Рис. 4. $R4$ — (июнь 1996 г./июнь 1995 г.) для Новосибирской области

Анализ отношения R_2 (рис.2) элементных составов атмосферного воздуха для Красноярского края (декабрь-95) и Новосибирской области (декабрь-95) показывает, что в этом случае R_2 составляет в среднем 0,6-0,8. Фит выявляет более слабую тенденцию роста R_2 по сравнению с R_1 (рост по фиту — 0,55–0,90). В этом случае, по-видимому, можно говорить о большей близости СУПФ в этих регионах, расположенных значительно ближе друг к другу.

Таким образом, региональные различия СУПФ выявляются с помощью использовавшихся методик НАА. Их качественные и количественные отличия выглядят, в общем-то, реалистично. Средние различия по всему спектру элементов — невелики и не превышают фактора 2–3. Индивидуальные различия по элементам больше и для большинства из них выявляются надежно, о чем можно судить по показанным на рисунках погрешностям анализа. Для каждого из элементов различие выявляется тем надежнее, чем при меньшей σ фактор R_i больше отличается от 1. Тем не менее, нужно иметь в виду, что региональные отличия для элементов с $R_i < 2 - 3$ и $\sigma > 30\%$ выявлены менее надежно, поскольку их концентрации в воздухе оказались близкими к пределу чувствительности по ним НАА. Для более надежного выявления региональных различий СУПФ по элементам с $R < 3$ можно рекомендовать увеличение объемов аспирации воздуха примерно на порядок.

Сопоставление и анализ полученных данных позволили нам убедиться, что статистической выборки в 20–30 ежесуточно отбираемых проб относительно чистого воздуха фоновых районов (месяц наблюдений) при прокачке 20–25 м³ через каждый фильтр в принципе достаточно для получения приемлемой по качеству сезонной оценки СУПФ для одной географической точки, а также для сравнения оценок СУПФ по регионам. С другой стороны, подобный анализ лишний раз убеждает в целесообразности постановки продолжительного, систематического и географически более масштабного мониторинга, поскольку только на его основе можно получать по-настоящему значимую информацию об элементном составе атмосферы.

СЕЗОННЫЕ ОТЛИЧИЯ СУПФ В ФОНОВОМ РАЙОНЕ

Информация о сезонной динамике состава приземной атмосферы используется как в атмосферной экологии, так и специалистами, изучающими различные объекты природных ландшафтов. Эти сведения особенно важны для регионов, подверженных повышенным техногенным нагрузкам, поскольку зимой степень экологического риска, как обоснованно считается, может возрастать. Имеющиеся экспериментальные данные по этой тематике фрагментарны и поэтому, к сожалению, нередко трудно сопоставимы. Предсказание деталей сезонной динамики для широкого спектра элементов и масштаба различий их содержания в воздухе по сезонам года на основе только модельных расчетов, как правило, не очень надежно. В связи с этим нам представлялось целесообразным получить оценку масштаба сезонных изменений СУПФ. С этой целью для фонового района — поселка Ключи Новосибирской области — СУПФ сравнивался для лета и зимы 1995 г. Как видно из рис.3 среднее значение отношения R_3 (лето/зима) составляет 0,4–0,5, т.е. содержание атмосферных аэрозолей в зимней атмосфере этого района в среднем в 2–2,5 раза выше, чем летом. Хотя для данного фонового района эти различия и невелики, тем не менее, они также выявляются с помощью НАА. Увеличение загрязненности

воздуха зимой обычно связывают с зимним уменьшением высоты пограничного слоя атмосферы, вследствие чего концентрация аэрозолей в нем увеличивается. Можно ожидать, что для крупного промышленного центра сезонная динамика выражена сильнее и будет выявляться еще надежнее.

ГОДИЧНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СУПФ В ФОНОВОМ РАЙОНЕ

Изучение долговременных тенденций изменения состава атмосферы наиболее полноценно может вестись с использованием дорогостоящего систематического мониторинга, менее полноценно, фрагментарно — на основе более дешевого эпизодического и реконструктивного мониторинга. Эта тематика актуальна, поскольку обоснованный прогноз на будущее может строиться только на надежных данных длительных наблюдений.

