сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р11-84-102

В.В.Курышкин, Л.А.Севастьянов, А.Б.Швачка

О МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЭКРАНИРОВАНИЯ КОРПУСКУЛЯРНЫХ ПОТОКОВ

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема теоретического расчета результатов экранирования корпускулярных потоков возникает при рассмотрении многих физических явлений и процессов, связанных с переносом вещества. Указанная проблема приобрела особую актуальность в последнее десятилетие в связи с попытками создания тонкопленочных элементов планарной оптики методом напыления [1-6].

Экранирование достигается установкой экранирующего объекта /маски/ на пути потока корпускул вещества /обычно молекул/, создаваемого определенным источником. Испускаемые источником корпускулы, двигаясь в пространстве между источником и поверхностью напыления /подложкой/, проходят через отверстия экранирующей маски и оседают на подложке, образуя слой вещества с рельефом, существенно зависящим от формы маски. При этом возникают две основные задачи:

1. Предсказание конфигурации слоя при известной форме экранирующей маски /прямая задача/.
2. Предсказание формы маски, обеспечивающей создание слоя заданной конфигурации /обратная задача/.

Известные методы решения задач экранирования [1-5] базируются на предположении о пропорциональности высоты слоя вещества в любой точке подложки площади входного отверстия маски, видимой из этой точки. Соответствующие расчетные формулы верны лишь в случае диффузионного потока при отсутствии взаимодействий /все корпускулы двигаются равномерно по прямолинейным траекториям/, и для реальных экспериментов дают предсказания с точностью, не превышающей 25-30%. В [4,5] указанные формулы частично модифицированы с целью учета возможной неоднородности распределения корпускул в потоке по скоростям, что в некоторых случаях позволяет добиться точности порядка 10%.

В [7] выведена точная формула, описывающая эффект экранирования невзаимодействующего потока при любых распределениях корпускул в налетающем потоке по координатам и скоростям и при произвольных /в том числе и меняющихся во времени/ формах экранирующих масок. В [8] проведено обобщение указанной формулы на случай взаимодействующего потока, что и позволило создать математическую модель экранирования. Ниже обсуждается возможность численной реализации предложенной модели и оценивается ее достоверность.

2. ТОЧНАЯ ФОРМУЛА ЭКРАНИРОВАНИЯ ПОТОКА НЕВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КОРПУСКУЛ

Математическое описание процесса экранирования невзаимодействующего потока можно свести к взаимосвязи лишь трех математических объектов [8]: распределения ρ потока корпускул по координатам и скоростям в плоскости входа маски, формы маски M и конфигурации h слоя вещества на подложке.

Отсутствие взаимодействия, т.е. равномерное и прямолинейное движение всех корпускул от плоскости входа экранирующей маски до плоскости подложки, позволяет рассмотреть последовательность распределений потока на промежуточных плоскостях и получить следующую формулу /подробности вывода см. в [7,8] /:

$$h(\vec{r}) = \frac{\Delta}{H^2} \int_0^T dt \int_{-\infty}^{\infty} dx_H \int_{-\infty}^{\infty} dy_H \int_{-\infty}^{0} du \cdot \rho_H\left(\vec{r}_H, \frac{\vec{r}_H - \vec{r}}{H} u, u, t + \frac{H}{u}\right) \times \qquad /1/$$

$$\times\, u^2 \prod_{z \in [0,H]} \theta\left(\vec{r} + \frac{z}{H}(\vec{r}_H - \vec{r}) / \bar{M}\left(z, t + \frac{z}{u}\right)\right).$$

