

УДК 533. 915

КРИТЕРИЙ БОМА ДЛЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО СЛУЧАЯ

В.А. Лисовский

Харьковский национальный университет, Украина, 61077, Харьков, пл. Свободы 4

Поступила в редакцию 16 октября 2000 г.

В настоящей работе получен модифицированный критерий Бома для столкновительной плазмы. Мы учли процессы перезарядки и упругих столкновений ионов с молекулами газа, а также упругие, возбуждающие и ионизирующие электрон-нейтральные столкновения. Получено, что общепринятый критерий Бома практически всегда выполняется при низких давлениях газа ($p < 0.01$ Торр). При промежуточных и средних давлениях газа ($p > 0.1$ Торр) критерий Бома справедлив только при достаточно высоких значениях плотности плазмы на границе слоя; в случае плазмы с низкой плотностью наблюдается значительное отклонение от критерия Бома.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: критерий Бома, столкновительный слой.

Практически во всех газоразрядных устройствах плазма находится в контакте с металлическими или изолированными поверхностями (стенками разрядной камеры, электрическими зондами, обрабатываемыми образцами и т.д.). Поэтому не удивительно, что проблеме формирования приэлектродных слоев, одной из самых старых проблем физики плазмы, посвящено большое количество работ (смотри, например, [1 – 16]).

Как известно [1], в бесстолкновительном случае для формирования приэлектродного слоя необходимо, чтобы ионы на границе предслоя – слой имели скорость $V_i \geq V_s = \sqrt{kT_e / M}$ (критерий Бома для случая $T_e \gg T_i$), где T_e – температура электронов, k – постоянная Больцмана, M – масса иона, V_s – скорость ионного звука. Если скорость ионов на границе слоя $V_i < V_s$, то вблизи электрода возникает немонотонный профиль потенциала (и других параметров плазмы), и приэлектродный слой не образуется. Бесстолкновительный случай изучен, например, в работах [1 – 11]. Однако к настоящему времени пока нет единого мнения о выполнении критерия Бома в столкновительном случае. В работе [4] было высказано предположение, что в столкновительном случае вблизи границы предслоя – слой падение напряжения на последней длине свободного пробега иона должно быть $\Delta U_1 = kT_e / 2e$. Очевидно, что такая оценка величины поля является завышенной, особенно для сильно столкновительного случая. В работах [12, 13] при выводе критерия Бома для столкновительного случая предполагалось, что величина электрического поля вблизи границы слоя равна $E_1 = kT_e / e\lambda_D$, где λ_D – электронный дебаевский радиус на границе слоя. Однако в работе [7] было показано, что такая оценка величины электрического поля вблизи границы слоя также является завышенной. Выведенный в работе [14] критерий Бома для столкновительного случая приводит к немонотонному поведению потенциала и электрического поля в предслое [15]. Поэтому вопрос о выполнении критерия Бома в столкновительном случае остается пока открытым.

В настоящей работе критерий Бома был модифицирован для столкновительного случая. При выводе модифицированного критерия Бома мы учитывали процессы перезарядки и упругих столкновений ионов с молекулами нейтрального газа, а также упругие и неупругие (возбуждающие и ионизирующие) электрон-нейтральные столкновения. Показано, что при низких давлениях газа ($p < 0.01$ Торр) обычный критерий Бома хорошо предсказывает величину скорости ионов на границе слоя. При промежуточных и средних давлениях газа ($p > 0.1$ Торр) критерий Бома справедлив в случае достаточно высоких значений плотности плазмы на границе слоя, в то время как в плазме с низкой плотностью скорость ионов на границе слоя может быть заметно меньше скорости ионного звука, т.е. наблюдается отклонение от критерия Бома.

ВЫВОД МОДИФИЦИРОВАННОГО КРИТЕРИЯ БОМА

Запишем систему гидродинамических уравнений для стационарной квазинейтральной плазмы ($n_i = n_e = n$, $V_e = V_i = V$, $\nabla T_e = \nabla T_i = 0$) для ионов и электронов в скалярном виде:

$$\nabla(nV) = \nu_i n, \quad (1)$$

$$MV \nabla V + e \nabla \varphi + \frac{kT_i}{n} \nabla n + MV \nu_{in} + M \frac{\pi V^2}{2\lambda_i} = 0, \quad (2)$$

$$mV \nabla V - e \nabla \varphi + \frac{kT_e}{n} \nabla n + mV(\nu_{en} + \nu_{exc} + \nu_i) = 0. \quad (3)$$

Здесь ν_i – частота ударной ионизации молекул газа электронами, m – масса электрона, φ – электрический

потенциал, T_i - температура ионов, v_{in} и v_{en} - транспортные частоты ион-нейтральных и электрон-нейтральных столкновений, v_{exc} - частота возбуждения частиц нейтрального газа электронным ударом, λ_i - длина свободного пробега ионов для процесса перезарядки. В уравнении (2) четвертое слагаемое описывает силу трения, действующую на ионы при упругих столкновениях с молекулами газа, а пятое слагаемое учитывает перезарядку ионов на молекулах газа [13]. В отличие от работ [12, 13], мы в уравнении движения электронов (3) учли силу трения, действующую на электроны при столкновительном движении через предслой, и инерционный член $m \nabla V_e$, а в уравнении (2) учли упругие ион-нейтральные столкновения. Из (1) следует, что $\nabla n/n = v_i/V - \nabla V/V$. Таким образом, из уравнений (2) и (3) исключается плотность плазмы. Введем безразмерные переменные: $u = V/\sqrt{kT_e/M}$, $\xi = x v_{in}/\sqrt{kT_e/M}$, $\eta = -e\phi/kT_e$, $\tau = T_i/T_e$. Тогда из уравнений (2) и (3) при $M/m \gg 1$, $M/m \gg \tau$, $v_{en}/v_{in} \gg 1$ получим:

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{m}{M} u \left[\frac{v_{en} + v_{exc} + v_i}{v_{in}} \cdot (\tau - u^2) + \left(u^2 - \frac{M}{m} \right) \cdot \left(1 + \frac{\pi}{2} \Psi \right) - \frac{M}{m} \cdot \frac{v_i}{v_{in}} \right] \cdot [u^2 - (1 + \tau)]^{-1}, \quad (4)$$

где $\Psi = v_{exch}/v_{in}$, v_{exch} - частота столкновений ионов с атомами газа, сопровождающихся перезарядкой. Из (4) следует, что при $u^2 \rightarrow 1 + \tau$ поле неограниченно возрастает. Поскольку в настоящей работе используется приближение квазинейтральной плазмы, то бесконечно быстрый рост электрического поля связан с сильным нарушением квазинейтральности, т.е. равенство $n_e \approx n_i$ в этой точке плазмы перестает выполняться. В этом случае говорят, что на границе квазинейтральной плазмы формируется приэлектродный слой [1, 4 - 11]. Соотношение $u_1^2 = 1 + \tau$ или $V_1 = V_s = \sqrt{k(T_e + T_i)/M}$ используется как граничное условие между плазмой и слоем (критерий Бома при произвольном соотношении между T_e и T_i). Вполне очевидно, что электрическое поле на границе слоя не может быть бесконечно большим. В работе [7] было получено следующее выражение для величины электрического поля на границе приэлектродного слоя:

$$E_1 = \frac{kT_e}{e \cdot \lambda_D^{2/5} \cdot \lambda_i^{3/5}}. \quad (5)$$

В безразмерных переменных выражение (5) принимает вид:

$$\left| \frac{d\eta}{d\xi} \right|_1 = \left(\frac{\omega_{pi}}{v_{in}} \right)^{2/5} \cdot \left(\frac{V_s}{V_1} \right)^{3/5} \cdot \Psi^{3/5}. \quad (6)$$

Приравняем (4) и (6), и введем обозначения: $W = \frac{V_1}{V_s} = \frac{u_1}{(1 + \tau)^{1/2}}$, $Z = \frac{\omega_{pi}}{v_{in}}$, тогда

$$\frac{m}{M} \cdot \left[\frac{v_{en} + v_{exc} + v_i}{v_{in}} \cdot \left(\frac{\tau}{1 + \tau} - W^2 \right) + \left(W^2 - \frac{M}{m} \cdot \frac{1}{1 + \tau} \right) \cdot \left(1 + \frac{\pi}{2} \Psi \right) - \frac{M}{m} \cdot \frac{v_i}{v_{in}} \cdot \frac{1}{1 + \tau} \right] = \frac{W^2 - 1}{W^{8/5}} \cdot Z^{2/5} \cdot (1 + \tau)^{4/5} \cdot \Psi^{3/5}. \quad (7)$$

Уравнение (7) позволяет определить скорость ионов на границе слой-предслой $V_1 = W \cdot V_s$, необходимую для формирования приэлектродного (пристеночного) слоя, и представляет собой модифицированный критерий Бома для столкновительного случая. На рис.1а показаны значения величины W как функции безразмерной частоты Z для аргона. При этом принималось, что $\tau = 0.01$. Хорошо видно, что при $Z = \omega_{pi}/v_{in} \gg 1$ величина $W = V_1/V_s \rightarrow 1$. Этот случай, как правило, выполняется при низких давлениях. В столкновительном случае при низкой плотности плазмы, когда $\omega_{pi}/v_{in} \leq 1$, наблюдается заметное уменьшение величины W . Например, при $\omega_{pi}/v_{in} = 0.1$ имеем $W \approx 0.3$. Однако при фиксированном давлении газа повышение плотности плазмы приводит к асимптотическому стремлению величины W к 1. Таким образом, общепринятый критерий Бома выполняется в двух случаях: 1) при низких давлениях газа ($p < 10^{-2}$ Торр), когда условие $\omega_{pi}/v_{in} \gg 1$ имеет место практически всегда; 2) при промежуточных и средних давлениях ($p > 0.1$ Торр) критерий Бома справедлив при достаточно высоких значениях плотности плазмы. На рис.1а показаны также функции $V_1/V_s = f(\omega_{pi}/v_{in})$, полученные в работах [12, 13, 14, 16]. Видно, что все кривые близки к 1, когда $\omega_{pi}/v_{in} > 100$; при меньших значениях ω_{pi}/v_{in} величина V_1/V_s заметно меньше 1. Наиболее сильное отклонение от критерия Бома при $\omega_{pi}/v_{in} \leq 1$ следует из результатов работ [12, 13, 16]. Из рисунка 1б видно, что наименьшие отклонения от критерия Бома наблюдаются в изотермической плазме (при $T_e = T_i$), а при уменьшении величины τ отклонение от критерия Бома увеличивается. Например, для $\omega_{pi}/v_{in} = 0.1$ при $\tau = 1$ $W \approx 0.55$, а при $\tau = 0.01$ $W \approx 0.3$. На рис.1с приведены кривые $V_1/V_s = f(\omega_{pi}/v_{in})$, позволяющие оценить

влияние различных столкновительных процессов на величину скорости ионов на границе слоя. Кривая 1 была получена из уравнения (7) и учитывает все возможные в низкотемпературной плазме процессы столкновений ионов и электронов с частицами нейтрального газа (упругие и неупругие соударения, а также перезарядка). Кривая 2 получена для случая, когда на движение ионов через нейтральный газ влияет только процесс перезарядки. При расчете кривой 3 предполагалось, что ионы совершают только упругие соударения с молекулами газа, а процесс перезарядки отсутствует. Из этого рисунка видно, что учет всех возможных ион-нейтральных соударений приводит к наибольшему отклонению от общепринятого критерия Бома.

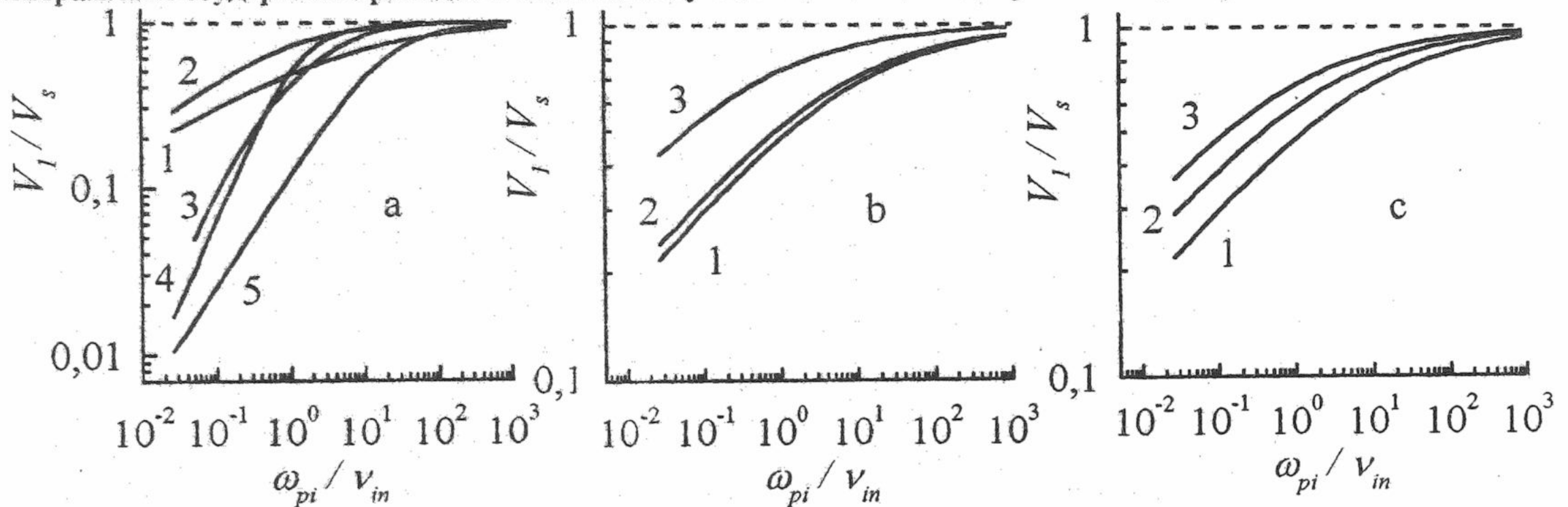


Рис.1. Зависимости нормированной скорости ионов на границе слоя от величины отношения ω_{pi}/v_{in} :

а) $\tau = 0.01$, 1 – расчет из уравнения (7), 2 – расчет [14], 3 – расчет [12], 4 – расчет [13], 5 – расчет [16];

б) расчет из уравнения (7), 1 – $\tau = 0.01$, 2 – $\tau = 0.1$, 3 – $\tau = 0.01$;

в) расчет из уравнения (7), 1 – учет всех ион-атомных процессов, 2 – учет только перезарядки ионов на атомах аргона, 3 – учет только упругих ион-атомных столкновений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohm D. in Characteristics of electrical discharges in magnetic fields. Guthrie A. and Wakering R. Eds. New York: McGraw-Hill, 1949. P. 77.
2. Persson K.B. // Phys. Fluids. 1962. Vol. 5. N 12. P. 1625 - 1632.
3. Self S.A. // Phys. Fluids. 1963. Vol. 6. N 12. P. 1762 - 1768.
4. Бакшт Ф.Г., Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 3. С. 558 - 566.
5. Бакшт Ф.Г., Юрьев В.Г. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 5. С. 905 - 944.
6. Riemann K.-U. // Phys. Fluids. 1981. Vol. 24. N 12. P. 2163 - 2172.
7. Riemann K.-U. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. Vol. 24. N 4. P. 493 - 518.
8. Riemann K.-U. // Phys. Fluids B. 1989. Vol. 1. N 4. P. 961 - 963; 1991. Vol. 3. N 12. P. 3331 - 3338.
9. Riemann K.-U. // Phys. Plasmas. 1994. Vol. 1. N 3. P. 552 - 558.
10. Riemann K.-U. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. Vol. 23. N 4. P. 709 - 716.
11. Riemann K.-U. // Contrib. Plasma Phys. 1996. Vol. 36. N 1. P. 19 - 28.
12. Godyak V.A. // Phys. Lett. A. 1982. Vol. 89. N 2. P. 80 - 81.
13. Godyak V.A., Sternberg N. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. Vol. 18. N 1. P. 159 - 168.
14. Valentini H.-B. // Phys. Plasmas. 1996. Vol. 3. N 4. P. 1459 - 1461.
15. Riemann K.U., Meyer P. // Phys. Plasmas. 1996. Vol. 3. N 12. P. 4751 - 4753.
16. Chen X.P. // Physics of Plasmas. 1998. Vol. 5. N 3. P. 804 - 807.

BOHM CRITERION FOR COLLISIONAL CASE

V.A. Lisovskiy

Kharkov National University, 4 Svobody sq., Kharkov, 61077, Ukraine

The modified Bohm criterion for collisional plasma was obtained. We take into account the processes of charge exchange and elastic collisions of ions with the gas molecules, and also the elastic, exciting and ionizing electron - neutral collisions. It is obtained that the conventional Bohm criterion practically is always fulfilled at low gas pressure ($p < 0.01$ Torr). At intermediate and high gas pressures ($p > 0.1$ Torr) the Bohm criterion is fair only at rather high values of a plasma density on an sheath boundary, in case of low density plasma the significant deviation from a Bohm criterion is observed.

KEY WORDS: Bohm criterion, collisional sheath.

УДК 533.9.А35

ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ

Ю. А. Бизюков, В. И. Муратов, В. Д. Федорченко

Харьковский национальный университет, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4.

Поступила в редакцию 18 сентября 2000 г.

Экспериментально исследуется дифракционное излучение на круглых диафрагмах, генерируемое когерентными электронными сгустками. Измеряется зависимость интенсивности излучения от диаметра и толщины диафрагмы при постоянном диаметре пучка. Исследуется возможность оптимизации интенсивности дифракционного излучения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дифракционное излучение, электронный сгусток, круглая диафрагма, резонатор.

Известно [1], что в дифракционной электронике для генерирования когерентных электромагнитных колебаний используются радиационные явления, возникающие при движении заряженных частиц вблизи различных препятствий и порождающие поверхностные и объемные волны. Рассеянное на препятствии собственное поле частиц состоит из спектра поверхностных волн локализованных вблизи препятствия, и суперпозиции объемных волн, уходящих в окружающее пространство. Дифракционное излучение как раз и связано с возникновением объемных волн при движении отдельных электронов, одиночного сгустка или последовательности электронных сгустков вблизи (без соприкосновения) металлических объектов. Явление излучения объемных электромагнитных волн электронными потоками, движущимися над дифракционными решетками, широко используется при создании генераторов и усилителей в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн [2, 3, 4, 5].

В настоящей работе экспериментально исследуется генерация дифракционного электромагнитного излучения электронными сгустками, проходящими через металлическую диафрагму. Отличие данного эксперимента от известных работ по дифракционному излучению состоит в следующем. В самом эффекте дифракционного излучения отсутствует механизм фазовой группировки. Поэтому создание генераторов когерентных волн связано с необходимостью удержания излучения, что достигается с помощью открытого резонатора с зеркалами, обеспечивающего обратное влияние излучения на электронный поток и его группировку. В нашем эксперименте уже сформированы когерентные электронные сгустки, которые, проходя через круглые металлические диафрагмы и попадая в высокочастотный (~ 2000) резонатор, генерируют дифракционное излучение.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент проводился на установке, схематически изображенной на рис.1. Через металлическую трубу диаметром 9 см, расположенную в однородном магнитном поле напряженностью 400 Э, инжектируются два взаимопроникающих пучка электронов. Эмиттером электронов первого пучка является таблетка гексаборида лантана диаметром 0,6 см, второго - танталовая спираль, пронизываемая электронами первого пучка.