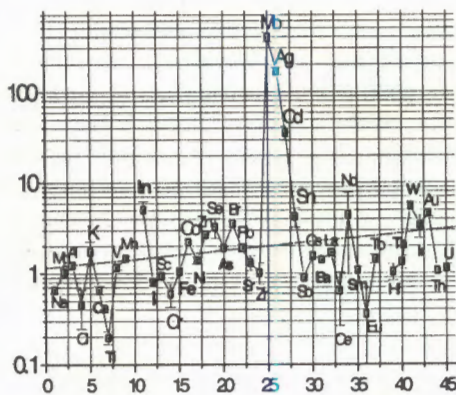


Рис. 5. Отношение $R5$ для урбанизированного и удаленного пригорода Новосибирска

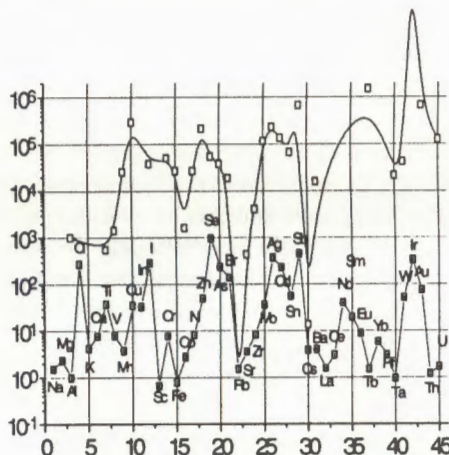


Рис. 6. Факторы обогащения для полученной оценки СУПФ и ежегодной мировой добычи элементов

В нашем случае, на начальной стадии мониторинга этих регионов, для оценки масштаба годичных изменений СУПФ сравнивался для одной и той же фоновой географической точки, поселка Ключи, удаленного пригорода Новосибирска. Отношения элементарных составов R_4 для июня 1996 и 1995 гг. показаны на рис.4. Оказалось, что в среднем содержание элементов в 1996 г. примерно в 1,5 раза выше, чем в 95 г. Таким образом, масштаб изменений в пределах двух лет невелик, что выглядит вполне естественно, поскольку в отсутствие глобальных катаклизмов влияние постепенно нарастающих или флуктуирующих техногенных факторов в фоновых районах проявляется отчетливее лишь за более продолжительные промежутки времени. Кроме того, небольшие наблюдаемые различия состава могут быть связаны с многофакторностью и статистическим характером процессов формирования полей концентрации атмосферных аэрозолей, что может приводить к флуктуациям СУПФ. Таким образом, на основе наблюдений за 2 года, трудно делать однозначный вывод об изменении СУПФ в данном районе.

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОГЕННЫХ ФАКТОРОВ НА СУПФ В УРБАНИЗИРОВАННОМ ПРИГОРОДЕ КРУПНОГО ПРОМЫШЛЕННОГО ЦЕНТРА

Оценка влияния промышленного центра на СУПФ урбанизированного пригорода представляет интерес по той причине, что немалая часть населения крупных городов проживает примерно в таких же условиях. Сравнение СУПФ в урбанизированном и удаленном пригородах Новосибирска ($R5$ -отношения, рис.5, табл.2) показывает, что для большинства элементов наблюдается характерный и сравнительно небольшой разброс $R5i$ относительно 1. Но для In , Cd ($R5 = 5 - 40$) и Ag , Mo ($R5 = 180 - 400$) $R5i$ больше и значительно больше единицы. Это означает, что на расстояниях в несколько км влияние промышленных предприятий города проявляется достаточно сильно и надежно мониторируется. Хотя повышенное содержание этих элементов и не превышает предельно допустимых концентраций в воздухе, тем не менее, в непосредственной близости от промышленных предприятий, где также работает и проживает часть населения, загрязненность воздуха может быть большей.