Здесь введены обозначения: $\vec{r} = (x, y)$ - координаты плоскости подложки; $h(\vec{r})$ - высота слоя вещества в точке $\vec{r}$ подложки; Δ - объем, приходящийся на одну корпускулу в слое вещества, образующегося на подложке; H - расстояние от плоскости подложки до плоскости входа маски; t - текущее время; T - продолжительность процесса; $\vec{r}_H = (x_H, y_H)$ - координаты плоскости входа маски; $\rho_H(\vec{r}_H, \vec{v}, u, t)$ - распределение корпускул потока по координатам $\vec{r}_H$ плоскости входа маски, а также по азимутальным $\vec{v} = (V_x, V_y)$ и нормальным $u = V_z$ составляющим вектора скорости $\vec{V} = (V_x, V_y, V_z)$ в момент времени t; z - расстояние от плоскости подложки до промежуточной плоскости на высоте z от подложки $(0 < z < H)$; $\bar{M}(z, t)$ - множество точек промежуточной плоскости на высоте z, не принадлежащих телу экранирующей маски в момент времени t /т.е. дополнение к множеству $M(z, t)$ точек тела маски/; $\theta(\vec{c}/S)$ - ступенчатая функция, равная единице, если $\vec{c} \in S$, и равная нулю в противном случае; Π - символ произведения соответствующих θ-функций.

Следует отметить, что в соответствующих частных случаях формула /1/ совпадает с расчетными формулами, предлагавшимися авторами [1-6]. Так, при диффузионном стационарном распределении $\rho_H = \rho(|\vec{v}|)$ и неподвижной бесконечно тонкой маске из /1/ следуют результаты [1,2], а при $\rho_H = \rho(|\vec{v}|, u)$ и неподвижной маске - расчетная формула, приведенная в [4,5].

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭКРАНИРОВАНИЯ ПОТОКОВ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КОРПУСКУЛ

В реальных экспериментах экранирования корпускулы потока не являются свободными и для адекватного описания процесса необходимо учесть различного рода взаимодействия. К ним можно отнести, например, столкновения корпускул друг с другом и с частицами окружающей среды, отражение корпускул от поверхностей маски и подложки. Сложная структура в слое вещества, образующемся на подложке /в этом случае $\Delta \neq \text{const}$ /, также указывает на наличие взаимодействий.

Поэтому в случае реальных процессов экранирования формула /1/, переписанная в символическом виде

$$h^\circ = f^\circ[\rho_H, M], \qquad /2/$$

может рассматриваться лишь как нулевое приближение истинной функциональной зависимости

$$h = f[\rho_H, M]. \qquad /3/$$

Нахождение вида функционала f в /3/ в связи с наличием взаимодействия представляет собой практически неразрешимую задачу. Однако, рассматривая переход от формулы /2/ к формуле /3/ как возмущение исходного модельного описания /2/, заменим переход $f^\circ \to f$ соответствующим ему эффективным возмущением распределения ρ_H, т.е. переходом $\rho_H \to \rho_H^{эфф}$. Такая замена приводит к формуле

$$h = f^\circ[\rho_H^{эфф}, M], \qquad /4/$$

где функционал f° задается соотношением /1/.

Как показано в [8], введение эффективного распределения может быть частично обосновано в рамках некоторых физических моделей. Установление же явного вида $\rho_H^{эфф}$ в /4/, так же как и ρ_H в /2/, может быть проведено лишь на основе экспериментов по экранированию.

Как следует из соотношения /4/, в описание процесса экранирования входит не $\rho_H^{эфф}$, а его интегральная характеристика. В случае соотношения $T_\rho \ll T_M \ll T$ для характерного времени T_ρ флуктуаций распределения в потоке, периода T_M изменения формы маски и продолжительности T процесса интегральная характеристика может быть выбрана в виде "функции источника" [7,8]:

$$X(\vec{\eta}, \vec{\xi}) = \frac{\Delta}{T_\rho} \int_0^{T_\rho} dt \int_{-\infty}^{0} du \cdot u^2 \cdot \rho_H^{эфф}(H(\vec{\eta} + \vec{\xi}), \vec{\eta} u, u, t), \qquad /5/$$

где $\vec{\xi} = \vec{r}/H$, $\vec{\eta} = (\vec{r}_H - \vec{r})/H$. В соответствующих обозначениях интегральная характеристика маски может быть представлена в виде "функции прозрачности" маски:

$$A(\vec{\xi}, \vec{\eta}) = \frac{1}{T_M} \int_0^{T_M} dt \prod_{z \in [0,H]} \theta(H\vec{\xi} + z\vec{\eta} / \bar{M}(z, t)), \qquad /6/$$