Скорости пучков составляют $3,3 \cdot 10^9$ см/сек и $3,6 \cdot 10^9$ см/сек, суммарный ток – 40-50 мА. Рабочее давление в камере $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Начальное возмущение создается подачей от внешнего генератора высокочастотного

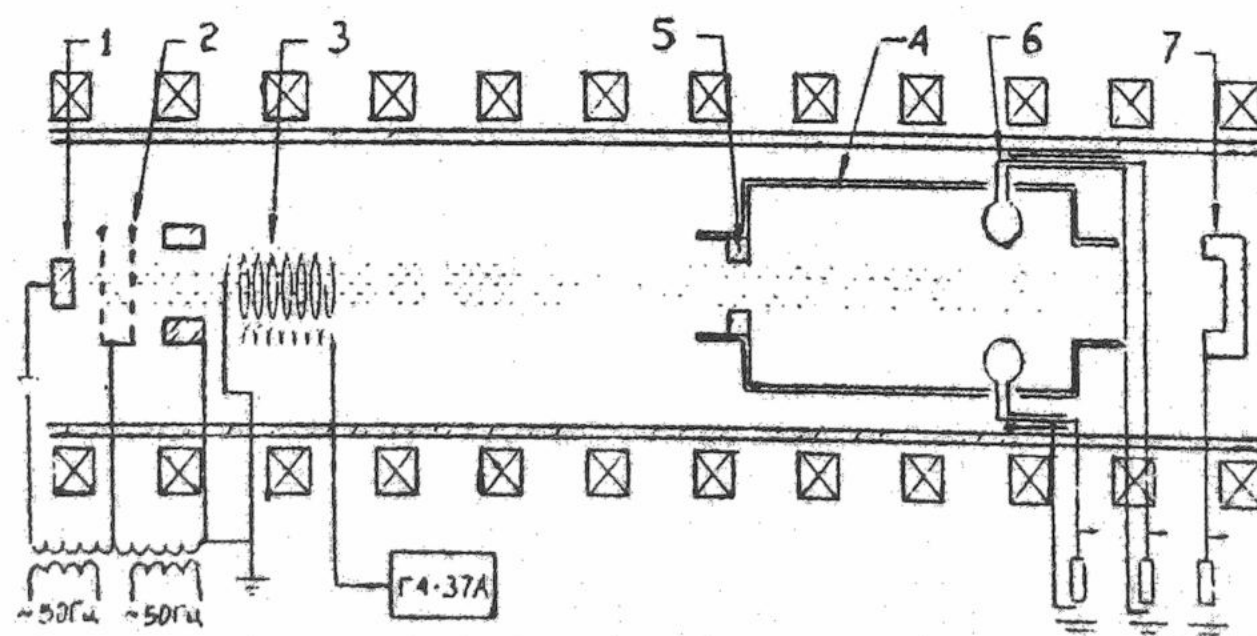


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 2 – электронные пушки, 3 – модулятор, 4 – цилиндрический резонатор, 5 – диафрагма, 6 – антенна, 7 – коллектор

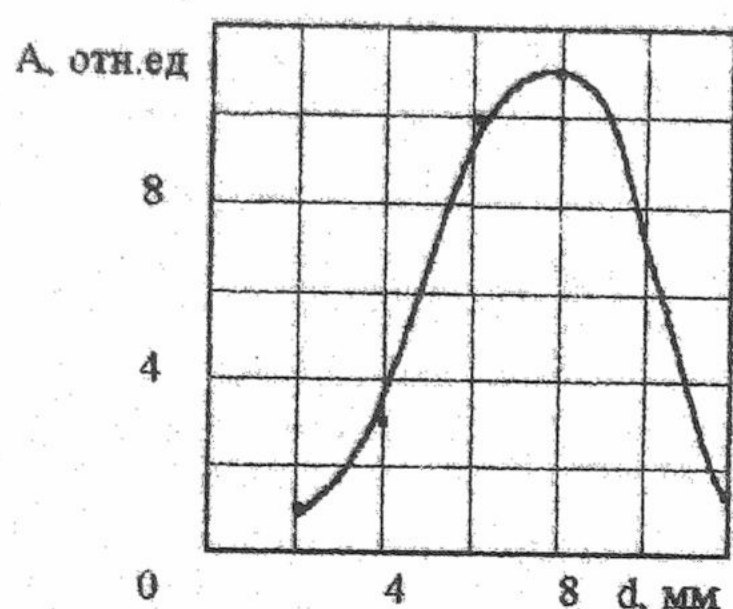


Рис. 2. Зависимость интенсивности дифракционного излучения от диаметра диафрагмы.

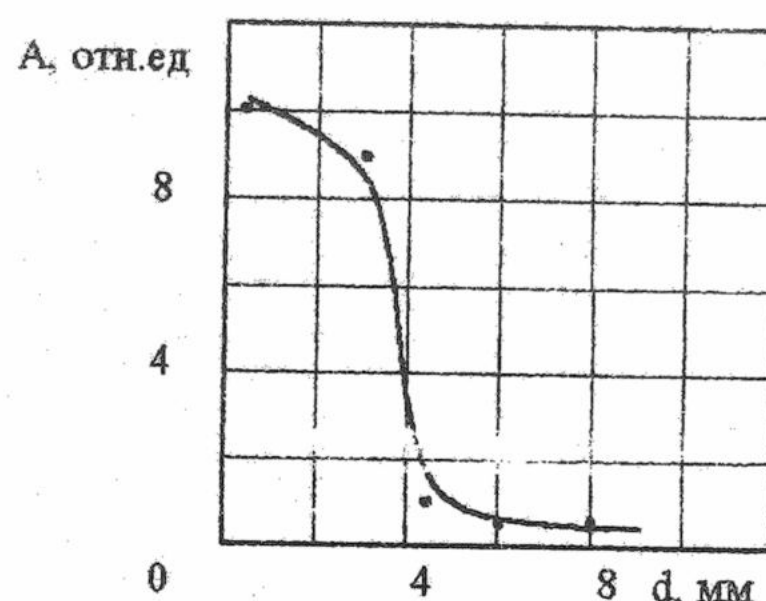


Рис. 3. Зависимость интенсивности дифракционного излучения от длины канала.

напряжения на модулятор (3, рис.1), представляющий собой замедляющую спираль длиной 15 см, связанную с генератором через дополнительную спираль с обратной намоткой. Модулирующее напряжение на частотах порядка 1 ГГц, подается от генератора Г4-37А мощностью 1 ватт. За модулятором располагается цилиндрический объемный резонатор (4, рис.1) диаметром 3,5 см и длиной 6,8 см, сигналы с которого с помощью петли связи детектируются и подаются на осциллограф С1-69 либо прямо на анализатор спектра С4-27, имеющий диапазон частот до 40 ГГц. Электронные сгустки формируются волнами Бернштейна-Крускала, потенциал которых имеет вид узкого положительного импульса длительностью 10^{-10} сек, и через круглую диафрагму влетают в резонатор.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ЕГО ОБСУЖДЕНИЕ

В наших ранних экспериментах по генерации переходного излучения когерентными электронными сгустками было показано, что излучение не наблюдалось, если патрубки резонатора длиной 1,2 см и диаметром 1,2 см были открыты.

При постановке на входе в резонатор круглой диафрагмы диаметром 6 мм и толщиной 0,4 мм (рис.1) было обнаружено электромагнитное излучение, не являющееся переходным. При этом резонатор возбуждался на собственных частотах, являющихся гармониками частот модуляции. Так, на частоте модуляции 1055 МГц частота возбуждаемых колебаний составляла 6380 МГц, на частоте модуляции 1135 МГц - 6823 МГц.

Исследовалась зависимость интенсивности излучения от диаметра диафрагмы (рис.2) при постоянном диаметре пучка. Видно, что амплитуда излучения максимальна при малых прицельных параметрах и падает с увеличением диаметра диафрагмы. При диаметре диафрагмы равном диаметру патрубка, излучение практически отсутствует. При малых отверстиях диафрагмы интенсивность излучения мала, так как не весь ток пучков проходит через неё.

Зависимость интенсивности излучения при оптимальном диаметре диафрагмы от её толщины представлена на рис.3. Показано, что интенсивность дифракционного излучения резко спадает при увеличении толщины диафрагмы и практически исчезает при толщине сравнимой с её диаметром. Аналогичные результаты были получены, если диафрагма ставилась на выходе из резонатора. Это означает, что сгусток излучает в обе полусферы "вперед" и "назад".

Экспериментально было обнаружено, что мощность дифракционного излучения значительно возрастает, если диафрагму диаметром 8 мм и толщиной 2 мм расположить в центральной части резонатора, где электрическое поле моды H_{11} с длиной волны $\lambda = 6,8$ мм равно нулю. Мощность излучения на 6-й гармонике частоты модуляции измеряется термисторным мостом Я2М-64 с преобразователем М5-88, работающем в диапазоне частот 0,03 - 7,5 ГГц. На частоте 6380 МГц мощность излучения в импульсе составляла 80 мВт.

Было интересно проверить, как изменяется интенсивность излучения, если вместо одной диафрагмы поставить "решетку" из нескольких диафрагм. С этой целью использовался резонатор с длиной 13,6 см, в который укладывалось две длины волны моды H_{11} . В нулях электрического поля были установлены три диафрагмы. Мощность излучения осталась той же, что и в случае с одной диафрагмой. Это очевидно означает, что электронный сгусток полностью излучает энергию на первой диафрагме.

Для сравнения интенсивностей переходного и дифракционного излучения в одинаковых условиях диафрагма с указанными размерами и расположенная в центре резонатора длиной 6,8 см была "затянута" сеткой. Измерения показали, что мощность переходного излучения на той же гармонике примерно равна мощности дифракционного излучения. Если сетка или диафрагма устанавливались в торцах резонатора, мощность электромагнитного излучения была значительно меньше и составляла в импульсе несколько милливатт.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. В.П.Шестопапов. Дифракционная электроника, "Выща школа", 1976.
2. И.М.Балаклицкий, Б.К.Скрынник, О.А.Третьяков. Генератор дифракционного излучения миллиметрового диапазона волн. – Тезисы докл. VI Всесоюз. межвузов. конференции по электронике СВЧ. Минск, 1969, с. 39-40.
3. И.М.Балаклицкий, О.А.Третьяков, В.П.Шестопапов. Физические свойства дифракционного излучения и перспективы его применения, - Тезисы докл. VI Всесоюз. межвузов. конференции по электронике СВЧ. Минск, 1969, с. 89-91.
4. И.М.Балаклицкий, В.Г.Курин, Б.К.Скрынник. Генератор дифракционного излучения миллиметрового диапазона волн. – "Электрон. техн. Сер. 1. Электроника СВЧ", 1971, № 6, с. 117-125.
5. В.П.Шестопапов, И.М.Балаклицкий, Б.К.Скрынник. Ефект дифракційного випромінювання і створення нового класу джерел коливань – генераторів дифракційного випромінювання. - "Вісник АН УССР", 1972, № 3, с. 27-31.

DIFRACTION RADIATION OF COHERENT ELECTRON BUNCHES

Y. A. Bizyukov, V. I. Muratov, V. D. Fedorchenko

Kharkov National University, 61077, Svobody sq., 4.

Diffraction radiation generated by coherent electron bunches passing through an annular diaphragm is experimentally studied. The diameter of the bunched beam being constant the radiation intensity dependence upon diameter and thickness of the diaphragm was measured. Optimization possibility of the diffraction radiation intensity is examined.

KEY WORDS: diffraction radiation, electron bunch, annular diaphragm, resonator.

V/K 539.12

MODELING OF ELECTRON BEAM TRACKING AND X-RAY GENERATION FOR THE EQUIPMENT OPTIMIZATION

V.T. Lazurik*, V.V. Chorniy*, Yu.V. Rogov*, A.V. Chorniy*, V.P. Moskvina**

* Physics and Technology Department, Kharkov National University, Kurchatova str. 31, Kharkov 61108, Ukraine

** Department of Radiation Oncology, Indiana University School of Medicine, Indiana University, USA

E-mail: chorniy@pht.univer.kharkov.ua

Received 30 November 2000 r.

The special Monte Carlo program package has been developed for modeling the physics of high power electron and photon beams and their practical applications. The advanced and user-friendly interface of the package enables to solve problems of the equipment optimization and to study characteristics of it.

KEY WORDS: Monte Carlo, electron transport, bremsstrahlung, magnetic fields.

Elaboration of sources of low energy, high intensity photon beams (x-rays) is an important problem in practical applications for x-ray lithography, medical diagnostics, and science. One possible way to design such sources is by the use of converters of high-intensity bremsstrahlung from high current magnetically confined electron beams.

For optimizing the bremsstrahlung converters, Halbleib described a method to place a thin target, with the thickness less than optimal to generate bremsstrahlung into external magnetic field [1]. This ensures the multiple passage of target by fast electrons, and increases yield of bremsstrahlung. Halbleib and co-workers proposed the use of gradient B-drift of electrons [2]. A new type of converters to yield low energy part of bremsstrahlung has been elaborated by Chorniy and co-workers recently [3,4] based on Halbleib's idea.

To increase the intensity of bremsstrahlung, the research program to develop a new type of experimental equipment has been started by the present authors. Designing of the equipment is the task in which the main problem is the choice of optimal values of multiple parameters. The effective work of the device is determined by the energy spectrum of a beam and its angular distribution, the type of an injector, the configuration of magnetic field and its parameters, target (x-ray converter) parameters such as thickness, position and angular orientation relative to the beam, the position of an output window, characteristics of filters, etc. The largeness of the number of parameters that affect the equipment design leads to impossibility of its elaboration without preliminary study of the role of each parameter. This problem has been solved by the use of a specially developed software, X-GENERATOR, which makes it possible to simulate processes in the equipment at all stages of x-ray generation. In this paper, we present the results of the work to develop this software and the conception used for its design.

The X-GENERATOR program package has been elaborated to numerically simulate the operation of experimental or practical devices. The program is designed to take into account the device construction in all the details and has the capabilities to vary a large number of construction parameters for a computer experiment. The program ensures the possibility of visualization of the device construction and the electron trajectories in it. All that is needed is to choose appropriate parameters for the device and the conditions for the experiment.

The purpose of using this package would be to find a set of optimal design parameters for a given partial set of parameters (for example, electron energy and some additional parameters) from among the possible sets of parameters by repeating numerical experiments.

Based on the results of simulation, a real device has been designed. It has been tested experimentally on the GAMBLE-II high power accelerator in Naval Research Laboratories, U.S.A [5].

THE X-GENERATOR PACKAGE

1. Simulation module

To simulate the motion of an electron beam and the production of bremsstrahlung photons in a device, we use the Monte Carlo technique.

The calculation module of the X-GENERATOR program comprises the following key units:

Unit 1. Simulation of the initial electron parameters.

Unit 2. Electron motion simulation in the magnetic field inside the device.

Unit 3. Electron transport simulation in the targets- and photon generation.

Unit 4. Photon transport simulation in the targets and their registering by detectors.

Detailed working of these units is described below.

In Unit 1, coordinates for electron injection into the device as well as the electron initial energy and energy spread, and the direction of electron motion and angular spread are accepted and registered for further simulation.

Unit 2 performs the tracing of electron trajectories inside the device. The magnetic field in equipment is determined by the currents in the device components, i.e., the central conductor and three radial wires. The effect of the

targets on magnetic field configuration is neglected due to their small thickness. The magnetic field produced by the current of the injected electrons is not taken into account. It is assumed that the conditions for the self-magnetic field compensation in the device are implemented.

We carry out the integration of the equation for the electron motion in the magnetic field by Runge-Kutta method of the fourth order [6]. The step of integration over time is chosen to be 0.03 of Larmor radius for a given point inside the device. Analysis has shown that the solution of the equation is stable.

If the electron trajectory intersects any of the device components except the targets, the electron is considered to be absorbed. The information about the amount of the absorbed electrons in various components of the device is accumulated. When the electron trajectory intersects one of the targets, then Unit 3 comes to operation.

Unit 3 executes the tracing of electron trajectories in the targets. Electron trajectories are simulated by means of the Monte-Carlo method, with the implementation of Class II of Monte Carlo algorithms according to Berger's classification [7,8]. Energy losses by ionization and the radiative process are calculated in a scheme of catastrophic collisions by the use of the semi-empirical formulae given in [9,10]. For simulating multiple scattering, the Moliere distribution derived from exact solution of the transport equation is used [11]. The weight algorithm to yield bremsstrahlung radiation is used in this unit. A fractional number, determined by a weight factor, of bremsstrahlung photon is emitted at each step of an electron trajectory. The weight factor equals the probability of radiation yield at a given step of the trajectory. The photon energy is simulated by the use of the data on spectra taken from [12]. The angular distribution is simulated according to [13]. At each electron step the probability of a fluorescent photon emission, caused by filling the K-shell vacancy that has been formed due to the knock-on of electrons out of the K-shell by the primary electron, is defined. The weight of the emitted fluorescent photon is equal to this probability. If the electron leaves the target, then we go back to Unit 2.

Unit 4 calculates the photon transport on the basis of the interaction cross-sections given in [14], by taking into consideration the Compton scattering and fluorescent photon emission following the photo-effect [13]. The photons are traced until they interact with the elements of the device or the detector, when they are supposed to be absorbed. The attenuation of photons by the detector window is taken into account. The contribution to the detector signal by photons is calculated from their weight factor.

This scheme of simulation has been tested by using the general-purpose package PENELOPE [15]. We have used the module described to calculate the spectrum of photons, quantities describing the average behavior of an electron beam in the device, and the dose deposited in the detector. The results have shown satisfactory agreement with the PENELOPE results.

2. User interface

The main idea of the present project has been the development of a fast and accurate simulation software with the user-friendly interface. We have followed the principle that the user interface of the X-GENERATOR package should be designed to provide maximum convenience for the user and efficiency for modeling of the physics of high power electron and photon beams and their practical applications.

To realize these purposes, the principles of the Object-Oriented Design have been used to make the interface of X-GENERATOR. The X-GENERATOR package has been developed for Win32, i.e., for the operation systems of Windows 95, 98 and Windows NT 4.0, 4.5. The package has an advanced intuitive interface, which allows the user to study equipment characteristics without having any background in the simulation techniques of electron and photon transport.

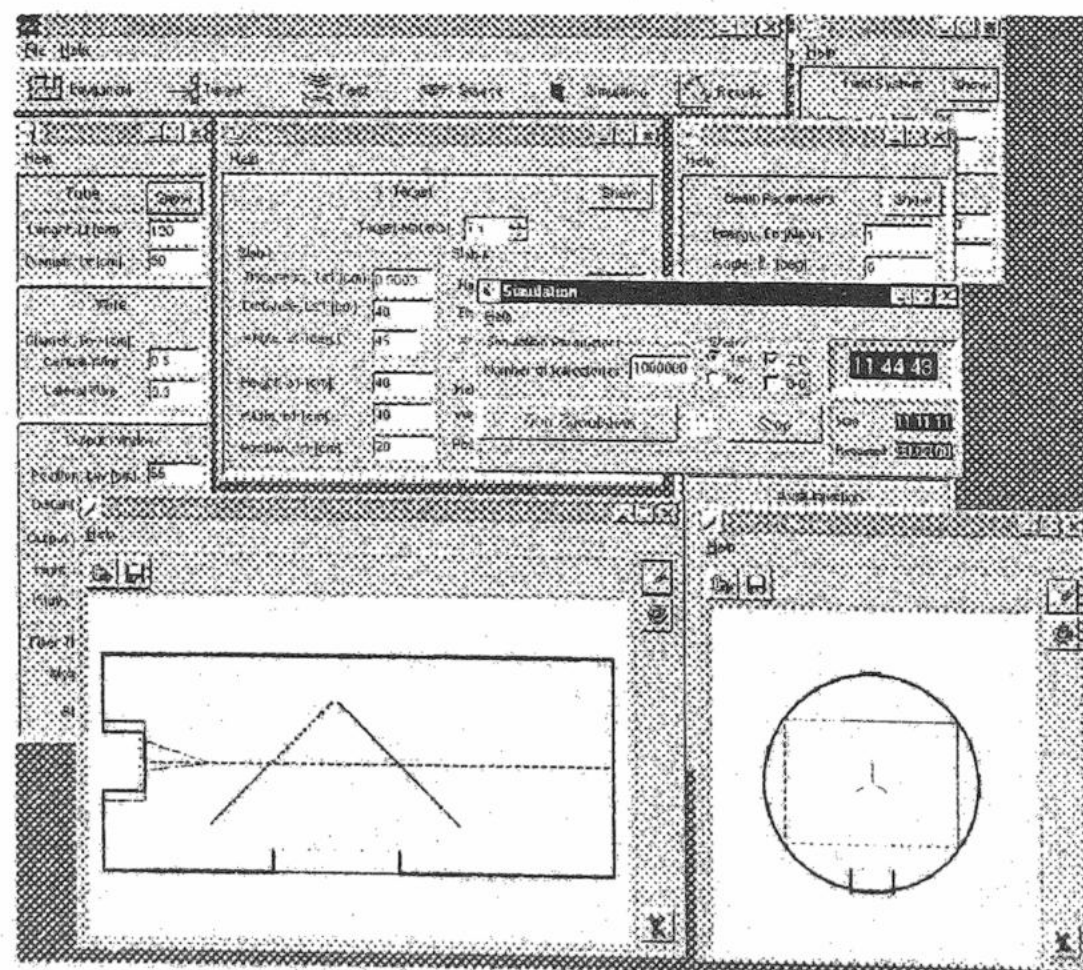


Fig. 1. Interface of X-GENERATOR and visualization of the device in two projections.