ФАКТОРЫ ОБОГАЩЕНИЯ ДЛЯ СУПФ В ФОНОВЫХ РАЙОНАХ

Факторы обогащения FE являются важными индикаторами для контроля качественных и количественных отличий элементного состава любого объекта окружающей среды от состава земной коры. С их помощью, в частности, очень удобно выявлять вклад техногенных компонент в СУПФ. Факторы обогащения вводятся как двойные отношения — $FE = (C_i/C_n)/(P_i/P_n)$, где C_i , P_i и C_n , P_n — концентрации i -го и нормализующего — n -го элемента (алюминий) для СУПФ (C) и земной коры (P). В данном случае факторы обогащения рассчитывались на основе полученной нами оценки СУПФ (рис.6, нижний график).

Как известно, поступление элементов в атмосферу происходит в основном за счет природной и техногенной эмиссий ($(2-12)E + 9$ и $(1-3)E + 8$ тонн аэрозоля в год соответственно). Поступление техногенного аэрозоля зависит от масштабов добычи и переработки минерального сырья и связано с промышленной деятельностью всей планеты. Поэтому уместно сопоставить факторы обогащения для оценки СУПФ и для ежегодной мировой добычи элементов [10], что позволит выявить (рис.6, верхний график) возможные корреляции в поведении некоторых элементов. Действительно, для Zn-Se-As-Br , $\text{Sr-Zr-Mo-Ag-Cd-Sn-Sb}$ и W-Ir-Au наблюдается определенное сходство в поведении факторов обогащения.

Характерным является также то, что примерно половина из этих элементов — легколетучие и токсичные металлы. Обычно они содержатся в наиболее мелких (субмикронных) фракциях аэрозоля — продуктах высокотемпературного сжигания топлива и в аэрозольных выбросах металлургических производств. Поскольку кларки содержания этих элементов в земной коре, как правило, малы, то их присутствие в атмосфере обусловлено в основном именно техногенной эмиссией. Поэтому корреляции их факторов обогащения оказываются в меньшей степени искаженными вкладом природной эмиссии аэрозолей. И наоборот, для так называемых корных элементов, характеризующихся сравнительно большими кларками содержания, преимущественно локализованных на более

крупных частицах аэрозоля и имеющих значительно меньшее время жизни в атмосфере, явных корреляций, в общем-то, не наблюдается.

Таким образом, на основе данных двухлетнего мониторинга СУПФ в нескольких районах Сибири мы убедились в наличии обогащения атмосферы техногенными элементами — в основном рядом тяжелых технофильных металлов. Это известный, надежно установленный в результате ряда зарубежных и отечественных исследований, но, к сожалению, негативный факт. Бурный рост промышленного производства в XX веке привел к тому, что защитные механизмы природы не справляются в полной мере с возрастающими техногенными нагрузками, и в биосфере происходят негативные процессы, сопровождающиеся нарушением природного равновесия и ухудшением качества окружающей среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные оценки СУПФ в разных регионах для зимы и лета позволили оценить масштаб региональных и сезонных различий, что важно для планирования исследований по атмосферному мониторингу в этих и других регионах Сибири. Мы убедились в том, что НАА в сочетании с аспирационной методикой отбора аэрозольных проб позволяет решать задачи атмосферного мониторинга. Однако для систематического мониторинга даже в максимально экономном варианте требуется очень большой объем работ: отбор и анализ, как минимум, нескольких тысяч проб в год, что возможно только в рамках крупных и хорошо финансируемых проектов.

Авторы благодарны С.С.Павлову — сотруднику Лаборатории нейтронной физики за помощь в работе и проф. К.П.Куценогому из Института химической кинетики и горения СО РАН за предоставленные образцы атмосферных аэрозолей и поддержку в работе.