принимающей значения в области $[0,1]$. С учетом введенных выше интегральных характеристик формула /4/ перепишется в виде:

$$Y(\vec{\xi}) = \int A(\vec{\xi}, \vec{\eta})\, X(\vec{\eta}, \vec{\xi})\, d\vec{\eta}, \qquad /7/$$

где "функция слоя" Y связана с высотой слоя h вещества на подложке соотношениями

$$Y(\vec{\xi}) = h(H\vec{\xi})/T, \quad h(\vec{r}) = TY(\vec{r}/H). \qquad /8/$$

Формула /7/ и является математической моделью, предложенной в [7,8] для описания экранирования потоков взаимодействующих корпускул.

4. КЛАССИФИКАЦИЯ ЗАДАЧ И МЕТОДЫ ИХ РЕШЕНИЯ

Математическая модель /7/ экранирования корпускулярных потоков включает в себя три интегральных характеристики: функцию источника $X(\vec{\eta}, \vec{\xi})$, функцию прозрачности экранирующей маски $A(\vec{\xi}, \vec{\eta})$ и функцию слоя $Y(\vec{\xi})$, что позволяет провести следующую классификацию возможных задач:

1. Прямая задача. Вычислить функцию слоя Y по известным функциям источника X и прозрачности маски A. Задача сводится к вычислению интеграла /7/.

2. Обратная задача. Найти функцию прозрачности A экранирующей маски, которая обеспечивала бы заданную функцию слоя Y при заданной функции источника X.

Эта задача относится к классу некорректных [9-11] и ее решение может быть найдено с помощью одного из известных регуляризирующих алгоритмов. Так, например, вариационный способ построения решения A, устойчивого к малым изменениям X и Y, дает квадратично интегрируемое решение при минимизации тихоновского функционала [10]

$$N^{\alpha}[A] = \int \{ \int A(\vec{\xi}, \vec{\eta}) X(\vec{\eta}, \vec{\xi}) d\vec{\eta} - Y(\vec{\xi}) \}^2 d\vec{\xi} + \alpha\Omega[A]. \qquad /9/$$

Здесь α - параметр регуляризации, Ω - сглаживающий функционал, учитывающий априорную информацию о требуемом решении и согласованный с методом последующей дискретизации функционала /9/.

3. Вспомогательная /обратная/ задача. Восстановить функцию источника X по известной функции слоя Y и известной функции прозрачности маски A.

Согласно /5/, функция источника X связана с эффективным распределением корпускул потока, которое не может быть измерено непосредственно. Поэтому вспомогательная обратная задача фактически является задачей интерпретации [10] известных результатов эксперимента h при заданной маске M, по которым, согласно /8/ и /6/, предварительно вычисляются функции Y и A.

Для нахождения квадратично-интегрируемого решения уравнения /7/ достаточно минимизировать тихоновский функционал

$$M^{\alpha}[X] = \int \{ \int A(\vec{\xi}, \vec{\eta}) X(\vec{\eta}, \vec{\xi}) d\vec{\eta} - Y(\vec{\xi}) \}^2 d\vec{\xi} + \alpha \iint X^2(\vec{\eta}, \vec{\xi}) d\vec{\eta} d\vec{\xi}, \qquad /10/$$

а для нахождения непрерывного решения с квадратично-интегрируемыми производными - функционал

$$M_1^{\alpha}[X] = \int \{ \int A(\vec{\xi}, \vec{\eta}) X(\vec{\eta}, \vec{\xi}) d\vec{\eta} - Y(\vec{\xi}) \}^2 d\vec{\xi} + \alpha \iint \{ q(\vec{\eta}, \vec{\xi}) X^2(\vec{\eta}, \vec{\xi}) + \qquad /11/$$

$$+ p(\vec{\eta}, \vec{\xi}) \sum_{i=1}^{2} [(\frac{\partial X(\vec{\eta}, \vec{\xi})}{\partial \eta_i})^2 + (\frac{\partial X(\vec{\eta}, \vec{\xi})}{\partial \xi_i})^2] \} d\vec{\eta} d\vec{\xi}$$

при произвольных неотрицательных функциях q и p, не обращающихся одновременно в нуль [10].