The direct access to subroutines of the simulation module is closed to the user. All the parameters that describe

equipment, the beam, the target and the magnetic field are classified in groups, and the user have access through a window proper to each group (see fig. 1) This is convenient for the user who should concentrate on studying the influence of a given group of parameters on the results of simulation. The parameters can be controlled by the user at the window where the model of the equipment is visualized in two main projections. All changes in device parameters are reflected in the model of equipment. Thus, the interface of X-GENERATOR is designed as a multi-window interface.

Input parameters are analyzed by the package, and recommendations and warning messages are generated when the parameters are inadequate. Simulation is carried out only for allowable input parameters.

The package includes a context-sensitive help system, which describes in detail about input parameters, the construction, and the physical model, used in the simulation module, and the main features of the user interface. An example of help windows is shown in fig. 2. The package supports the parallel work in Win 32, so that the user can save time by working with another software during the long time simulation.

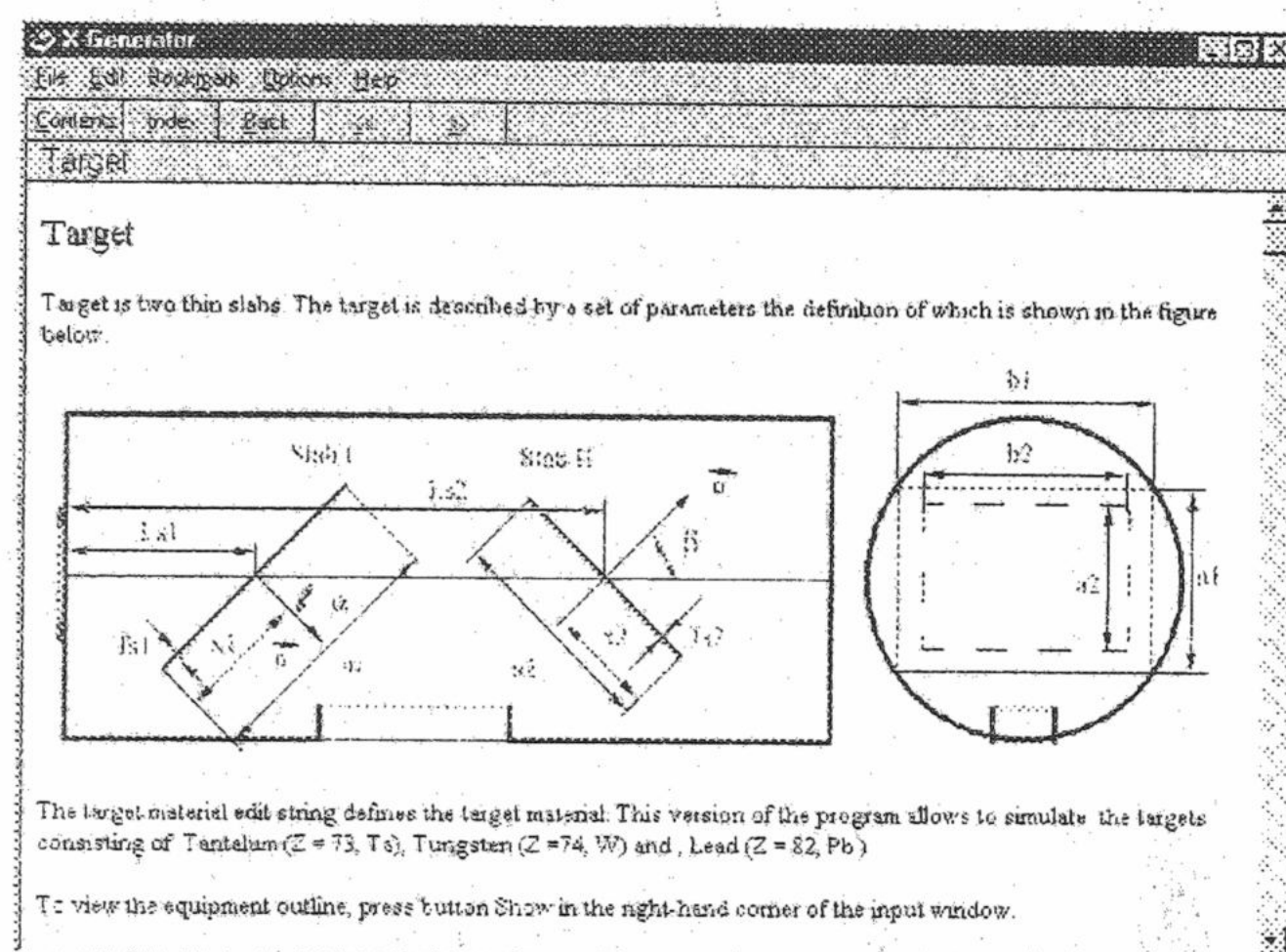


Fig. 2. Illustration of the help system.

The configuration of a given device described by a set of parameters, can be tested by the regime of visualization, as the passage of a beam is simulated and shown graphically in the model of the equipment: see fig. 3. This allows the user easily to evaluate the behavior of the beam inside the device.

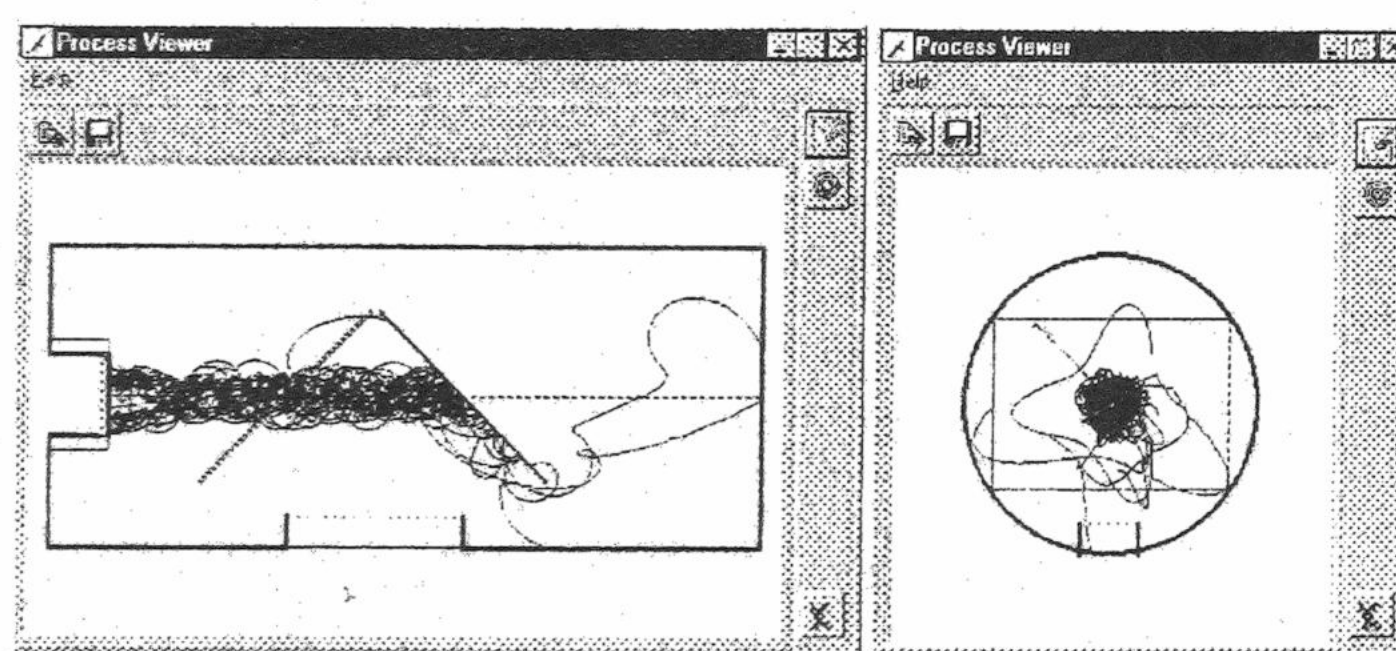


Fig. 3. Visualization of electron beam inside the device.

To study the performance of some parts of the device, it is important to look at the behavior of the beam in 3D. X-GENERATOR provides the visualization of beam passage through the device also by the use of a 3D viewer, made by the OpenGL standard: see fig. 4. This 3D viewer allows the user to look at the beam or particle trajectories in a non-uniform magnetic field from any direction: see fig. 5.

Results of simulation are the output spectra of bremsstrahlung produced in the targets, the spectrum of radiation incident on the output window of the device, the spatial dose distribution at the surface of the output window, and parameters describing the average behavior of the electron beam. Results of simulation is presented in the form of graphs and tables, which can be saved on the disk or be inserted in any text processor through the clipboard. An example of the output window of the interface for results of simulation is given in fig. 6.

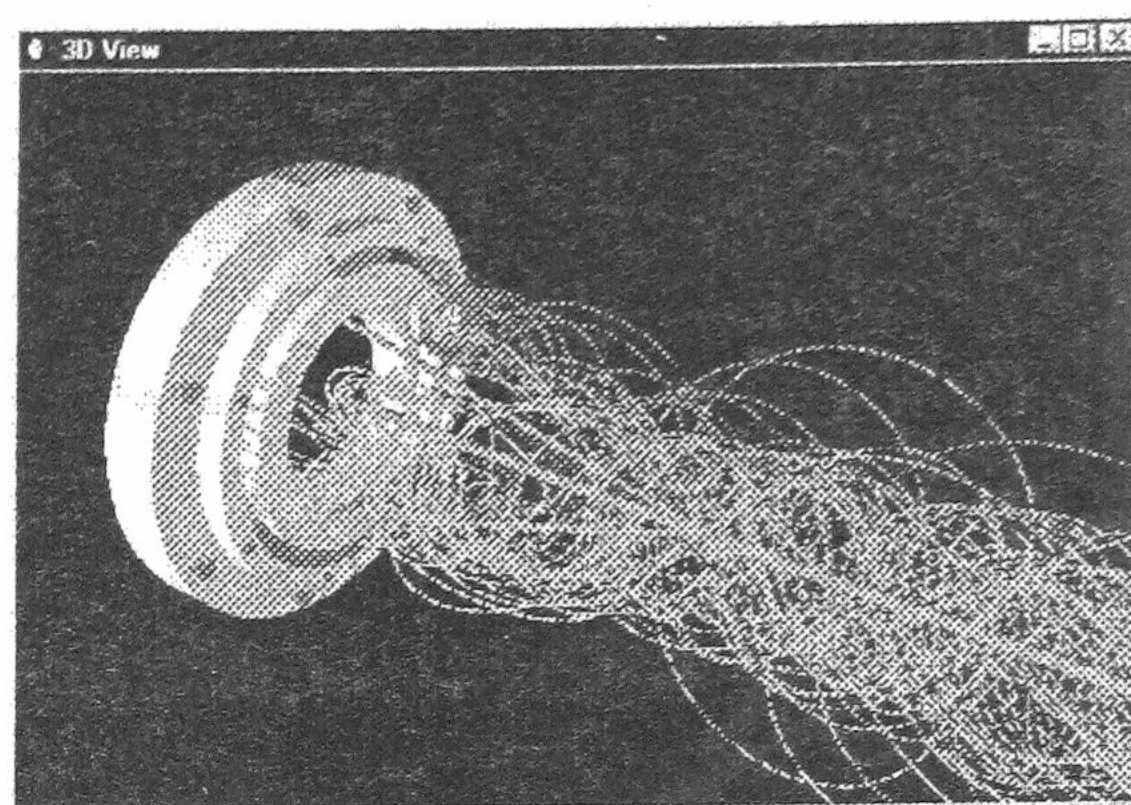


Fig. 4. 3D visualization of the beam inside the device.

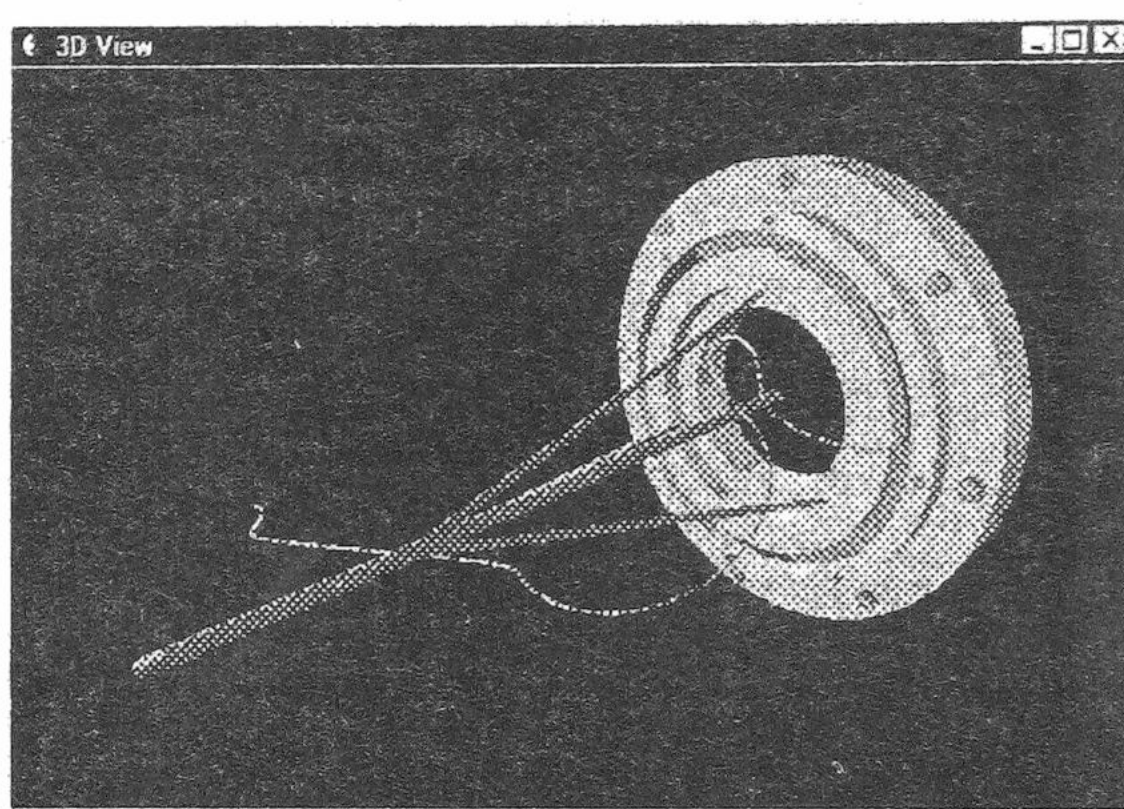


Fig. 5. 3D view of one electron trajectory in non-uniform magnetic field.

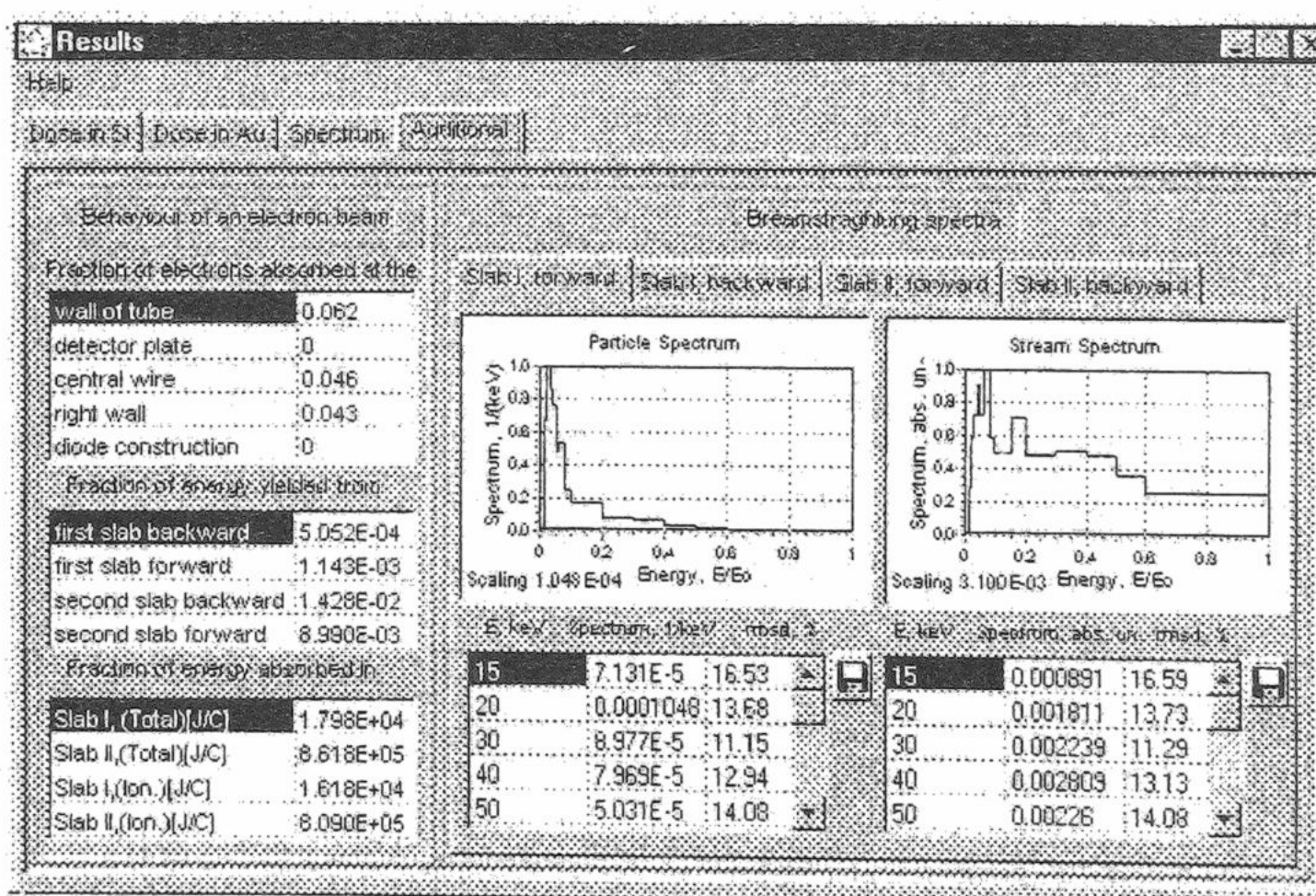


Fig. 6. An example of the output window.