Литература

1. Перельман А.И. — Геохимия. М.: "Высшая школа", 1989.
2. Nazarov V.M., Peresedov V.F. — Journ. Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 1995, v.192, N1, p.17;
Maunthaut W., Zoller W.H. — Ibid., 1979, v.137, No.2, p.637;
Peresedov V.F. — Ibid., 1997, v.224, No.1-2, p.21.
3. Bernick V., Berry P.F. et al. — Advance X-ray Analysis, 1992, v.35, p.1047;
Gilfrich J.V., Burkhalter P.G. — Anal. Chem., 1973, v.45, p.2002.
4. Пушкин С.Г., Король Н.А. — "Методика атомно-абсорбционного и пламенно-фотометрического анализа аэрозольных загрязнений атмосферы". Информационный листок No.387-86, Кемерово: ЦНТИ, 1986.
5. Жигаловская Т.Н., Новиков М.М., Миролюбов В.Е. — Эмиссионный спектральный анализ в применении к охране окружающей среды. Обнинск, "Гидрометеорология", 1982.
6. Ядерно-физические методы анализа в контроле окружающей среды. Гидрометеиздат, Л., 1987; U.S.EPA Quality Assurance Technical Information Bulletin, 1991, v.1, No.4.

7. Михайлов В.А., Пушкин С.Г. и др. — Труды научно-исследовательского гидрометеорологического института, Западно-Сибирский регион, Охрана внешней среды, 1979. вып.40, с.55—78.
8. Бояркина А.П., Быковский В.В. и др. — Аэрозоли в природных планшетах Сибири. Томск, Томский ун-т, 1993.
9. Kulmatov R.A., Karimov I.I., Kist A.A. et al. — Journ. of Analytical Chem., 1981, v.36, p.2160.
10. Kabata-Pendias A. — Trace Elements in Soils and Plants. CRC Press, Inc. Boca Ration, Florida, 1984.

УДК 539.1.074.55

IMPULSE METHOD FOR TEMPERATURE MEASUREMENT OF SILICON DETECTORS

V.V.Kushpil^{1,2}, S.A.Kushpil^{1,2}, V.Petráček¹

A new impulse method of temperature measurement based on switching characteristic of the $P-N$ junction is described. Temperature of silicon detector can be determined, due to the strong temperature dependence of minority carrier lifetime, from the charge registered during the switching-off process. The method has been tested in temperature range of $25 \pm 60^\circ\text{C}$. Advantages, drawbacks and precision of this method are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Импульсный метод измерения температуры кремниевых детекторов

В.В.Кушпиль, С.А.Кушпиль, В.Петрачек

В работе описан метод измерения температуры, основанный на переходной характеристике $P-N$ -перехода. Температурная зависимость времени жизни неосновных носителей позволяет использовать метод для определения температуры кремниевых детекторов. Представлены результаты измерений в диапазоне температур от $+20^\circ\text{C}$ до $+60^\circ\text{C}$. Обсуждаются также преимущества метода и его точность.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

1. INTRODUCTION

Silicon detectors are widely used in nuclear physics for detection of ionizing particles. Their characteristics dramatically depend on temperature. For precise measurement either the temperature stabilization or continuous temperature measurement are required. For temperature measurement thermo-resistors or thermo-couples are commonly used. This solution requires a good thermal contact of the sensor and detector device, and implementation of the readout electronics. This presents an additional amount of material which can be critical in complicated multidetector tracking systems where the amount of material has to be minimized. In the ideal case the thermo-sensor can be integrated directly on the detector. In this case the time response of sensor is very fast and it follows precisely thermal conditions of the detector wafer.

¹Nuclear Physics Institute of ASCR, Řež, Czech Republic

²Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia

Method described in this paper uses switching characteristics of P - N junction, which is an essential part of majority of silicon detectors.

2. TEMPERATURE DEPENDENCE OF MINORITY CARRIER LIFETIME

According to the theory of generation-recombination processes [1] the minority carrier lifetime is determined by energy E_t of shallow localized states in the gap of the semiconductor

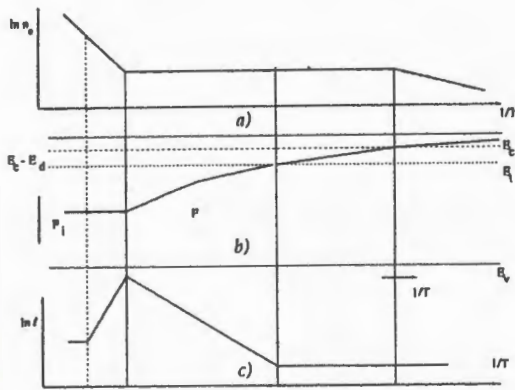


Fig. 1. Temperature dependences in P - N junction: a) the minority carrier concentration; b) the Fermi level; c) the minority carrier lifetime