Задачу минимизации функционалов /10/ и /11/ можно решать прямыми методами, однако на ЭВМ удобнее решать уравнение Эйлера [10] /с соответствующими граничными условиями/

$$A(\vec{\xi}, \vec{\eta}) \{ \int A(\vec{\xi}, \vec{\eta}') X(\vec{\eta}', \vec{\xi}) d\vec{\eta}' - Y(\vec{\xi}) \} + \alpha X(\vec{\eta}, \vec{\xi}) = 0 \qquad /12/$$

для функционала /10/ и

$$A(\vec{\xi}, \vec{\eta}) \{ \int A(\vec{\xi}, \vec{\eta}') X(\vec{\eta}', \vec{\xi}) d\vec{\eta}' - Y(\vec{\xi}) \} + \alpha q(\vec{\eta}, \vec{\xi}) X(\vec{\eta}, \vec{\xi}) - \qquad /13/$$

$$- \alpha \sum_{i=1}^{2} \{ \frac{\partial}{\partial \eta_i} (p(\vec{\eta}, \vec{\xi}) \frac{\partial X(\vec{\eta}, \vec{\xi})}{\partial \eta_i}) + \frac{\partial}{\partial \xi_i} (p(\vec{\eta}, \vec{\xi}) \frac{\partial X(\vec{\eta}, \vec{\xi})}{\partial \xi_i}) \} = 0 -$$

для функционала /11/.

Для нахождения приближенных решений рассматриваемых задач на ЭВМ необходимо перейти к их дискретным аналогам. Заметим, что априорная информация о симметрии модели /7/ позволяет упростить алгоритм путем использования комбинации двух известных методов дискретизации [9]: конечно-разностного и метода конечномерной аппроксимации.

5. КАНОНИЧЕСКИЙ ВИД ОСНОВНОГО УРАВНЕНИЯ АКСИАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Рассмотрим аксиально-симметричную модель экранирования с неподвижной маской и достаточно протяженным источником, обеспечивающим координатную однородность потока на входе маски. При этом $\rho_{н}^{эфф} = \rho(|\vec{v}|, u, t)$, и сечение $\vec{M}(z, t)$ представляет собой круг радиуса $R(z)$.

Из соотношения /5/ следует, что функция источника зависит лишь от одной скалярной переменной $\eta = |\vec{\eta}|$:

$$X(\eta) = \frac{\Delta}{T_\rho} \int_0^{T_\rho} dt \int_{-\infty}^{0} du \cdot \rho(\eta u, u, t) \cdot u^2, \qquad \eta \in [0, \infty). \qquad /14/$$

Из соотношения /6/ вытекает зависимость функции A от скалярных переменных η, $\xi = |\vec{\xi}|$ и $\phi = \arccos(\vec{\xi}\vec{\eta}/\xi\eta)$:

$$A(\xi, \eta, \phi) = \prod_{z \in [0, H]} \theta(R^2(z) - (H\xi)^2 - (z\eta)^2 - 2Hz\xi\eta\cos\phi), \qquad /15/$$

причем $\xi \in [0, \infty)$, $\phi \in [0, 2\pi]$. С учетом выражений /14/ и /15/ модель /7/ удобно переписать в виде

$$Y(\xi) = \int_0^{\infty} \tilde{A}(\xi, \eta) \tilde{X}(\eta) d\eta, \qquad /16/$$

где величины $\tilde{A}$ и $\tilde{X}$ определены следующим образом:

$$\tilde{A}(\xi,\eta) = \int_0^{2\pi} d\phi\, A(\xi,\eta,\phi), \qquad \tilde{X}(\eta) = \eta X(\eta). \qquad /17/$$

Поскольку носители подынтегральных функций зависят от формы маски, хотя и являются компактными, целесообразно уравнение /16/ заменить эквивалентным ему уравнением с постоянными носителями, которое мы будем называть каноническим.