EXPERIMENTS AND SIMULATION

The results of experimental work to check X-GENERATOR have been already published and discussed in detail by our experimentalist co-authors [5]. Therefore, we outline only the results to illustrate the accuracy of the simulation unit.

A number of sets of calculations to study the optimal parameters of a device have been made. According to the results of the calculation, the device has been constructed. The view of the electron beam injection part of the device is shown on the fig. 7.

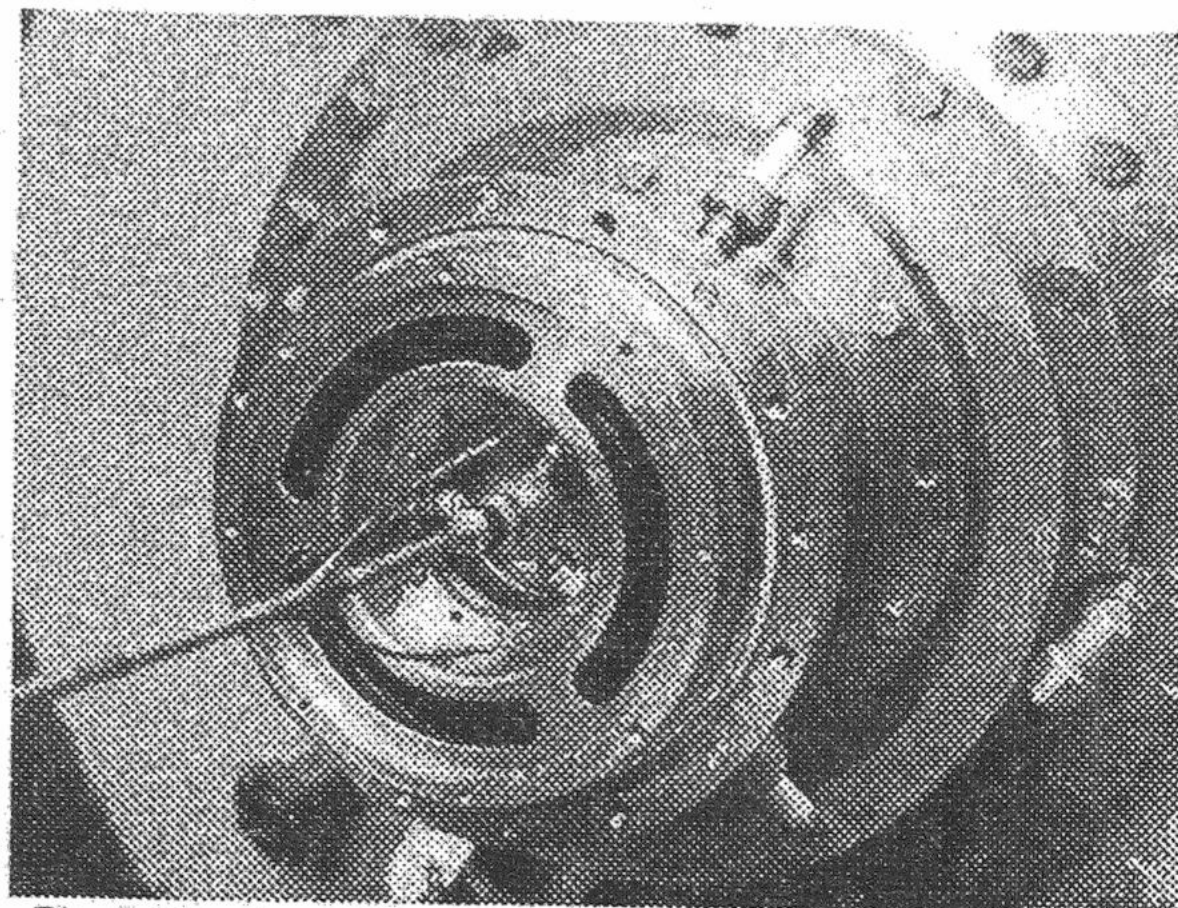


Fig. 7. The view of the electron beam injection part of the device.

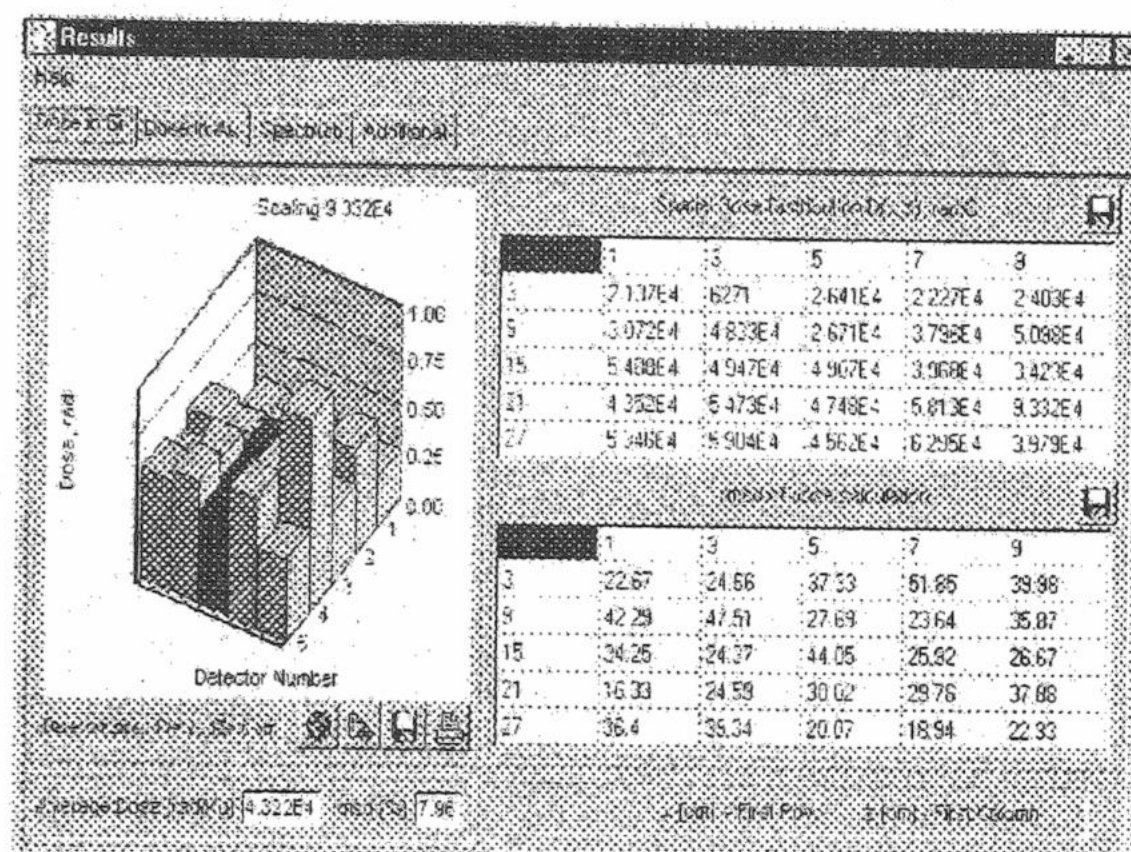


Fig. 8. An element of the interface of X-GENERATOR, showing the output dose distribution in an Si sample, irradiated by photons from the device.

Test experiments carried out with Si samples have shown good agreement with the results of simulation.

Fig. 8 illustrates a part of the interface, which gives the output dose distribution in a sample, placed under the x-rays beam coming through the output window. The black line represents the direction of the electron beam. Fig. 9 (a, b) shows the comparison between the results of simulation and the measurements by the use of TLD dosimeters. This figure represents the case of 70 ns irradiation by the 1.2 keV beam. It is seen from this figure, that considering the uncertainties of the measurements, the results of simulation are in good agreement with measurements.

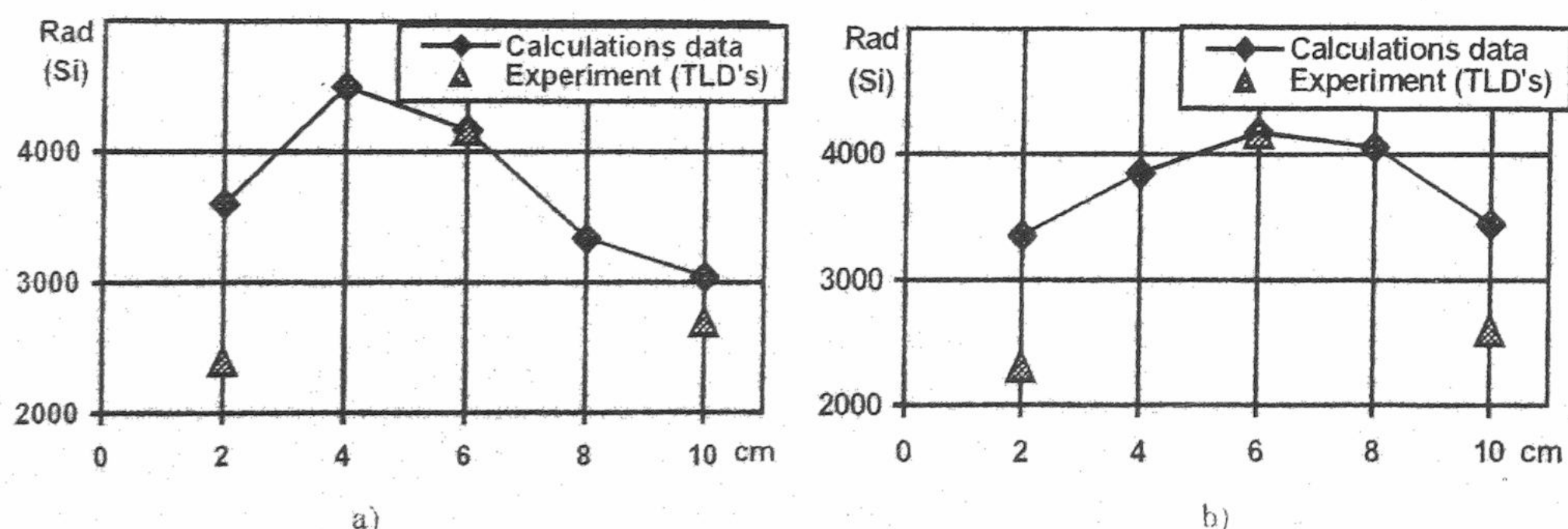


Fig. 9. The calculation and experimental data of dose distribution.

a) detectors placed along the beam direction.

b) detectors placed perpendicular to the beam direction.

ACKNOWLEDGEMENTS

Vadim Moskvina is grateful to Dr. L. Papiez for invitation to joint research at Department of Radiation Oncology, Indiana University School of Medicine, where part of this work has been done, and Prof. Tatsuo Tabata for discussion and critical comments to this paper.

Supported by Defense Threat Reduction Agency, USA.

REFERENCES

1. Halbleib, J. A., *J. Appl. Phys.* **45**, 4103 (1974).
2. Lee, J. R., Backstrom, R. C., Halbleib, J., *J. Appl. Phys.* **56**, 3175 (1984).
3. Chorniy, V., Morgun, E., Magaram, S., Domanov, E., *Sov. Atom. Ener.*, **68** (4), 289 (1990).
4. Domanov, E., Morgun, E., Chernyi, V. *Instr. and Exper. Tech.*, **34** (2), 272 (1991).
5. Chorniy V., Proceedings of *The 12th IEEE International Pulsed Power Conference (PPC)*, June 27 - 30, 1999, Monterey, California (1999). Vol. 1 p 425 - 428.
6. Korn, G., Korn T., "Mathematical Handbook for Scientists and Engineers", McGraw-Hill Book Company (1968).
7. Berger, M. J. "Monte-Carlo calculation of penetration and diffusion of fast charged particles", In *Methods in Computational Physics*. - New York-London: Academic Press, Vol. 1, 135 (1963) p. 135.
8. Rogers, D. W. O., and Bielajew, A. F. "Monte Carlo techniques of electron and photon transport for radiation dosimetry". In *The Dosimetry of Ionizing Radiation*, K. R. Kase, B. E. Bjarnagard, F. A. Attix eds. - New York: Academic Press, 427 (1990) p. 427.
9. Seltzer, V. S., Berger, M. J., *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* **35**, (7) 665 (1984).
10. Seltzer, V. S., Berger, M. J., *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* **35**, (7) 1219 (1982).
11. Andreo, P., Medin, J., Bielajev, A., *Med. Phys.* **20** (5) 1315 (1993).
12. Salvat, F., Fernandez-Varea, J. M., *Nucl. Instr. and Meth. B* **63**, 255 (1992).
13. Sempau, J., Acosta, E., Baro, J., Fernandez-Varea, J. M., Salvat, F., *Nucl. Instr. and Meth. B*, **132** 337 (1992).
14. Storm, E., Israel, H. I. *Atomic Data Tables* **7**, 565 (1970).
15. Salvat, F., Fernandez-Varea, J. M., Baro, J. and Sempau, J., 'PENELOPE, an algorithm and computer code for Monte Carlo simulation of electron-photon showers'. Informes Tecnicos CIEMAT n. 799, CIEMAT, Madrid (1996).

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА И ГЕНЕРАЦИИ
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ВЫБОРА ОПТИМАЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ
ОБОРУДОВАНИЯ**

В.Т. Лазурик*, В.В. Чёрный*, Ю.В. Рогов*, А.В. Чёрный*, В.П. Москвин**

* Физико-технический факультет, Харьковский Национальный Университет
Украина, 61108 г. Харьков, ул. Курчатова 31

** Отделение Радиационной Онкологии, Школа Медицины при Университете штата Индиана, США
E-mail: chorny@phi.univer.kharkov.ua

Для моделирования физических процессов пучков электронов и фотонов высокой мощности и их практического применения разработан специальный программный пакет, использующий Monte Carlo алгоритм расчетов. Современный и удобный интерфейс программы позволяет решать задачи оптимального выбора режима работы оборудования и изучать его характеристики.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: Monte Carlo, перенос электронов, тормозное излучение, магнитное поле.

УДК 539.1

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧНОСТИ ОТОБРАЖЕНИЯ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ДИНАМИЧЕСКОГО ХАОСА

В.П. Демуцкий

Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина.
Физико-технический факультет, 61108, Харьков, пр. Курчатова 31.
Поступила в редакцию 16 октября 2000 г.

Теоретически исследовано влияние периодичности стандартного отображения на устойчивость динамического хаоса при трехшаговой периодичности. Найдены области устойчивости. Показано, что периодичность отображения приводит к появлению новых устойчивых точек.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: хаос, стандартное отображение, устойчивость.

Полученные в работе [1] результаты по влиянию периодичности отображения на устойчивость динамического хаоса при простейшей двухшаговой периодичности убеждают нас о необходимости исследовать этот вопрос в более сложных вариантах. Именно, мы исследуем влияние трехшаговой периодичности на устойчивость динамического хаоса. Для решения вопроса об устойчивости периодических структур необходимо найти собственные значения ρ матрицы монодромии $\hat{M}$, удовлетворяющие уравнению (см., напр., [2]):

$$\rho^2 - \rho \cdot \text{Sp} \hat{M} + 1 = 0 \quad (1)$$

(мы полагаем фазовый объем сохраняющимся). Полагая $\rho = e^{i\Phi}$, для фазы получим уравнение

$$\cos \Phi = \frac{1}{2} \text{Sp} \hat{M}. \quad (2)$$

Условием устойчивости является вещественность фазы Φ . Оно, очевидно, имеет вид

$$-1 \leq \frac{1}{2} \text{Sp} \hat{M} \leq 1, \quad (3)$$

где знаки равенства определяют границы области устойчивости.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для получения обзримых аналитических результатов мы будем рассматривать системы с двумя степенями свободы. Распределение точек пересечения сечения Пуанкаре задается системой двух уравнений:

$$\bar{x}^{t+1} = T \bar{x}^t, \quad (4)$$

или
$$x_i^{t+1} = \left\{ \alpha_{ij} x_j^t \right\} \quad i, j = 1, 2, \dots \quad (5)$$

(скобки $\{ \dots \}$ означают дробную часть).

Мы ограничимся стандартными отображениями

$$T_1 \equiv (\alpha_1)_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & K_1 \\ 1 & 1 + K_1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Условие сохранения фазового объема имеет вид

$$\det \alpha_{ij} = 1. \quad (7)$$

Напомним, что условие устойчивости при стандартном отображении есть

$$-4 \leq K_1 \leq 0. \quad (8)$$

ТРЕХШАГОВОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ

Исследуем периодическое отображение T_τ (τ - период), состоящее из трех шагов. При этом для наглядности полученных результатов областей устойчивости на плоскости рассмотрим вариант, когда два шага совпадают, т.е.

$$T_\tau = T_1 \cdot T_1 \cdot T_2. \quad (9)$$

Следуя схеме вычисления $\text{Sp } \hat{M}$, подробно описанной в работе [1], мы получим для варианта (9) условия устойчивости:

$$-1 \leq \frac{K_2}{2} (K_1 + 3)(K_1 + 1) + K_1^2 + 3K_1 + 1 \leq 1. \quad (10)$$

Области устойчивости в плоскости (K_2, K_1) показаны на рис.1 (заштрихованы).

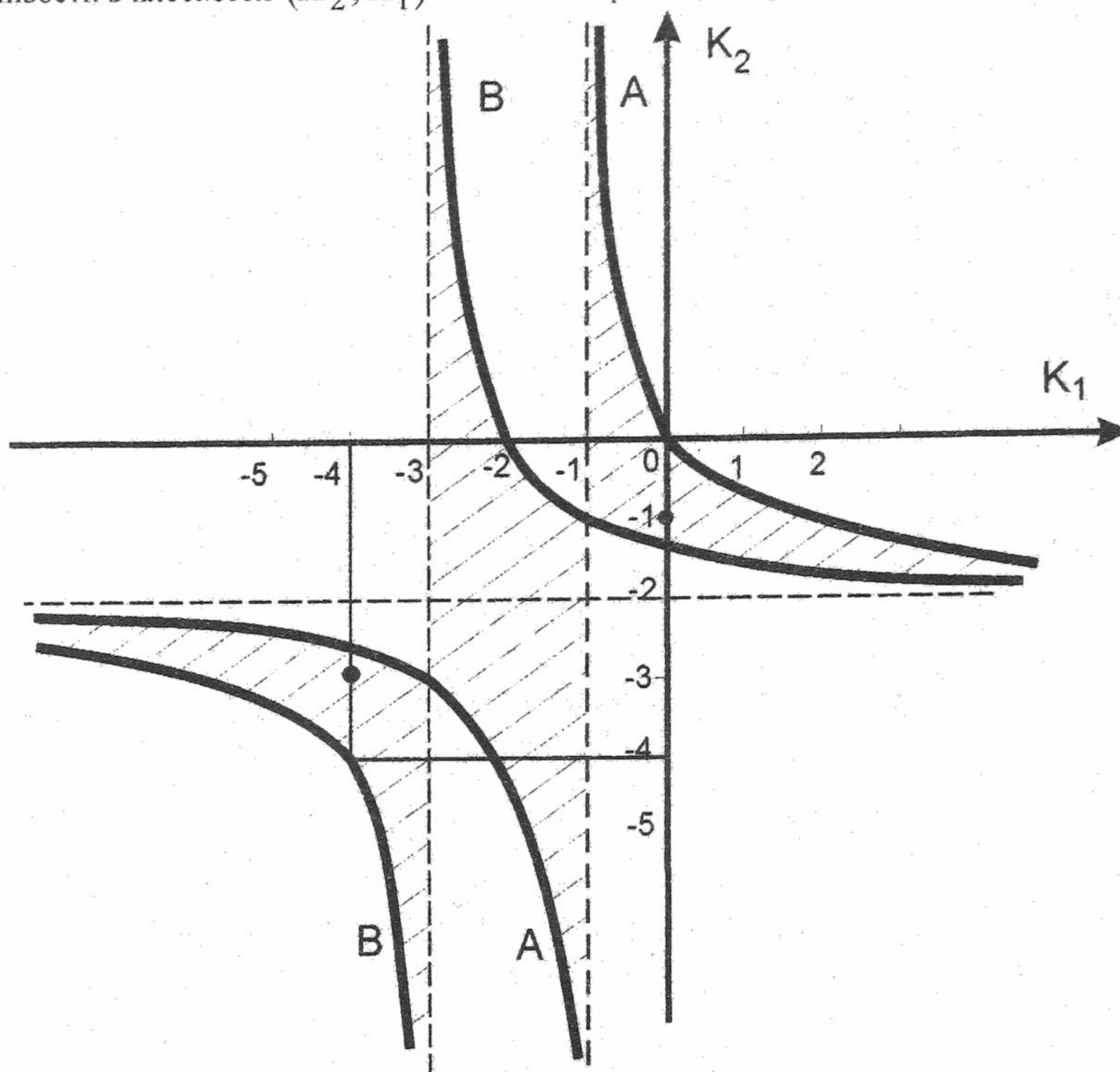


Рис.1 Области устойчивости (заштрихованы).