(traps) with respect to the Fermi level (F_i) (see Fig.1). Position of the Fermi level depends on the temperature and thus also the population of traps is proportional to the temperature. To explain this behaviour let's consider N -type semiconductor, where holes are minority carriers. We assume that semiconductor is not degenerated in the whole range of measured temperatures. When the temperature is increased, F_i moves down, towards the valence band. This decreases population of electrons in the traps for the case $F_i < E_t$. Estimation has shown that for silicon in the temperature range of 100–400 K, when $F_i > E_t$, the minority carrier lifetime depends on the temperature.

3. TRANSITION PROCESS IN P - N JUNCTION

Let's assume P - N junction fabricated on N -type Silicon. Let the current is flowing for certain time in forward direction (see Fig.2a,b) [2].

In this phase the diffusion capacitance of the junction is charged by accumulated minority carriers. When the junction is polarized in reverse direction, the diffusion capacitance discharges within a certain time interval. Considering the switching characteristics on Fig.2c we observe that starting from switching time the reverse current steeply increases up to I_{rmx} . Then it remains constant for the storage time t_0 and then decreases during the recovery time t_i . The reverse current remains constant during discharging of the diffusion capacitance due to the constant gradient of minority carrier concentration on the P - N junction boundary. This happens only in the ideal case. In reality it is difficult to determine precisely the storage time, transition to the recovery region is for some detectors smooth. Also for some case the resulting current decreases all the time and the constant part is absent. Applicability of methods used for temperature measurement of the storage time is therefore limited.

Fig. 2. a) Circuit for voltage switching; b) and c) voltage and current waveforms

If the load resistor is increased, I_{rmx} decreases, while the storage time increases. For the case of $P-N$ junction with the long base, the storage time can be calculated from Eq.(1) [3]

$$erf \sqrt{t_0/\tau_p} = \frac{1}{1-B}, \quad (1)$$

where τ_p is the minority carrier lifetime, $B = \frac{I_{rmx}}{I_{fmx}}$, I_{fmx} is maximum of the forward current. During the recovery phase, the excessive charge is being removed dominantly by recombination. The recovery time for different values of the parameter B is given by Eq.(2).

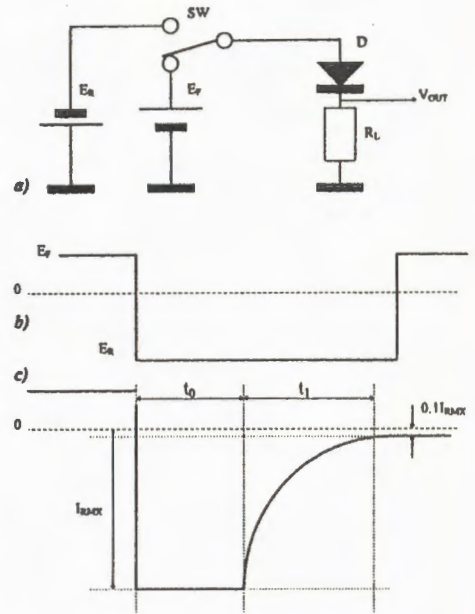
$$a) \quad B \leq 1 \quad \frac{t_1}{\tau_d} = \frac{\ln(10)}{\pi^2},$$

$$b) \quad B \geq 1 \quad \frac{t_1}{\tau_d} = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{1}{(1+0.1B)^2} - \frac{1}{(1+B)^2} \right), \quad (2)$$

where $\tau_d = \tau_p \frac{L_d}{L_p}$, and L_d is thickness of diode base, L_p is a diffusion length. The recovery

and storage lifetime and charge store diffusion capacitance depend on the minority carriers lifetime and this way also on temperature. Charge accumulated in diffusion capacitance is a good temperature probe because it can be integrated over the whole storage and recovery phase. As integral it is also less sensitive to the influence of the noise and to changes in position of the end of integration interval, where the current is low and contribution to the integral is small.