Для перехода к каноническому виду уравнения /16/ введем замену переменных $\sigma = \xi H/R_0$, $\rho = \eta/\mu$ и функции

$$\bar{Y}(\sigma) = Y(\sigma R_0/H), \quad \bar{X}(\rho) = \tilde{X}(\rho\mu),$$

$$\bar{A}(\sigma,\rho) = \tilde{A}(\sigma R_0/H, \rho\mu) = 2\{\pi - \arccos(\min_z \frac{\pi^2(z) - \sigma^2 - (\nu(z)\rho)^2}{2\sigma\nu(z)\rho})\}.$$

Здесь $R_0 = R(0)$, $\mu = \min\{(R_0 + R(z))/z\}$, $\pi(z) = R_0 R(z)$, $\nu(z) = \mu z/R_0$. При указанной замене уравнение /16/ принимает канонический вид

$$\bar{Y}(\sigma) = \int_0^1 \bar{A}(\sigma,\rho)\,\bar{X}(\rho)\,d\rho, \quad \sigma \in [0,1]. \qquad /18/$$

Следует отметить, что используемые в практике процессы экранирования всегда обладают определенным типом симметрии. При этом соответствующая замена переменных позволяет привести основное уравнение модели экранирования /7/ к каноническому виду типа уравнения /18/.

6. ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ РЕШЕНИЯ КАНОНИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

В случае канонического уравнения /18/ решение $\bar{X}$, устойчивое к возмущениям $\bar{A}$ и $\bar{Y}$, доставляет минимум функционалу /11/ и удовлетворяет уравнению Эйлера /13/, которое в случае аксиальной симметрии имеет вид

$$\int_0^1 \bar{A}(\sigma,\rho)\{\int_0^1 \bar{A}(\sigma,\tau)\,\bar{X}(\tau)\,d\tau - \bar{Y}(\sigma)\}\,d\sigma + \qquad /19/$$

$$+ \alpha\{q(\rho)\bar{X}(\rho) - \frac{\partial}{\partial\rho}(p(\rho)\frac{\partial\bar{X}(\rho)}{\partial\rho})\} = 0.$$

При этом граничные условия определяются физической постановкой задачи [8]:

$$\frac{\partial\bar{X}}{\partial\rho}(0) = 0, \quad \bar{X}(1) = 0. \qquad /20/$$

Для численной реализации поиска регуляризованного решения уравнения /18/ созданы две программы, соответствующие различным методам дискретизации задачи /19/, /20/:

1/ Конечно-разностный метод дискретизации [10]. Здесь интеграл /19/ заменяем интегральной суммой по формуле трапеций, что приводит к системе линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{j=1}^{n}(A_{ij} + \alpha B_{ij})X_j = Y_i, \quad i = 1,\dots,n, \qquad /21/$$

где $Y_i = \bar{Y}(\sigma_i)$, $X_i = \bar{X}(\rho_i)$, матрица A_{ij} состоит из членов интегральной суммы, B_{ij} - трехдиагональная матрица. Устойчивое к возмущениям матрицы и правой части решение системы /21/ находим с помощью метода автоматического пошагового выбора параметра регуляризации, изложенного в [12]. На каждом шаге система /21/ решается методом Холецкого [13].

2/ Метод разложения решения $\bar{X}(\rho)$ в ряд Фурье по косинусам и конечно-разностная дискретизация по переменной σ

С учетом изложенных в [10] методов устойчивого суммирования рядов Фурье и разложения в ряд Фурье такой подход приводит к системе линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{j=1}^{n}(c_{ij} + \alpha\delta_{ij})b_j = Y_i, \quad i = 1,\dots,n. \qquad /22/$$

Здесь b_j - коэффициенты устойчивого разложения вида

$$\bar{X}(\rho) = \sum_{k=1}^{n} b_k \cos(\pi k\rho),$$

матрица c_{ij} формируется из членов интегральной суммы интеграла

$$\int_0^1 d\sigma \int_0^1 d\rho \int_0^1 d\tau\, \bar{A}(\sigma,\rho)\cos(\pi i\rho)\,\bar{A}(\sigma,\tau)\cos(\pi j\tau).$$

Устойчивое решение задачи /22/ находим, как и в предыдущем случае, методами, изложенными в [12,13].

7. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ И ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

С помощью первой программы восстанавливалась функция источника X при различных начальных значениях параметра регуляризации α и при различном числе разбиений участка интегрирования [0,1] в уравнении /19/. Результаты вычислений показали, что при любом начальном α_0 из области допустимых значений при равных требуемых значениях относительной точности вычислений ϵ получаются решения X с одной и той же относительной погрешностью.

Проведена последовательная обработка результатов h_1 и h_2 экспериментов экранирования с различными экранирующими масками M_1 и M_2 при одном и том же источнике. После вычисления соответствующих функций слоя Y_1 и Y_2 и функций прозрачности A_1 и A_2 путем решения вспомогательной /обратной/задачи были восстановлены функции источника X_1 и X_2. Полученные решения использованы для проверки справедливости предложенной модели. А именно, ре-

шение X_1 применялось в прямой задаче для предсказания слоя h_2, полученного с помощью маски M_2. Точно так же решение X_2 использовалось для предсказания результата h_1 при маске M_1. В обоих случаях результат прогноза совпал с реальным результатом с относительной погрешностью $\epsilon < 0{,}01$, что указывает на пригодность предложенной математической модели для восстановления функции источника и решения прямой задачи.

Аналогичные результаты были получены с помощью второй программы, реализующей решение на основе комбинированного метода дискретизации. При расчетах с помощью обоих пакетов программ функции $q(\rho)$ и $p(\rho)$ в уравнении /19/ можно полагать тождественно равными единице. При этом, как показал численный эксперимент, удачный выбор функции $p(\rho) \neq 1$ существенно ускоряет процесс нахождения решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Westwiid W.D. J.Vac.Sci.Technol., 1978, 15, p. 1.
2. Yao S.K., Anderson D.B: Appl.Phys.Lett., 1978, 33, p.4.
3. Аникин В.И. и др. ЖТФ, 1978, 48, с. 5.
4. Yao S.K. et al. Applied Optics, 1979, 18, p. 24.
5. Hatakoshi G. et al. Optica Acta, 1979, 26, p. 8.
6. Быковский Ю.А., Миронов А.В., Смирнов В.Л. Квантовая электроника, 1981, 8, с. 3.
7. Курышкин В.В., Севастьянов Л.А. Некоторые вопросы экранирования корпускулярных потоков. Изд.-во ВИНИТИ, 1981, №4403-81.
8. Аникин В.И. и др. Математические задачи, связанные с процессом напыления, Изд.-во ВИНИТИ, №5175-82, 1982.
9. Иванов В.К., Васин В.В., Танана В.П. Теория линейных некорректных задач и ее приложения. "Наука", М., 1978.
10. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач, "Наука", М., 1979.
11. Лаврентьев М.М., Романов В.Г., Шишатский С.П. Некорректные задачи математической физики и анализа. "Наука", М., 1980.
13. Ловецкий К.П. В сб.: "Численные методы решения задач математической физики и теории систем", Изд.-во Университета дружбы народов им. П.Лумумбы, М., 1978.
13. Уилкинсон Дж.Х. Алгебраическая проблема собственных значений. "Наука", М., 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 февраля 1984 года.

Курышкин В.В., Севастьянов Л.А., Швачка А.Б. P4-84-102

О математической модели экранирования корпускулярных потоков

Обсуждается математическая модель, представляющая собой обобщение точной формулы экранирования потоков свободных корпускул с учетом взаимодействия. Приведены классификация задач и численные методы их решения. В случае потоков и экранов, обладающих аксиальной симметрией, численный эксперимент позволяет предсказать результат экранирования с относительной погрешностью $\epsilon \leq 0{,}01$.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Н.С.Панковой.

Kuryshkin V.V., Sevastianov L.A., Shvachka A.B. P4-84-102

On the Mathematical Model of the Corpuscular Flux Masking

Mathematical model which was derived earlier as an interaction case generalization of the exact formula of the free flux masking is studied. The classification of relevant problems and some computational methods of their solution are presented. Numerical eveluation of experimental data for the case of axially symmetric flux and mask was done. Relative errors of numerical estimates are less than 0.01.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984