Граничные кривые областей устойчивости, соответствующие знакам равенства в (10) задаются уравнениями:

Кривые А
$$K_2 = -2 + \frac{2}{K_1 + 1}. \quad (11)$$

Кривые В
$$K_2 = -2 + \frac{2}{K_1 + 3}. \quad (12)$$

Кроме того, границами является горизонтальная прямая $K_2 = -2$ и две вертикальные прямые $K_1 = -1$ и $K_1 = -3$. Отметим, что полученные результаты не зависят от порядка шагов в (9).

Из рис.1 видно, что две точки, а именно, $(-3, -4)$ и $(-1, 0)$, лежащие на границе квадрата устойчивости (8) двух неперiodических отображений становятся устойчивыми при периодическом отображении с теми же шагами T_1 и T_2 . Кроме того, две другие точки, а именно $(-3, -5)$ и $(-1, 1)$, выходящие за квадрат устойчивости неперiodического отображения, попадают на границы областей устойчивости периодического трехшагового отображения.

Интересным, по нашему мнению, является распад при трехшаговой периодичности области устойчивости (8) на три области устойчивости. (Напомним, что при двухшаговой периодичности таких областей было две). Интересными, видимо, являются и точки пересечения границ областей устойчивости на рисунке – точки $(-3, -3)$ и $(-1, -1)$. Исследования при малых возмущениях K_1 в T_1 ($l=1, 2$) в окрестности этих точек показывают, что если возмущенные значения попадают в область устойчивости, то действительно при этом добавки в правой части (2) уменьшают по модулю ее значение, т.е. превращают равенства в (3) в неравенства.

ЧЕТЫРЕХШАГОВАЯ ПЕРИОДИЧНОСТЬ

Для получения наглядных аналитических результатов (на плоскости) рассмотрим четырехшаговую периодичность, преобразование на периоде, в котором T_τ состоит из трех стандартных преобразований T_1 с одним $K(K_1)$, и одного T_2 с другим $K(K_2)$:

$$T_\tau = T_1 \cdot T_1 \cdot T_1 \cdot T_2 \quad (13)$$

Вычисления, аналогичные проведенным в предыдущем разделе, приводят к областям устойчивости, заштрихованным на рис.2.

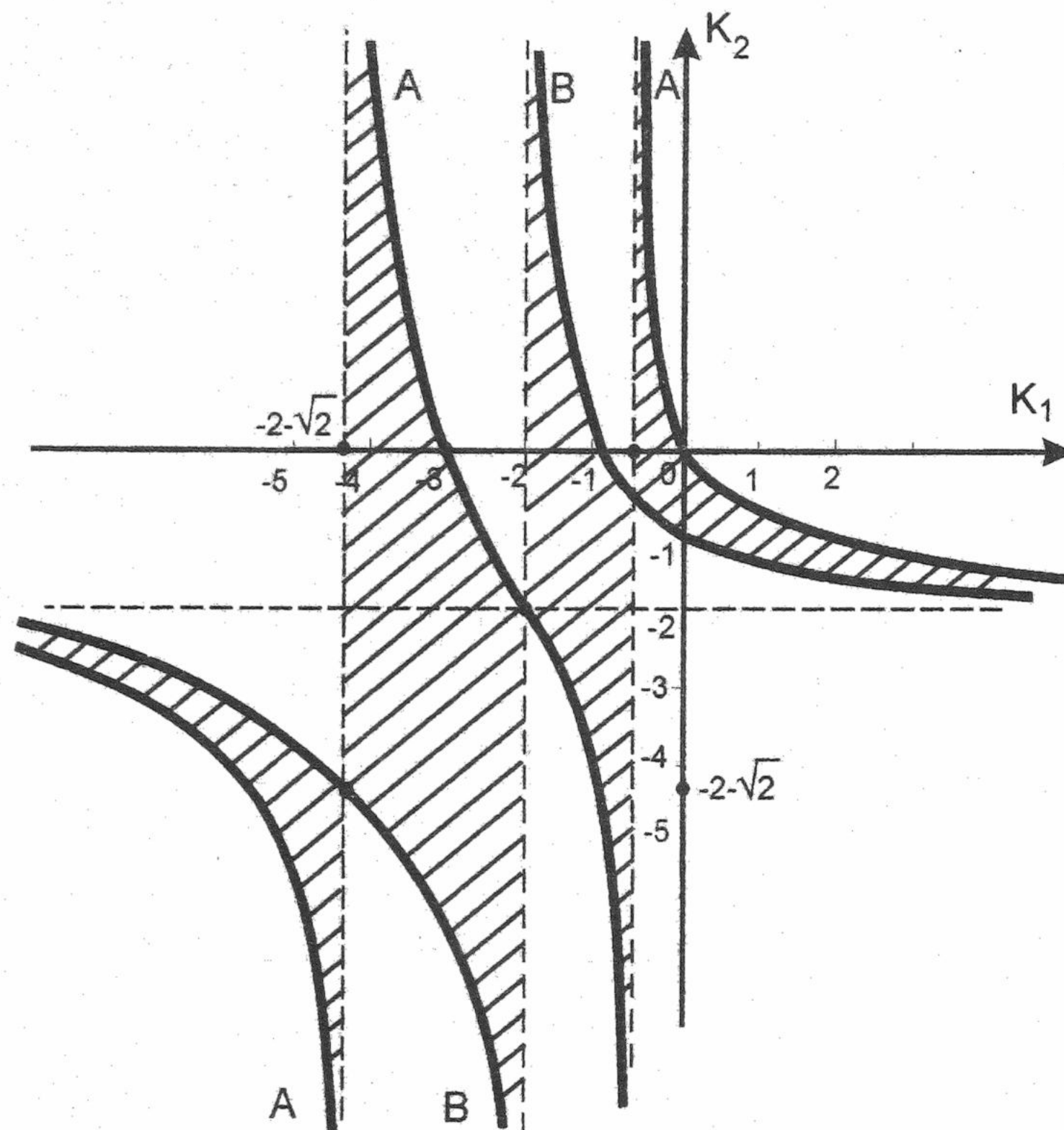


Рис.2. Области устойчивости (заштрихованы)

Граничные линии имеют вид:

Кривые А
$$K_2 = -2 \cdot \frac{K_1(K_1 + 3)}{(K_1 + 2 + \sqrt{2})(K_1 + 2 - \sqrt{2})} \quad (14)$$

Кривые В
$$K_2 = -2 \cdot \frac{K_1 + 1}{K_1 + 2} \quad (15)$$

Периодичность, как и в предыдущем случае, приводит к появлению новых устойчивых и граничных точек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демуцкий В.П. Вісник Харківського Національного університету – 2000, №490, вип.3, с.87-89.
2. Мышкис А.Д. Математика. Специальные курсы. – М., Наука. 1971, 632 с.

INFLUENCE OF PERIODICITY OF THE MAP ON STABILITY OF DYNAMICAL CHAOS

V.P. Demutskii

Department of Physics and Technology, Kharkov National University, 31 Kurchatov ave., 61108
Kharkov, Ukraine

Theoretical investigation of the influence of periodical standard map on stability of dynamical chaos was fulfilled. It had been shown that the new points of stability have arisen.

KEY WORDS: chaos, standard map, stability.

УДК 621.317:541.13

**ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОДНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТНЫХ СИСТЕМ.
II. ЧАСТОТА 35.5 ГГц****А.А. Ашеко, В.Г. Гордиенко, А.К. Стрельцина, Е.А. Шарков***

Харьковский национальный университет, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4,

* Институт космических исследований РАН, 117810, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32

Поступила в редакцию 21 сентября 2000 г.

Исследованы температурная и концентрационная зависимости комплексной диэлектрической проницаемости воды и водных моно- и полиэлектролитных систем. Измерения выполнены с помощью разработанного экспериментального стенда отражательного типа на частоте 35.5 ГГц в интервале температур 271-353 К. Систематические ошибки в определении действительной ϵ' и ϵ'' мнимой составляющих КДП не превышают 0.5% и 0.8% соответственно. Обнаружено релаксационное поглощение микроволнового излучения на исследованной частоте. Рассчитанные с помощью полученных данных о ϵ' и ϵ'' радиояркие контрасты дистиллированной воды и электролитных систем составляют от 0.02 К до 0.22 К при изменении концентрации на 1‰.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: диэлектрическая спектроскопия, комплексная диэлектрическая проницаемость, вода, электролит

Развитие теории и практики СВЧ радиометрического зондирования окружающей среды продемонстрировало возможность и перспективность определения по измеренным характеристикам уходящего радиотеплового излучения таких важных метеорологических параметров как влагозапас атмосферы, влагозапас облаков и средняя интенсивность осадков [1,2]. Наиболее перспективно определение указанных параметров при радиотеплолокационных измерениях над акваториями. Это объясняется однородностью водной поверхности (по сравнению с поверхностью суши) и сравнительно низким коэффициентом ее излучения.

В то же время достаточная прозрачность микроволнового диапазона позволяет определять параметры подстилающей поверхности. В случае зондирования над акваториями можно получить информацию о температуре и солености поверхностного водного слоя, скорости приводного ветра, от которых зависят геометрия поверхности и доля ее покрытия пенными образованиями. Дальнейшее развитие спутниковых микроволновых измерений вызывает необходимость постановки и решения ряда многопараметрических обратных задач. Фундаментальной основой решения этих задач является релаксационная модель морской воды [3].

Разработка релаксационной модели жидких электролитов типа морской воды требует проведения систематических экспериментальных исследований диэлектрических свойств указанных объектов в широком диапазоне длин волн, температур и соленостей. Предлагаемая работа является продолжением выполняемых авторами последовательных экспериментальных исследований диэлектрических свойств моно- и полиэлектролитных водных систем (аналогов широко распространенных природных жидких объектов).

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Блок-схема разработанного экспериментального стенда отражательного типа для измерения КДП сильнопоглощающих жидкостей ($\text{tg}\delta \sim 1$) представлена на рис.1. Стенд позволяет проводить измерения КДП в диапазоне частот 35...38 ГГц. Метод основан на исследовании вариации значений коэффициента отражения СВЧ-мощности от поверхности жидкости и подвижного поршня при изменении толщины слоя жидкости между ее отражающей поверхностью и поршнем [4]. На рис. 2 изображена зависимость отраженной мощности от толщины слоя жидкости.

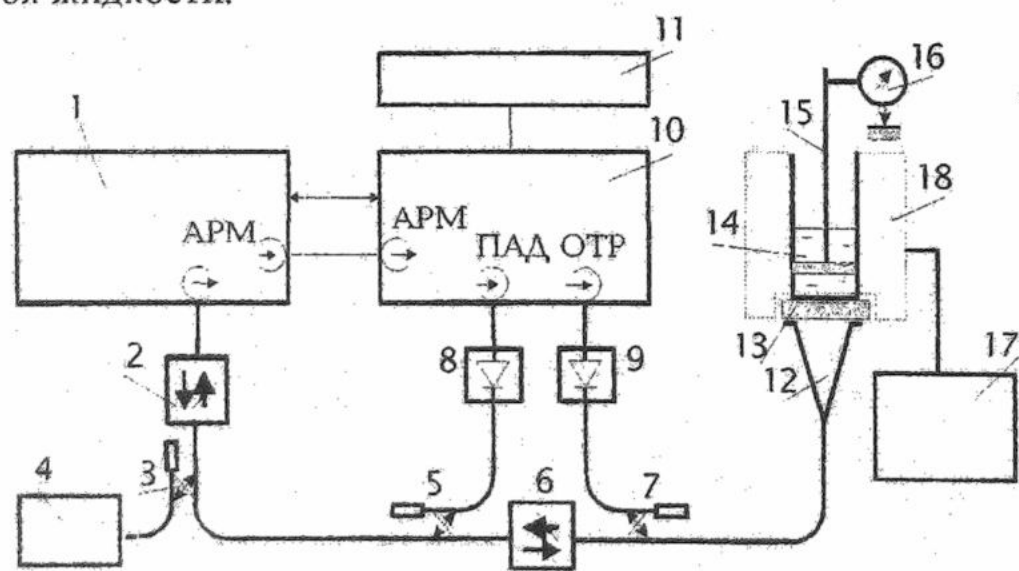


Рис.1. Блок-схема экспериментального стенда

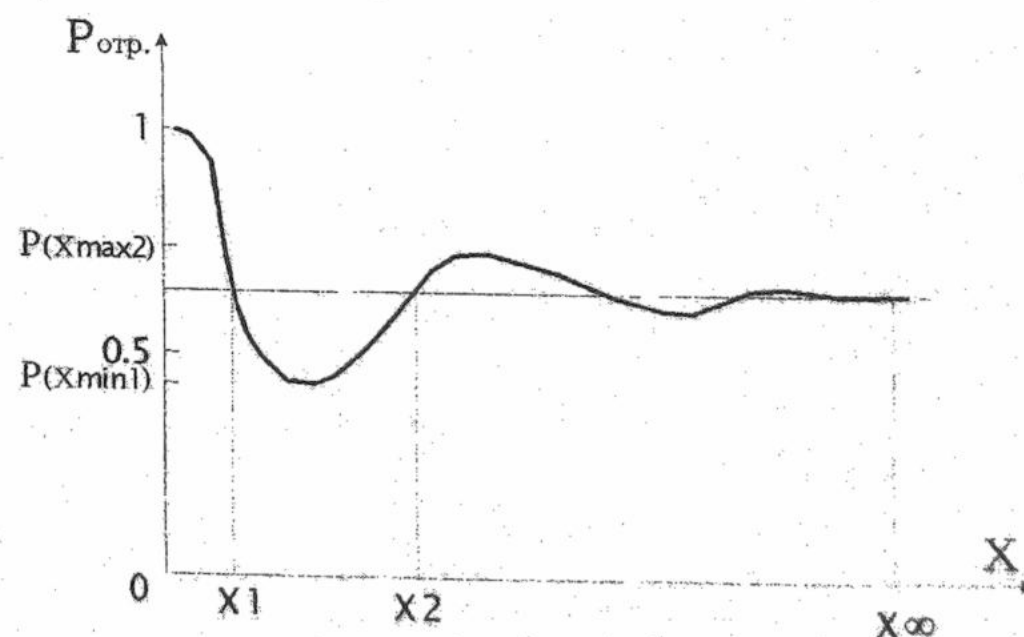


Рис.2 Зависимость отраженной мощности от толщины слоя жидкости

В качестве генератора /1/ и приемного устройства /10/ в экспериментальном стенде использован измеритель КСВН панорамный Р2-65. Структурная схема КСВН построена на принципе отдельного выделения и детектирования падающего на исследуемый объект и отраженного СВЧ-сигналов. Напряжение, пропорциональное квадрату измеряемого коэффициента отражения, с индикатора КСВН /10/ снимается цифровым вольтметром /11/ В7-34А. Частота электромагнитных колебаний контролируется с помощью электронносчетного частотомера ЧЗ-54 /4/ с блоком преобразователем частоты ЯЗЧ-87. В схеме также используется преобразователь частоты Ч5-13.

Измерительная ячейка /14/ представляет собой секцию круглого волновода в термостатирующей рубашке /18/ с деталями крепления механизма перемещения поршня /15/ и измерителя длины /16/. Внутренний диаметр волновода выбран так, чтобы в отсутствие диэлектрика в нем могла распространяться волна типа H_{01} . С одной стороны измерительная ячейка ограничена полуволновой диэлектрической втулкой /13/, с другой – подвижным отражательным поршнем /15/. Подвижный поршень бесконтактного типа позволяет варьировать толщину слоя исследуемой жидкости. Перемещение поршня контролируется измерителем длины /16/.

Рабочая частота
35.5 ГГц

Диаметр ячейки
14 мм

Длина ячейки
25 мм

Характерной особенностью волны H_{01} является то, что все линии электрического поля замкнуты и представляют собой окружности. Кольцевое электрическое поле имеет вихревое происхождение и вызывается переменным магнитным полем, идущим вдоль оси волновода. Поверхностные токи по стенкам также являются кольцевыми и не имеют продольной составляющей. Указанное обстоятельство дает возможность осуществлять бесконтактное перемещение поршня, удовлетворяется условие малых потерь при отражении, сохранение их постоянного значения при перемещении поршня вдоль оси.

Возможность бесконтактного соединения волноводных секций позволила использовать механическое закрепление диэлектрической втулки. В качестве материала втулки выбран фторопласт. Фторопласт имеет малые диэлектрические потери, химически инертен по отношению к исследуемым жидкостям, его пластичность позволяет осуществить герметичность соединительного узла. Толщина втулки равна половине длины волны в данном материале, что практически исключает влияние втулки на коэффициент отражения от нижнего слоя жидкости.

Разделение круглого волновода измерительной ячейки и трансформатора типов волн плоскопараллельной диэлектрической пластиной служит одновременно фильтром для других типов волн. Продольные поверхностные токи в месте крепления пластины разрываются, в то время как кольцевые токи H_{01} -волны остаются невозмущенными.

Трансформатор типов волн /12/, преобразующий волну основного типа прямоугольного волновода H_{10} в волну H_{01} круглого волновода, представляет собой волновод с плавно изменяющейся конфигурацией сечения и типом возбуждаемой волны. Для полосы частот 35.2...35.8 ГГц суммарные потери (омические потери и потери на преобразование в паразитные волны) в данном трансформаторе не выше 0.2 дБ, КСВН не превышает 1.1.

СВЧ-сигнал от генератора (рис.1) через ферритовые вентили, направленные ответвители падающей и отраженной волны, трансформатор типов волн поступает в измерительную ячейку. При «нулевом» слое жидкости, когда поршень находится в исходном положении (лежит на диэлектрической втулке), с помощью калибровки добиваемся равенства мощности отраженной волны от поршня и мощности падающей волны. Влияние фторопластовой втулки на измеряемый коэффициент отражения, как выше отмечено, в пределах ошибок опыта пренебрежимо мало, поэтому в дальнейшем будем рассматривать отражение от поршня и нижней границы жидкости.