Due to differences in fabrication technology and in properties of the bulk material, it is necessary to calibrate each junction which has to be used as a temperature sensor. Also the radiation damage changes the concentration of traps, so that the calibration of the thermo-sensor changes with increasing fluence of particles through the detector. Level of the error due to this fact is currently studied and it will be reported in the next paper.



4. EXPERIMENTAL SET-UP

To test the method the measuring circuit for switching of *P-N* junction shown in Fig.3 was used. Calibrated detector has been placed in the passive thermostat consisting of heating element and thermocouple. During the heat-up, the temperature has been measured by KEITHLEY 6517 electrometer connected to the thermocouple. Heating element controlled by external voltage supply raised the temperature from 20 °C to 60 °C. Detector response to pulses from the pulse generator MS-9150 has been recorded by digital oscilloscope HP 54520 and the charge released from diffusion capacitance has been determined.

In our test, two dozimetric *P-I-N* type detectors have been investigated. First fabricated on 3.3 k Ω Si with area 0.1 cm², second on 1.4 k Ω Si with area 1 cm². For both detectors parameters of the input pulse were identical (+0.6 V; -1.8 V; $R_{load} = 1$ k Ω). Shape of output signals is shown on Fig.4a,b.

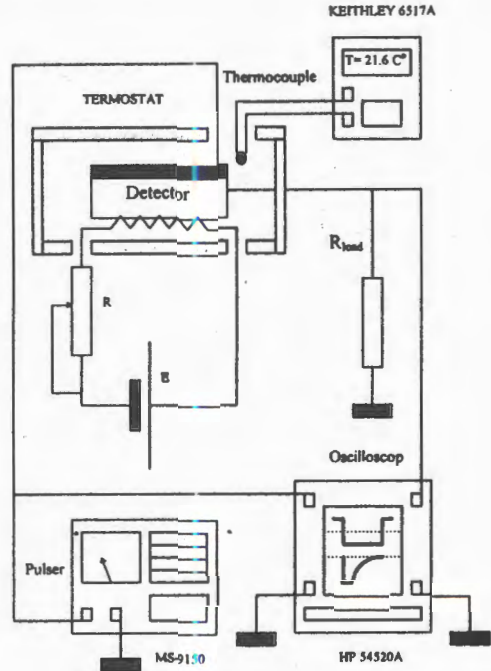


Fig. 3. Pulse temperature measurement set-up

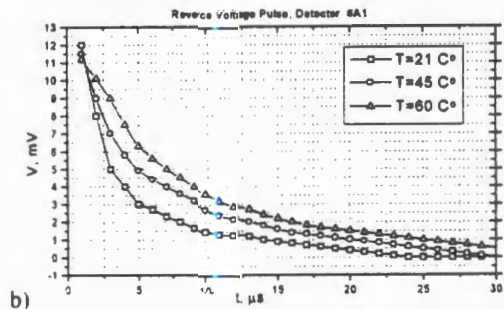
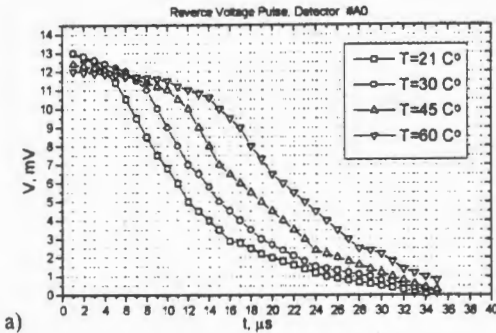


Fig. 4. Shape of output signal of 1 cm² detector (a) and 0.1 cm² detector (b)

5. RESULTS

Temperature dependence of the released charge for the small detector is plotted on the top of Fig.5. This dependence corresponds well to the simulation.