Перемещая поршень, выставляем толщину слоя жидкости, соответствующую «бесконечному слою» и отмечаем показания приемника. Плавное перемещение поршня вниз (уменьшая толщину слоя жидкости), снимаем показания приемника, соответствующие максимальному и минимальному уровню принимаемого отраженного сигнала. Также отмечаем показания измерителя длины в точках, в которых мощность отраженного сигнала равна мощности отраженной при «бесконечном слое» жидкости. С помощью полученных данных и соотношений (1)-(3) рассчитываем значения постоянной затухания α и фазовой постоянной β :

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_{жс}} \ln \frac{1 - \sqrt{A_{\infty} \cdot A_{\lambda_{жс}/2}}}{\sqrt{A_{\lambda_{жс}/2}} - \sqrt{A_{\infty}}} \quad , \quad (1)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{жс}} \quad , \quad (2)$$

$$1 + A_{\infty} + 2VA_{\infty}^{1/2} e^{2\alpha x} \cos 2\beta x = 0 \quad , \quad (3)$$

где A – показания приемника, $\lambda_{жс}$ – длина волны в жидкости, $V = e^{2\gamma x} + A_{\infty}^{1/2}$, γ – постоянное распространения.

По данным о значениях α и β величины действительной ϵ' и мнимой ϵ'' составляющих комплексной диэлектрической проницаемости рассчитываются по формулам (4),(5):

$$\epsilon' = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_0}{2\pi} \right)^2 \cdot (\beta^2 - \alpha^2) , \quad (4)$$

$$\epsilon'' = 2 \left(\frac{\lambda_0}{2\pi} \right)^2 \cdot (\beta \cdot \alpha) , \quad (5)$$

где λ_0 - длина волны в свободном пространстве, $\lambda_{кр}$ - критическая длина волны измерительной камеры.

Выполненный в [4] анализ возможных погрешностей показал, что относительные систематические ошибки измерений комплексной диэлектрической проницаемости сильнопоглощающих жидких систем не превышают для ϵ' - 0.5% и 0.8% для ϵ'' .

С помощью созданного экспериментального стенда исследованы температурная зависимость действительной ϵ' и мнимой ϵ'' составляющих комплексной диэлектрической проницаемости дистиллированной воды и водных растворов с концентрациями :

NaCl - 2, 5, 12, 18, 36, 50; 70, 100, 140, 180, 200; ‰;

MgCl₂ - 7.23, 18.97, 40.21, 62.78, 68.85, 121.8 ‰;

MgSO₄ - 10, 20, 40, 60, 80, 100 ‰;

CaSO₄ - 1 ‰;

а также растворов:

вода - NaCl(30 ‰)-MgSO₄(5 ‰);

вода - NaCl(30 ‰)-MgSO₄(5 ‰)- MgCl₂(10 ‰);

вода - NaCl(30 ‰)-MgSO₄(5 ‰)-CaSO₄(1 ‰)-MgCl₂(10 ‰).

Измерения выполнены на частоте 35.5 ГГц в интервале температур 271...353 К.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные значения ϵ' и ϵ'' исследованных жидких электролитных систем как функции температуры приведены в таблицах 1-5. Случайная ошибка в цикле измерений не превышает 0.5% для ϵ' и 0.7% для ϵ'' при доверительной вероятности 0.95.

Как и для исследований на частоте 9.5 ГГц [5] комплексная диэлектрическая проницаемость обнаруживает резко выраженную температурную зависимость. Значения $\epsilon'=\epsilon'(T)$ и $\epsilon''=\epsilon''(T)$ либо стремятся к максимуму, либо проходят через него. Отмеченная зависимость свидетельствует о релаксационной природе наблюдаемого взаимодействия микроволнового излучения с жидкими электролитными системами [6]. Отметим, что введение поправки на составляющую ионной проводимости характер температурной зависимости не изменяет. Для выполнения расчета релаксационных параметров исследуемых объектов необходимо располагать данными о диэлектрических свойствах в более широком диапазоне частот. Получение этих данных является предметом наших дальнейших исследований.

Полученные данные о значениях ϵ' и ϵ'' как функции солёности (см. табл. 1-5) свидетельствуют о зависимости действительной и мнимой составляющих КДП от солёности. С ростом температуры характер зависимости для всех объектов становится более выраженным.

Таблица 1

Значение ϵ' для системы вода-NaCl

$\frac{T}{K} \backslash \frac{S}{\text{‰}}$	0	2	5	12	18	36	50	70	100	140	178. .24	200
271	-	-	-	-	-	10.7	11.1	11.3	11.7	12.1	12.3	12.4
273	-	-	-	11.1	10.6	-	-	-	-	-	-	-
275	11.4	11.2	11.3	-	-	-	-	-	-	-	-	-
283	14.3	14.3	14.5	14.5	14.4	14.4	15.1	15.1	15.3	15.1	15.4	14.9
293	19.0	19.0	19.1	18.8	18.7	18.8	19.1	18.9	18.5	18.2	17.7	16.9
303	23.8	23.5	23.4	23.4	23.5	22.8	23.1	22.4	21.8	21.0	20.4	19.0
313	29.7	27.0	27.3	27.9	28.4	27.1	27.4	26.2	24.9	23.7	22.2	21.4
323	34.9	30.4	30.9	32.3	31.9	30.7	28.8	28.6	28.0	25.4	23.8	22.9
333	39.5	36.8	35.7	36.9	34.7	35.0	33.8	30.2	29.7	26.3	24.9	24.6
343	43.4	39.6	39.2	40.1	38.6	37.2	36.6	-	31.3	28.1	25.7	25.3
353	45.5	44.3	-	-	40.3	38.7	37.2	34.5	32.3	28.7	26.1	24.6

Таблица 2

		Значение ϵ'' для системы вода-NaCl											
S°/∞	Г К	0	2	5	12	18	36	50	70	100	140	178. .24	200
	271	-	-	-	-	-	17.9	18.0	18.3	18.4	17.9	17.4	17.1
	273	-	-	-	18.6	18.0	-	-	-	-	-	-	-
	275	18.9	19.1	19.3	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	283	22.9	22.7	23.0	23.0	22.8	23.7	23.2	23.2	23.6	22.7	21.9	21.3
	293	27.1	27.1	27.3	26.9	26.6	26.8	27.2	27.0	26.4	25.5	24.9	23.9
	303	29,5	29,3	29,0	29,8	29,1	29,1	29,4	28,6	28,6	27,6	26,9	26,4
	313	31,2	29,9	30,8	30,8	30,4	30,3	30,5	29,9	29,6	28,8	28,4	28,0
	323	31.0	32.0	31.8	30.4	29.5	29.8	28.3	29.9	30.2	29.6	29.0	29.1
	333	29.5	31.0	31.7	29.4	29.3	29.3	29.6	29.3	29.8	30.0	30.4	31.2
	343	27.4	30.1	28.0	27.3	27.2	28.1	29.0	-	29.6	30.8	31.1	32.0
	353	24.8	23.8	-	-	25.1	26.4	27.0	28.0	29.5	30.8	32.2	32.6

Таблица 3

Значение ϵ' и ϵ'' для системы вода-MgCl ₂												
S°/∞	10	20	40	60	80	100	10	20	40	60	80	100
Г К	ϵ'						ϵ''					
271	-	-	9.9	10.0	10.1	10.2	-	-	16.1	15.9	15.6	14.9
275	11.1	10.9	-	-	-	-	18.9	18.3	-	-	-	-
283	13.9	13.8	13.4	13.2	13.1	12.8	22.1	21.9	20.7	20.6	19.9	18.9
293	18.2	18.1	17.2	16.6	16.1	15.6	25.9	25.8	24.7	23.9	23.3	22.1
303	22.7	22.8	21.6	20.4	19.7	18.6	28.9	28.5	27.6	26.9	25.8	24.8
313	27.9	27.2	25.5	24.1	22.8	21.4	30.0	29.8	29.2	28.2	27.4	26.7
323	31.9	31.8	29.6	27.7	25.5	24.5	29.9	29.5	29.2	28.5	27.8	27.3
333	35.8	35.7	32.8	30.2	28.3	25.9	28.1	29.1	28.8	28.6	27.8	27.4
343	38.8	-	34.9	32.6	30.0	27.4	26.2	-	27.6	27.5	27.7	26.9
353	41.7	39.6	36.4	33.8	30.8	28.0	24.1	24.5	25.9	26.5	26.9	27.3

Таблица 4

Значение ϵ' и ϵ'' для системы вода-MgSO ₄												
S°/∞	10	20	40	60	77.54	100	10	20	40	60	77.54	100
Г К	ϵ'						ϵ''					
271	11.3	-	9.3	9.9	10.0	9.9	18.6	-	14.9	15.7	15.1	14.2
275	-	10.9	-	-	-	-	-	18.4	-	-	-	-
283	14.2	13.9	13.9	13.3	12.9	12.6	22.5	22.2	21.5	20.7	19.4	18.7
293	18.4	18.2	18.0	16.7	16.5	15.7	26.3	26.0	25.5	24.1	23.4	21.8
303	22.6	22.7	22.2	21.1	20.3	19.2	28.9	28.4	27.9	26.6	25.7	24.4
313	27.2	27.2	27.1	25.5	23.9	23.6	31.2	29.4	29.3	28.2	27.1	26.4
323	32.7	29.4	31.3	30.2	27.7	27.3	28.8	30.5	29.4	28.5	27.3	26.9
333	37.8	36.2	34.8	33.7	31.5	-	29.8	28.5	28.6	28.0	27.2	-
343	40.9	-	37.9	-	-	-	26.6	-	26.5	-	-	-
353	43.0	40.7	38.7	37.2	35.6	34.5	24.5	24.0	24.1	24.1	24.7	24.5

Выполненный с помощью полученных данных о ϵ' и ϵ'' расчет радиоярких контрастов дистиллированной воды и исследованных электролитных систем показал, что для системы вода-NaCl на частоте 35.5 ГГц при соленостях от 0 до 50‰ радиояркий контраст в интервале температур 293...303 К составляет 0.02...0.2 К при изменении солености на 1‰. Для системы вода-MgCl₂ при соленостях 0...40‰ - 0.09...0.2 К на 1‰. Для системы вода MgSO₄ при тех же соленостях 0.07...0.22 К на 1‰.

Таблица 5

Значение ε' и ε'' для водных полиэлектролитных систем

Т К	NaCl – 30% MgSO ₄ – 5%		NaCl – 30% MgSO ₄ – 5% MgCl ₂ – 10%		NaCl – 30% MgSO ₄ – 5% MgCl ₂ – 10% CaSO ₄ – 1%		CaSO ₄ – 1%	
	ε'	ε''	ε'	ε''	ε'	ε''	ε'	ε''
271	10.4	17.4	10.4	16.9	10.5	17.1	-	-
274	-	-	-	-	-	-	11.1	18.5
283	14.2	22.6	13.9	22.0	14.2	21.9	14.2	22.6
293	18.4	26.2	17.9	25.6	17.9	25.6	18.8	26.8
303	22.1	28.6	21.8	27.9	21.7	27.7	23.4	29.1
313	27.0	29.6	26.0	30.0	26.1	29.8	28.5	30.7
323	31.2	29.8	30.3	29.4	29.3	30.3	33.1	31.1
333	33.8	29.0	33.4	28.8	31.9	29.5	36.8	29.3
343	37.5	27.7	35.9	27.9	33.9	28.8	39.6	28.7
353	38.7	26.1	37.2	26.3	35.4	27.5	42.4	26.0

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Степаненко В.Д., Шукин Г.Г., Бодылев И.П., Матросов С.Ю. Радиотеплолокация в метеорологии. – Л: Гидрометеиздат, 1987. – 350 с.
2. Дистанционное зондирование в метеорологии, океанографии и гидрологии./ Под ред. А.П. Крэннела. – М: Иностр. лит., 1989. – 400 с.
3. Башаринов А.Е., Гуревич А.С., Егоров С.Т. Радиоизлучение Земли как планеты. -М.: Наука, 1974. - 188 с.
4. Ашеко А.А., Гордиенко В.Г., Мороз В.В. Отражательный метод исследований диэлектрических свойств жидкостей в миллиметровом диапазоне длин волн. Вестник ХНУ, Серия физическая «Ядра, частицы, поля», № 443, вып. 2(6), 2000, с. 59-64.
5. Ашеко А.А., Гордиенко В.Г., Шарков Е.А. Диэлектрические свойства водных электролитных систем в сантиметровом диапазоне. Вестник ХНУ, Серия физическая «Ядра, частицы, поля», № 490, вып. 3(11), 2000, с. 90-96.
6. Фрелих Г. Теория диэлектриков. –М.: Иностр. лит., 1960, 240 с.

DIELECTRIC PROPERTIES OF WATER ELECTROLYTE SYSTEMS IN CENTIMETER BAND

A.A. Asheko, V.G. Gordienko, A.K. Strel'tsina, E.A.Sharkov*

Kharkov National University, 61077, Kharkov, Svoboda square, 4

*Space research institute RAN, 11781, Moscow, Profsoyuznaya str. 84/32

The temperature and concentration dependences of complex permittivity of water and water mono- and polyelectrolytes systems. The measurements were made using original reflective-type experimental bench with the frequency of 35.5 Hz in the temperature range from 271 to 353 K. The systematic [constant, fixed] errors in determination of real and imaginary component of complex permittivity do not excess 0.5% and 0.8%, respectively. The relaxation absorption of microwave radiation on the studied frequency was found. The radioemission differences of distilled water and electrolyte systems calculated by means of data obtained for ε' and ε'' with 1‰ change of concentration are in the range from 0.02K to 0.22K.

KEY WORDS: dielectric spectroscopy, complex dielectric permittivity, water, electrolyte

ФОРМУВАННЯ ПЕРЕХІДНОГО ШАРУ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ПОТОКІВ МЕТАЛЕВОЇ ПЛАЗМИ З ДІЕЛЕКТРИКАМИ

М.М. Пеліхатий¹, М.В. Бєлан², В.П. Колісник², В.В. Колісник²,
М.І. Коваленко³, Ю.В. Дубровін³, А.К. Гнап³

1. Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Україна, 61077, м. Харків, майд. Свободи, 4.

2. Харківський аерокосмічний університет "ХАІ", Україна, 61070, м. Харків, вул. Чкалова, 17.

3. Харківський державний аграрний університет ім. В.В. Докучаєва,
Україна, 61483, м. Харків, п/в Комуніст - 1.

Надійшла в редакцію 9 жовтня 2000р.

Проведені експериментальні дослідження взаємодії потоків металевої плазми із широким класом діелектричних матеріалів і розроблена технологія процесу формування перехідного шару із заданими фізико-хімічними властивостями, які забезпечують високі адгезійні характеристики покриттів, що наносяться.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: перехідний прошарок, розподіл атомів, покриття, інфрачервона спектроскопія, електроннограма.

Застосування сучасних методів нанесення покриттів (гальванічного, термічного осадження у вакуумі та інших) не забезпечує адгезії на рівні міцності матеріалів що з'єднуються. Тому виникає завдання розробки для цього нових засобів.

Нанесення покриттів на діелектричні матеріали осадженням з імпульсної плазми, яка містить іони металу, супроводжується рядом фізико-хімічних процесів, які протікають в області плазми - приповерхневий прошарок плазми - поверхня (перехідний прошарок) - підкладка. Ці процеси визначають властивості системи підкладка-покриття. Для відпрацювання процесів металізації діелектричних матеріалів за допомогою імпульсного плазменого прискорювача (ІПП) необхідно одержати експериментальні і теоретичні дані про явища, які дають основний внесок у забезпечення необхідних властивостей виробів. У літературі практично відсутні дані про зміни у приповерхневих шарах діелектричних матеріалів при осадженні покриттів з імпульсних потоків плазми при низьких інтегральних температурах підкладки.

Тепловий режим при нанесенні покриттів стаціонарними системами досліджувався багатьма авторами. Відомі математичні моделі зміни температури підкладки в залежності від різноманітних параметрів процесу [1,2]. В більшості цих робіт не враховується залежність теплофізичних характеристик матеріалу покриття від температури, а граничні умови не відображають дійсних умов теплообміну у вакуумі. У математичних моделях, які аналізують вплив імпульсного теплового потоку на зміну температури твердого тіла друга межа в області взаємодії знаходиться або при постійній температурі, або має необмежену теплоємність. У дійсності на цій межі відбувається теплообмін випромінюванням і частково конвективно, за рахунок теплопровідності. Це особливо характерно для процесу нанесення покриттів за допомогою ІПП на діелектричні матеріали.

При визначенні параметрів процесу нанесення покриттів на діелектричні матеріали за допомогою ІПП необхідно мати дані про теплофізичні явища в підкладці.

Метою цієї роботи було дослідження фізико-хімічних процесів формування покриттів на діелектричних матеріалах, які утворюються за допомогою прискорювача заряджених частинок.

СТРУКТУРА І СКЛАД ПЕРЕХІДНОГО ПРОШАРКУ, ЩО УТВОРЮЄТЬСЯ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ТЕРМОПЛАСТИЧНИХ ПОЛІМЕРІВ ІЗ ПОТОКАМИ ПЛАЗМИ

ІК (інфрачервоні) спектроскопічні дослідження фторопластової плівки Ф-4МБ показали, що ІК - спектри небомбардованої плівки характеризуються сукупністю смуг поглинання, типових для валентних коливань зв'язків С - F (1125 см^{-1}), С - С (715 см^{-1}), а також груп CF₂ - CF₃, CF - CF₃ (745 см^{-1}) і - CF₃ (705 см^{-1}).

Після бомбардування потоком металевої плазми ІК-спектри плівок відрізняються від аналогічних до бомбардування збільшенням інтенсивності смуг поглинання, характерних для валентних коливань осколків полімерних ланцюгів. Спостерігається зсув деяких смуг поглинання в низькочастотну область (наприклад, $1125 - 1120\text{ см}^{-1}$). Ці ефекти посилюються при збільшенні енергії розряду.

Експериментальні дані можуть бути інтерпретовані як результат руйнації зв'язків полімерних ланцюгів потоком плазми й утворення нових зв'язків з іонами металу.

Обробка поверхні поліетилентетрафталата потоком імпульсної металевої плазми не призводить до зсуву частот смуг поглинання, обумовлених наявністю груп С=О (1720 см^{-1}) і С-О ($1200 - 1150\text{ см}^{-1}$). Збільшення енергії, вкладеної в імпульс до значень за 200 Дж, зменшує інтенсивність смуг поглинання. Спад інтенсивності смуги поглинання без зсуву її частоти можна пояснити структурованням, тобто утворенням поперечних зв'язків полімерних ланцюгів у приповерхневому шарі зразка, бомбардованого потоком плазми. Це призводить до

підвищення міцності і росту модуля пружності перехідного прошарку, що утворюється в результаті бомбардування.

У інфрачервоних спектрах небомбардованого полііміда спостерігаються характерні для імідного циклу смуги поглинання, що відповідають коливанням зв'язків C-N і C=O в циклі (1380 і 1780 см^{-1}), а також смуги, викликані коливанням метиленових груп – CH_2 , C=C фенільних ядер (1575 см^{-1}). Бомбардування поверхні поліімідів потоком імпульсної металевої плазми зменшує інтенсивність смуг поглинання при збільшенні енергії, вкладеної в імпульс за 200 Дж . Зсув смуг поглинання характеристичних частот не відбувається, нові смуги поглинання в спектрі бомбардованого полііміда не спостерігаються. Отримані результати можуть бути пояснені виходячи з високих миттєвих температур в імпульсі, які істотно перевищують інтегральну температуру підкладки. Відбувається розпад і рекомбінація імідних циклів з утворенням ланцюгових зв'язків (рис. 1).

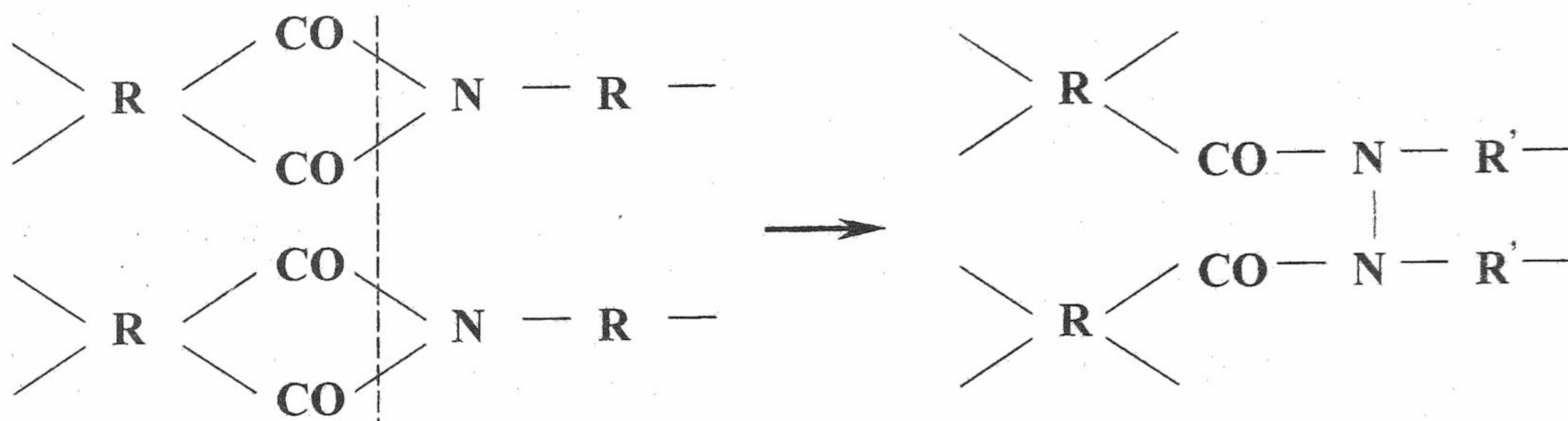


Рис. 1. Схема розпаду і рекомбінації імідних циклів при взаємодії плівки з потоком металевої плазми.
C- карбон, O-окисен, N-нітроген, $\text{R}=\text{H}(\text{CH}_2)_5$ -гідрогенно-метиленова група поліімідної плівки,
 R' - гідрогенно-метиленові групи, що формуються в плівці при взаємодії з металевою плазмою.

Можливість подібного структурування в поліімідах при високих температурах показана в роботах [3, 4].

Таким чином, при бомбардуванні поверхні полімерів потоком імпульсної плазми, яка містить іони металу, утворюється перехідний прошарок, що складається з осколків полімерних ланцюгів, іонів металу і залишкового газу. У перехідному прошарку утворюються ланцюгові зв'язки, що призводять до підвищення міцності і росту модуля пружності. Крім того, металеве покриття впливає на структуру не тільки поверхні полімеру, але і на прилягаючі шари, товщиною до 100 нм .

СТРУКТУРА І СКЛАД ПЕРЕХІДНОГО ПРОШАРКУ, ЩО ФОРМУЄТЬСЯ ПРИ ДІЇ ПРИСКОРЕНОГО ПОТОКУ НА КЕРАМІЧНІ МАТЕРІАЛИ

Склад перехідного прошарку, що утворюється на окислі SiO_2 при опрацюванні імпульсним потоком металевої плазми, досліджувався за допомогою електронної мікроскопії.

Електронна мікроскопія дозволяє одержати мікрофотографії, електроннограми “на просвіт” і мікродифракційні картини поверхневих прошарків дослідних зразків. Ці дані дають детальну інформацію про кристалічну будову та хімічний склад прошарків. Слід зауважити, що проходження електронів через зразок супроводжується поглинанням їх енергії і, як наслідок, призводить до нагрівання зразка та утворення радіаційних дефектів. Ці процеси значні в неметалевих матеріалах і стають критичними в органічних зразках [5]. Крім того, на поверхні діелектричних об'єктів накопичуються електричні заряди, які не дозволяють фокусувати електронний промінь. У зв'язку з труднощами виготовлення тонких зразків з окисних матеріалів типу SiO_2 , була розроблена методика приготування зразків, що полягала в наступному.

На поверхню монокристалів NaCl термічним напиленням наносились тонкі шари окису кремнію товщиною $\approx 100\text{ нм}$. Потім отримані об'єкти оброблялись потоком металевої плазми при енергії розряду $W = 64; 100; 200; 300; 400; 500\text{ Дж}$. Зразки встановлювалися у вакуумній камері на обертовий стіл, який був закритий екраном, що мав отвір співосний з пучком прискорювача. Кожен зразок оброблявся приблизно двома сотнями імпульсів. Число імпульсів підбиралось експериментальним шляхом за умови необхідної прозорості оброблених зразків для електронного променя.

Напилені металеві прошарки знімалися в травнику, що хімічно полірує. Тонкі шаруваті структури SiO_2 знімалися з поверхні монокристала повареної солі розчиненням тонкого поверхневого шару солі в дистильованій воді. Підготовлені до електронної мікроскопії об'єкти розміщувалися в камері електронного мікроскопа. Були одержані мікрофотографії, електроннограми і мікродифракційні картини від виділень інших фаз. Розшифрування дифракційних і мікродифракційних картин проводилось стандартними методами - [5].

При знятті тонких шаруватих структур з поверхні монокристалів повареної солі спостерігалось зкручування плівок, що свідчило про значні механічні напруження в металевому і перехідному шарах. Зняття металевого (мідного) шару з поверхні окису кремнію в травниках на основі азотної кислоти зменшувало зкручування досліджуваних плівкових структур. Це свідчило про те, що в перехідному прошарку утворюються нові фази, що мають структуру, яка відрізняється від структури основного матеріалу плівки.

На рис. 2 приведено електронно-мікроскопічний знімок тонкої плівки окису кремнію, обробленої імпульсним потоком плазми (іони, атоми міді та електрони). При енергіях в імпульсі 200Дж і більше у плівці окису кремнію спостерігаються виділення нової фази (темні плями).

Результати інтерпретації дифракційної картини виділень нової фази приведені в таблиці.

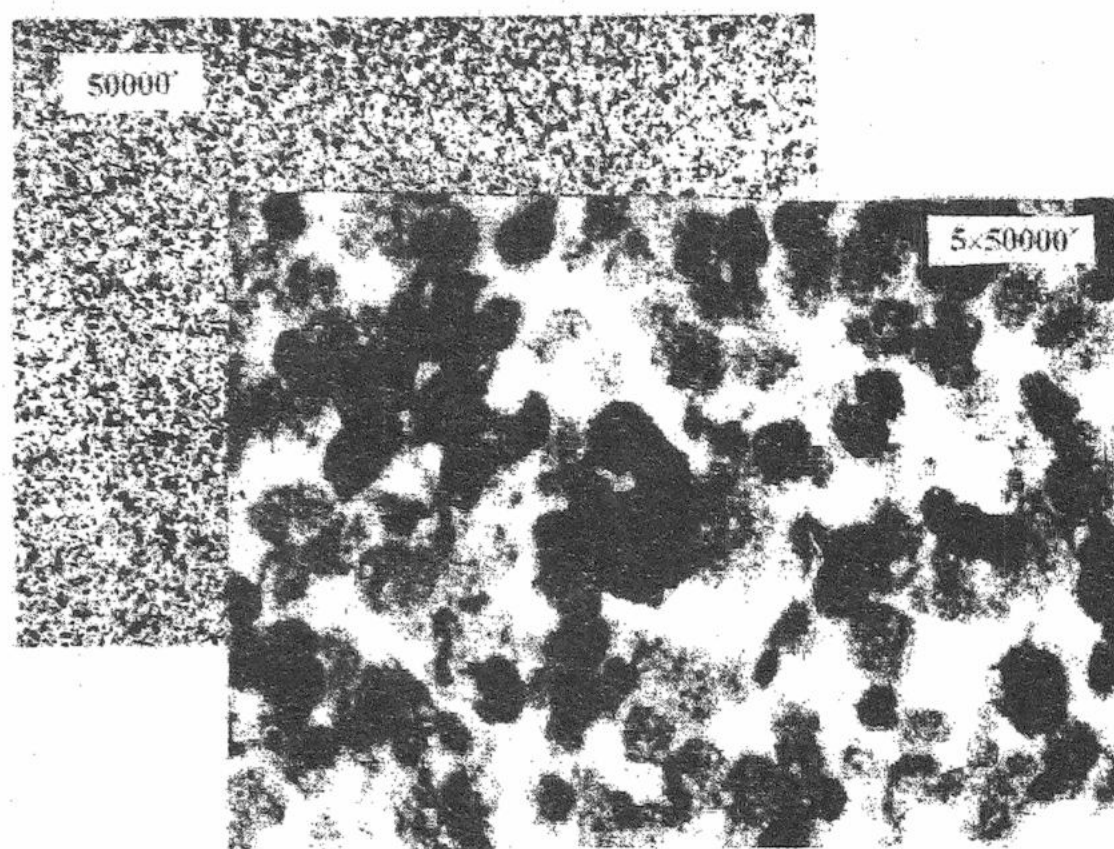


Рис. 2. Мікронеоднорідності перехідного прошарку в окисі кремнію бомбардованого потоком металевої плазми з мідного електрода.

Таблиця. Міжплщинні відстані мікронеоднорідностей у плівці окису кремнію обробленої потоком металевої плазми

Структура, що спостерігається, Å	Cu_2O , Å	Cu , Å
3,026	3,00	-
2,46	2,45	-
2,07	2,12	2,08
1,812	-	1,81
1,76	-	-
1,71	-	-
1,47	1,51	-
1,3	1,283	1,277
1,25	1,228	-
1,186	-	-
1,105	-	1,089
1,06	1,065	1,040
1,02	-	-
0,98	0,977	-
0,96	0,953	-
0,93	-	0,905
0,88	0,869	-
0,84	0,819	-
0,78	-	-

Одержані електронोगрами свідчать про наявність аморфної, монокристалічної і полікристалічної фаз. Дифузійні гало від досліджуваної плівки виявляють наявність аморфних фаз кремнію та окису кремнію. При взаємодії з плазмою формуються хімічні сполуки атомів потоку Si з атомами підкладки, утворюється з'єднання Si_nO_m . На електронोगрамах спостерігається шість орієнтацій. Деякі лінії електронोगрам інтерпретувати не вдалося, хоча можна припустити утворення складних з'єднань міді з кремнієм типу Si_nCu_m . При енергіях в імпульсі 300 Дж і більше мікродифракційна картина від виділень нової фази свідчить про формування в перехідному прошарку дрібних кристалів кремнію з орієнтацією (III).

Авторами робіт [6], при дослідженні природи бар'єрів Шоткі, висловлена думка про те, що межа розподілу метал-напівпровідник є ні атомно різкою, ні упорядкованою. На межі розподілу відбуваються процеси змішування і хімічної взаємодії. У той же час, при осадженні металів на поверхню іонних з'єднань, таких як SiO_2 , хімічні реакції на межі розподілу не виявлені.

Розходження результатів роботи [7] із теперішньою може бути пояснене тим, що в [7] енергія частинок і інтегральна температура поверхні відповідали тепловим рівням енергії і були нижчі за енергію зв'язку Si-O. У нашій роботі енергія бомбардуючих частинок, була в інтервалі 15-1500 еВ. А імпульсний підвід тепла призводив до температур поверхневого шару (протягом імпульсу), які значно перевищували інтегральну температуру підкладки. Це руйнувало зв'язок Si-O і сприяло утворенню нових хімічних сполук.

ПРО МЕХАНІЗМИ ФОРМУВАННЯ ПЕРЕХІДНОГО ШАРУ

Процес осадження покриттів із потоку плазми супроводжується комплексом теплофізичних і фізико-хімічних явищ на поверхні й у приповерхневому прошарку. Цей шар є зоною найбільш інтенсивних взаємодій.

На першій стадії формування покриття поверхня діелектрика розпилюється під впливом потоку прискореної плазми. Порушуються термодинамічно стійкі рівноваги поверхневих і приповерхневих шарів, руйнуються сталі хімічні зв'язки, різко зростає хімічна активність нової поверхні. Це обумовлено вилученням адсорбованого і хемосорбованого прошарку домішок і частини атомів поверхневого шару підкладки. Зберігаються мікронеоднорідності розподілу потенціалу приповерхневого шару, що обумовлені наявністю простих і складних дефектів. Тому швидкість протікання хімічних і плазмохімічних реакцій на поверхні, яка утворюється, відрізняється від швидкості хімічних реакцій на небомбардованих поверхнях.

При бомбардуванні потоком плазми складних з'єднань у поверхневому і приповерхневому шарах підкладки руйнуються молекули підкладки, утворюються нові хімічні сполуки атомів плазменого потоку і залишкового газу з осколками молекул підкладки, формується розчин заміщення. Межа розподілу між покриттям і підкладкою стає неупорядкованою. Між матричним шаром підкладки і покриттям утворюється перехідний прошарок.

Для утворення зв'язку покриття з підкладкою необхідно, щоб у результаті хімічних реакцій у перехідному прошарку формувалися з'єднання і розчини, що були б міцно пов'язані як із покриттям, так і з підкладкою, а механічні і теплофізичні властивості нової структури мали значення проміжні між покриттям і підкладкою, плавнозмінні по лінійному чи квазілінійному закону. На практиці такі умови не завжди вдається реалізувати. При низьких (теплових) енергіях частинок у потоці адгезія металевих покриттів на діелектричних підкладках зростає тільки за умови спеціальної підготовки поверхні з підтримкою її температури на рівні, достатньому для протікання хімічних реакцій і дифузійних процесів. Але ця температура вища температури фазових переходів в діелектриках, що ускладнює процес нанесення покриттів з необхідною адгезією. Зв'язок нанесеного плазменним потоком прошарку з підкладкою встановлюється за рахунок Ван-дер-Ваальсових сил. При енергіях частинок у потоці $1 - 10^6$ еВ [7] на поверхні підкладки відбуваються фізико-хімічні процеси, які призводять до формування перехідного шару.

Коли параметр $qt^{0.5}$ (q - питоме енерговиділення на поверхні, t - час дії джерела тепла), який залежить від теплофізичних характеристик матеріалу підкладки, відповідає початку квазістаціонарного процесу випаровування, авторами робіт [8, 9] була запропонована інша модель взаємодії потоку плазми з підкладкою.

При взаємодії потоку плазми з поверхнею утворюється зона підвищеного тиску і підвищеної температури. Це викликає інтенсивний процес випаровування матеріалу підкладки. Випаровані атоми підкладки змішуються з частинками падаючого потоку плазми. Наступна конденсація суміші, яка утворилася, сприяє формуванню перехідного шару між підкладкою і покриттям.

При значеннях $qt^{0.5}$, що не призводять до процесу випаровування матеріалу підкладки може бути запропонований механізм формування широкого спектра хімічних сполук у перехідному шарі і покритті під час наплення імпульсним потоком прискореної плазми. Під дією високоенергетичних іонів імпульсного плазменого потоку (після вилучення поверхневих домішок) відбувається розпилення матеріалу підкладки. Іони вибиваються з кристалічної ґратки, зокрема, внаслідок процесу, що може бути промодельований як зіткнення пружних кульок [10], а також внаслідок гальмування падаючих частинок і нагрівання мікрооб'ємів підкладки до температур порядку 10^4 К (відповідно до моделі термічних піків). Нагрівання може викликати процес випаровування атомів тонкого приповерхневого шару.

Розпиленню потоком плазми піддається частина атомів покриття, яка не встигла прийти в термодинамічну рівновагу з підкладкою. Крім того, не всі атоми й іони падаючого потоку конденсуються на поверхні. Частина

їх відбивається від неї і летить назустріч плазменому потоку. Імпульсний процес осадження також вносить внесок у формування додаткового потоку залишкових газів. Відбувається це за рахунок іонно-стимульованої десорбції залишкових газів, які встигають адсорбуватися на підкладці в проміжку між імпульсами. Ці процеси в приповерхневих шарах ведуть до формування інтенсивних потоків частинок назустріч падаючому на поверхню потоку плазми.

Атоми домішок, що покидають поверхню підкладки і речовини, яку напиляють, знаходяться в збудженому стані. Енергія розпилення частинок знаходиться в інтервалі від теплових до 100 - 200 еВ і вище. Це призводить до збільшення швидкості плазмохімічних реакцій у приповерхневій зоні плазми. Хімічні з'єднання, які утворюються, випадають на поверхню, що бомбардується і сприяють формуванню перехідного шару.

У процесі напилення все менша кількість атомів підкладки рухається назустріч прискореному потоку плазми, тому що відсоток напиленої речовини в поверхневому прошарку зростає. Зростання товщини напиленого шару призводить до того, що із поверхні розпилюються тільки атоми речовини, яка напилюється і атоми залишкових газів. Надалі відбувається формування поверхневого шару з матеріалу покриття заданої товщини.

Схема можливих взаємодій потоку плазми з поверхнею підкладки подана на рис. 3. Римськими цифрами позначені області: I - потік плазми речовини та іонів залишкових газів; II - поверхнева зона плазми, у якій можуть відбуватися плазмохімічні реакції потоку плазми з зустрічними потоками розпилених атомів домішок, підкладки і самого покриття; III - перехідний прошарок, що формується, між підкладкою і покриттям; IV - підкладка з постійною структурою.

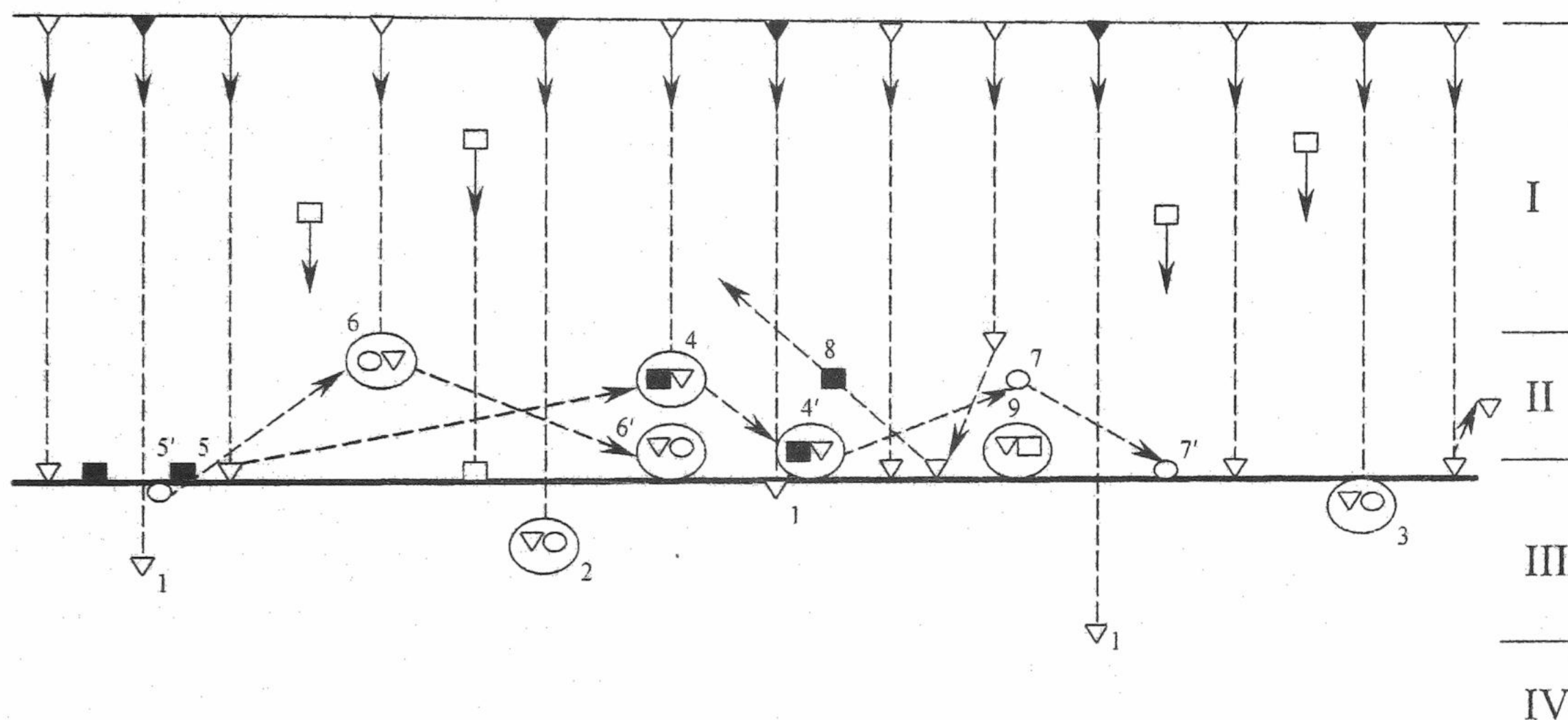


Рис. 3. Схема взаємодії частинок потоку плазми з поверхнею підкладки.