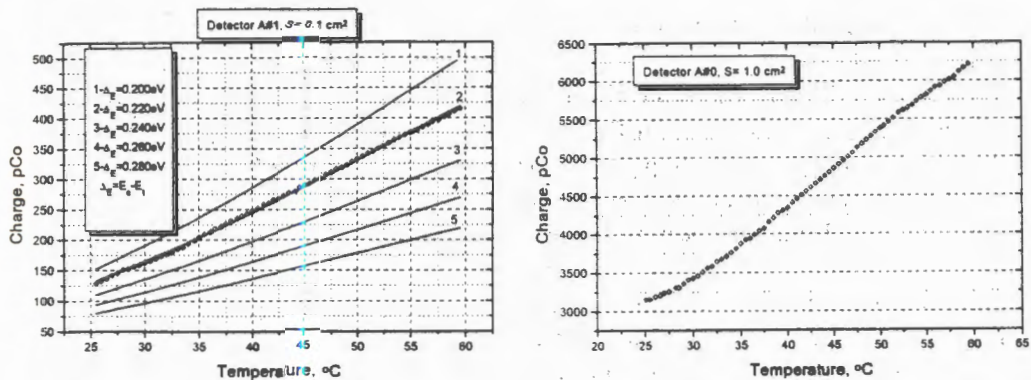


Fig. 5. Charge versus temperature for 1 cm² and 0.1 cm² detectors

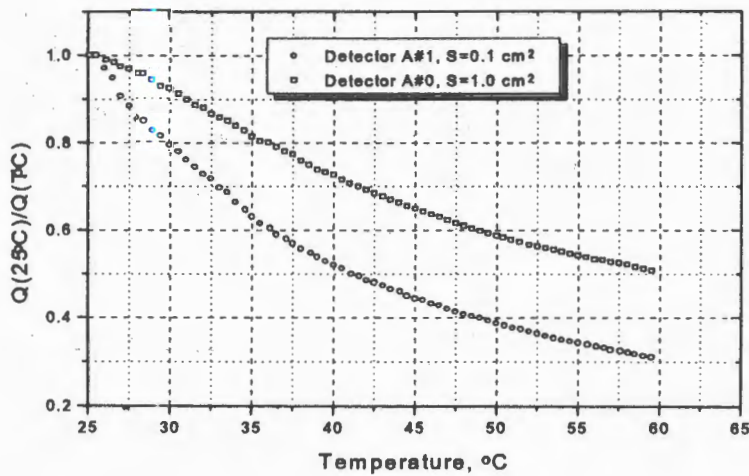


Fig. 6. Calibration curves indicate temperature dependence of normalized charge

Using the obtained dynamic calibration curve it is possible to determine temperature of the detector with precision better than 0.25 °C. For the test, the precision detector has been placed to the thermostatic chamber, where the callibration was performed again but in thermal equilibrium at each measured temperature. This way the more precise static calibration curve has been obtained (see Fig.6). For the large detector (down Fig. 5) the released charge is larger, but at the lower edge of the investigated temperature interval we observed significant deviation from the expected shape of the calibration. We can conclude, that general sensitivity of the method is increasing while increasing resistivity of bulk material. Comparing the data with simulation it is even possible to estimate average energy of traps (see parameters on Fig 5).

6. CONCLUSIONS

We have investigated a new method of temperature measurement of silicon detectors based on integration of the charge released from the diffusion capacitance of the $P-N$ junction during the closing of the junction. This method is more general compared to methods used as signal length of storage and/or recovery time of the junction. It can be used even for $P-N$ junction, where the storage phase is not well defined. Integral of the charge is less sensitive to the noise and to variation of the end of integration window. Time response of this method is very fast, thermo-sensor is integrated on the particle detector. With proper calibration, this method gives temperature of the detector with precision near to 0.1°C . Changes in calibration due to the radiation damage will be further studied. In the next phase, we'll apply this method to temperature measurement of the Silicon Drift Detectors.

References

1. Blood P., Orton J.W. — The Electrical Characterization of Semiconductors. Academic Press, London, 1992.
2. Pierret R., Neudeck W.G.W. — The $P-N$ -Junction Diode, v.2, Addison-Wesley Publishing, New York, 1989.
3. Tkhorick Yu.A. — Transient Process in Impulse Semiconductor Diodes. Technika, Kiev, 1966.

Received on May 18, 1999.