- I - потік плазми; II - приповерхневий прошарок плазми; III - перехідний прошарок; IV - матеріал підкладки.
- ▽ ▽ - атоми й іони потоку плазми; □ - атоми залишкового газу;
 ■ - атоми домішок, адсорбовані поверхнею; ○ - атоми підкладки;
 (▽○) - хімічні сполуки, які утворені з атомів потоку і підкладки;
 (▽■) - хімічні сполуки, що утворені з атомів потоку і домішок;
 (▽□) - хімічні сполуки, які складаються з атомів потоку і залишкового газу.

На початковій стадії процесу на поверхні й у приповерхневих зонах плазми і підкладки мають місце такі явища. Высокоенергетичні іони розпилюють адсорбований прошарок домішки і вибивають деяку кількість атомів підкладки, число яких залежить від енергії бомбардуючих іонів, співвідношення мас атомів та кута падіння частинок [11, 12]. При проникненні іонів в кристалічну ґратку підкладки можливе утворення розчинів заміщення або упродовження (1), утворення нових хімічних сполук (іонів з атомами підкладки) в глибині або в приповерхневому прошарку підкладки (2). Атоми домішок, які розпилені із поверхні, вступають у хімічну реакцію з частинками падаючого потоку (4), а молекули, які утворилися, осідають на поверхні підкладки (4'). У результаті конденсації атомів домішок (5) вони проникають у прошарок, який росте (5') або десорбуються й утворюють молекули (4).

При упродовженні іонів в підкладку, в результаті процесів зіткнення, відбувається розпилення атомів підкладки, які вступають у хімічні сполуки з атомами падаючого потоку (3, 6). Ці молекули (3, 6, 6')

концентруються на поверхні. У приповерхневій зоні плазми відбуваються пружні зіткнення частинок взаємодіючих потоків (7, 8) із розпиленням (8) або конденсацією (7) частинок, що зіткнулися. Якщо у вакуумному об'ємі є залишкові гази, у зоні I, II протікають реакції плазмохімічного синтезу з конденсацією продуктів цих реакцій (9) на поверхні підкладки. Вимірювання мікротвердості таких структур свідчить про плавну зміну параметрів шаруватої структури метал-діелектрик.

ВИСНОВКИ

Осадження металів на діелектричні підкладки з використанням попереднього розпилення приповерхневих шарів та застосуванням імпульсного плазменого прискорювача з формуючою лінією дозволяє створити такий перехідний шар, який забезпечує концентрацію атомів металевої плівки від 0 до 100%. Це дозволяє формувати високі адгезійні властивості металевих покриттів на діелектриках різного типу.

Розроблена модель процесу дозволяє усвідомлено підходити до формування перехідного прошарку і забезпечувати відтворювані високі адгезійні властивості з'єднань типу метал-діелектрик, а результати проведених досліджень дозволяють одержати високі міцнісні властивості металокерамічних з'єднань у виробках електронної техніки.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ройх И.Л., Колтунова Л.Н., Федосов С.Н. Нанесение защитных покрытий в вакууме. - М.: Машиностроение, 1976. - 367 с.
2. Камья Ф.М. Импульсная теория теплопроводности / Пер. с франц. Под ред. А.В.Лыкова. - 272 с.
3. Болдырев А.Г., Адрова Н.А., Бессонов М.И. и др. Численные методы ЭПР свободных радикалов в полиимидах // ДАН СССР. - 1965. - Т. 163, № 5. - С. 1143 - 1146.
4. Рудаков А.П., Бессонов М.И., Котон М.М. Высокотемпературные превращения в полиимидах. // ДАН СССР. - 1965. Т. 161, № 3. - С. 617-620.
5. Томас Г., Гориндж М.Дж. Просвечивающая электронная микроскопия материалов / Пер. с англ. Под ред. Б.К.Вайнштейна. - М.: Наука, 1983. - 320 с.
6. Williams R. H. The nature of Schottky barriers // Phys. scr. - 1982. - V 1 - P. 33 - 37.
7. Дороднов А.М., Петросов В.А. Про физические принципы и типы вакуумных технологических плазменных устройств // Летопись технической физики. - 1981. - Т. 51, вып. 3. - С. 504 - 524.
8. Лисиченко В.И., Петриченко Н.Н., Погорелый В.А. Особенности взаимодействия металлической плазмы с поверхностью полупроводников // Взаимодействие атомных частиц с твердым телом. - Киев: Наук. Думка, 1974. - Ч. 2. - С. 140 - 142.
9. Гринюк С.И., Лисиченко В.И., Погорелый В.А. Плазмоконденсатные контакты к арсениду галлия // Всесоюз. симпозиум "Генерация СВЧ колебаний с использованием эффекта Ганна": Тез. докл. - Новосибирск, 1973. - С. 73-74.
10. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. / Пер. с англ. под ред. акад. Л.А.Арцимовича, - М.: Мир, 1967. - 506 с.
11. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Вып. 1: Физическое распыление одноэлементных твердых тел / Под ред. Р. Бериша; Пер. с англ. - М.: Мир, 1984. - 336 с.
12. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Вып. 2: Распыление сплавов и соединений, распыление под воздействием электронов и нейтронов, рельеф поверхности / По ред. Р. Бериша; Пер. с англ. - М.: Мир, 1986. - 488 с.

FORMATION OF THE INTERLAYER IN THE INTERACTION BETWEEN FLOWS OF METAL PLASMA AND DIELECTRICS

N.M. Pelykhatiy¹, M.V. Belan², V.P. Kolesnik², V.V. Kolesnik², M.I. Kovalenko³, Yu.V. Dubrovin³, A.K. Ghnay³

1. The Kharkov national university, Ukraine, 61077, Kharkov, Svoboda sq., 4.

2. Airspace University "KhAI", Ukraine, 61070, Kharkov, Chkalov st, 17.

3. The Kharkov state agrarian university, Ukraine, 61483, Kharkov, p/o the Kommunist - 1.

Experimental investigations of the interaction between fluxes of a metal plasma and a wide class of dielectric materials have been carried out and a technology of the process of forming an interlayer with assigned physico-chemical properties providing high adhesive characteristics of deposited coatings has been developed.

KEY WORDS: interlayer atom distribution coating, infrared spectroscopy and electronogram.

UDK 513.37; 538.31

DOCKING OF SPACE VEHICLES IN
"RUNNING MAGNETIC POTENTIAL WELL"

V.P. Demutsky*, O.M. Pignasty**, I.A. Ponomaryova**, V.M. Rashkovan**

*Kharkov National University 61180, Ukraine, Kharkov 31 Kurchatov St.

Department of "Theoretical Nuclear Physics"

**National Aerospace University 61070, Ukraine, Kharkov, 17 Chkalov St.

Department of "Energetic Power Plants"

Received 15 October 2000

The article concerns the problem of interaction of two superconducting arbitrarily disposed in space current circuits simulating the soft docking system of two objects in open space due to the magnetic interaction. Steadiness of such system was confirmed by means of Lagrange formalism and conditions of docking realization for two current coils were proved by the effect of running magnetic potential well.

KEYWORDS: magnetic docking, space vehicle, magnetic potential well, current coil, superconductivity, stability.

Docking of flying vehicles in open space is connected with difficulties of exact prompting and overlapping of objects. A significant quantity of on-board weight is spent. The application of magnetic docking does not require using a working body in ideal case. However a negative effect should be noted namely the decreasing control of the ship, which has magnetic dipole moment. This negative effect provides additional distortion of ship trajectory [1]. It is well

known that the influence of small disturbance factors on the movement of a material system will be not identical for different type of movement. In this connection an establishment of attributes acquires large practical significance that enables to judge whether the mentioned movement is steady.

We shall consider the scheme of magnetic docking of space vehicles, the elements of docking units of which contain the superconductive coil. Using engineering superconductors in space is perspective not only because of creation of strong magnetic fields and reduction of units dimensions of docking modules [2], but also because of maintenance of autofocusing of docking process which is considered below in details.

We combine a beginning of a cylindrical coordinate system with a center of weight of the first coil. As independent coordinates concern intersection of coordinates O_1 and Euler angles (Q, y, j) we

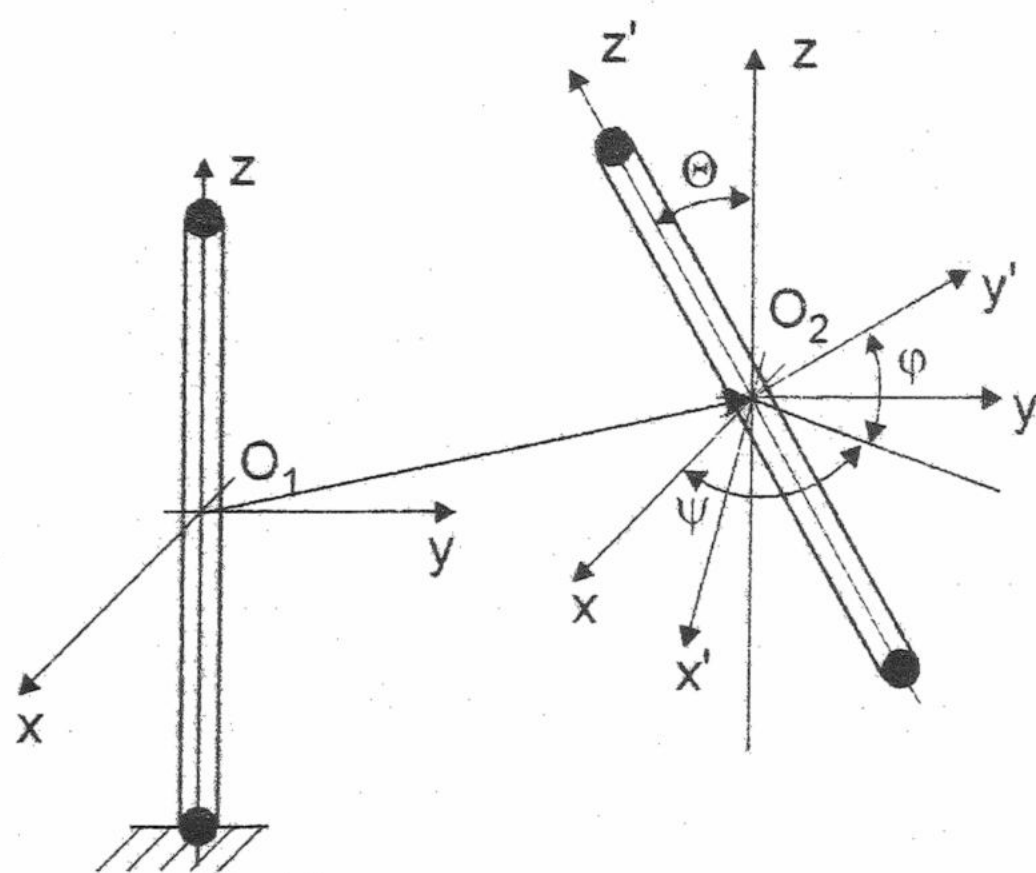


Fig. 1. Coordinate system of the superconductive docking units

shall choose coordinates z, r, θ , which are the coordinates of the second superconductive coil's center of weight (fig. 1). Thus a Q -angel and y -angle are the angles of nutation, j - is the angle of pure rotation. We shall denote an axial moment thorough A and equatorial moment of inertia of the second superconductive coil thorough B . The Lagrange function describes the interaction of two superconductive coils in a system of coordinates, which is connected with the first coil and has a form:

$$L_{\text{lagr}} = \frac{A \cdot (\dot{\phi} + \cos \Theta \cdot \dot{\psi})^2}{2} + \frac{B \cdot (\dot{\Theta}^2 + \sin^2 \Theta \cdot \dot{\psi}^2)}{2} + \frac{m \cdot (\dot{z}^2 + \dot{\rho}^2 + \rho^2 \cdot \dot{\alpha}^2)}{2} + \sum_i \sum_j \frac{L_{ij}}{2} \cdot I_i \cdot I_j + \sum_j I_j \cdot \Phi_j(t). \quad (1)$$

Here $m, (z, \rho, \alpha)$ are the mass and the coordinates of a mobile superconductive coil center of inertia in a designated system of coordinates accordingly;

L_{ij} is the inductance ($i \neq j$) and the mutual inductance ($i \neq j$) of coils;

I_j is the current and Φ_j is the flow of external magnetic field through the i -th coil.

The Lagrange function contains cyclic coordinates. The first integrals of motion corresponding to these coordinates are:

$$\begin{cases} A \cdot (\dot{\phi} + \cos \Theta \cdot [\dot{\chi}_1 - \dot{\chi}_2]) = a = \text{const}; & \chi_1 = \frac{(\alpha + \psi)}{2}; & \chi_2 = \frac{(\alpha - \psi)}{2}; \\ A \cdot \cos \Theta + (B \cdot \sin^2 \Theta + m \cdot \rho^2) \cdot [\dot{\chi}_1 + \dot{\chi}_2] = b = \text{const}; \\ L_{11} \cdot I_1 + L_{12} \cdot I_2 + \Phi_1(t) = \Psi_1 = \text{const}; \\ L_{12} \cdot I_1 + L_{22} \cdot I_2 + \Phi_2(t) = \Psi_2 = \text{const}. \end{cases} \quad (2)$$

We shall consider stationary motion $z = z_0(t)$, $\rho = 0$, $\Theta = 0$. Using the Routh function R we can get rid of cyclic coordinates, thus we have the lowered order of a system of differential equations, which describes the interactions of superconductive coils:

$$R = \frac{dL_{\text{lagr}}}{d\dot{\chi}_1} \cdot \dot{\chi}_1 + \frac{dL_{\text{lagr}}}{d\dot{\phi}} \cdot \dot{\phi} + \frac{dL_{\text{lagr}}}{dI_1} \cdot I_1 + \frac{dL_{\text{lagr}}}{dI_2} \cdot I_2 - L_{\text{lagr}}. \quad (3)$$

Then conditions of balance of two interacting superconductive coils, which are

$$z = z_0(t), \rho = 0, \Theta = 0, \quad (4)$$

$$\text{will accept a form } \left. \frac{dR}{dz} \right|_0 = 0; \left. \frac{dR}{d\rho} \right|_0 = 0; \left. \frac{dR}{d\Theta} \right|_0 = 0. \quad (5)$$

The system (5) gives us the conditions of Running magnetic potential well existence [3] in the system of coordinates z , ρ , Θ . The first equation defines the conditions of a stationary phase existence:

$$\left. \frac{[\Psi_1 - \Phi_1(t)]}{[\Psi_2 - \Phi_2(t)]} \right|_0 = \left. \frac{L_{12}}{L_{22}} \right|_0 \text{ or } \left. \frac{[\Psi_2 - \Phi_2(t)]}{[\Psi_1 - \Phi_1(t)]} \right|_0 = \left. \frac{L_{12}}{L_{22}} \right|_0. \quad (6)$$

The choice of equalities (6) is defined by contour, which gives a small amendment in a picture of electromagnetic fields distribution of two interacting superconductive contours.

We shall consider stability of process of superconductive coils rapprochement satisfying the conditions (5). We shall take a difference between two Hamilton functions of a system $V = H - H|_0$ as a Lyapunov function, where $H|_0$ means undisturbed condition [4], and the Hamilton function is described by the expression:

$$\begin{aligned} H = & \frac{B \cdot \Theta^2}{2} + \frac{m \cdot (z^2 + \rho^2)}{2} + 2 \cdot \frac{m \cdot \rho^2 \cdot B \cdot \sin^2 \Theta \cdot \dot{\chi}_2^2}{B \cdot \sin^2 \Theta + m \cdot \rho^2} + \frac{a^2 (1 - \cos \Theta)^2}{2 \cdot (B \cdot \sin^2 \Theta + m \cdot \rho^2)} + \\ & + \frac{(\Psi_1 - \Phi_1)^2 \cdot L_{22}}{2} + \frac{2 \cdot (\Psi_1 - \Phi_1) \cdot (\Psi_2 - \Phi_2) \cdot L_{12}}{2} + \frac{(\Psi_2 - \Phi_2)^2 \cdot L_{11}}{2}. \end{aligned} \quad (7)$$

The process of rapprochement will be steady if the function V in a vicinity of a state of balance is nonnegative relatively to z , ρ , Θ and if V satisfies the condition $\frac{dV}{dt} \leq 0$.

We shall operate with the process of docking by changing the magnetic flow Φ in the first coil. It follows from the inequality $\frac{dV}{dt} = -I_1 \frac{d\Phi_1}{dt} \leq 0$, condition (6), and after simple transformations $\frac{d\Phi_1}{dt} > 0$, where

$$\left| \frac{\Phi_1}{\tau} \right| \gg \left| \frac{d\Phi_1}{dt} \right| \text{ and } \tau \text{ is a characteristic time of the process.}$$

It is possible to simulate the toroidal superconductive coils with a sufficient degree of accuracy using infinitely thin ideally conducting spire with radius much exceeding a small one.

Taking into consideration the conditions (6), it may be easily shown that the Lyapunov function recorded with accuracy up to the members of second order as to small perturbations is nonnegative. The last circumstance requires the consideration of Lyapunov function with accuracy to the members of the fourth order as to small perturbation inclusively:

$$V = \frac{a^2 \cdot (1 - \cos \Theta)^2}{2 \cdot (B \cdot \sin^2 \Theta + m \cdot \rho^2)} + \frac{1}{2} \cdot \left. \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right|_0 \cdot (z - z_0)^2 +$$

$$+ \frac{1}{8} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial L_{12}^2} \bigg|_0 \cdot \left(\frac{\partial L_{12}}{\partial z} \bigg|_0 \cdot (z - z_0)^2 + \frac{\partial L_{12}}{\partial \rho} \bigg|_0 \cdot \rho^2 + \frac{\partial L_{12}}{\partial \Theta} \bigg|_0 \cdot \Theta^2 \right)^2 + (O^5), \quad (8)$$

$$\text{here } W = \frac{(\Psi_1 - \Phi_1)^2 \cdot L_{22} - 2 \cdot (\Psi_1 - \Phi_1) \cdot (\Psi_2 - \Phi_2) \cdot L_{12} + (\Psi_2 - \Phi_2)^2 \cdot L_{11}}{2}.$$

The Lyapunov function is quite positive in vicinity of state Magnetic potential well as to small perturbation of variables $z = z_0(t)$, $\rho = 0$, $\Theta = 0$ during the whole process of coils rapprochement. Having supplied slow change of a magnetic flow of an external magnetic field $\Phi_1(t)$, $\left| \frac{\Phi_1}{\tau} \right| \gg \left| \frac{d\Phi_1}{dt} \right|$ we can see that the docking process will be steady all along the docking if the following conditions are fulfilled

$$\frac{[\Psi_1 - \Phi_1(t)]}{[\Psi_2 - \Phi_2(t)]} \bigg|_0 = \frac{L_{12}}{L_{22}} \bigg|_0, \quad \frac{d\Phi_1}{dt} > 0. \quad (9)$$

It should be noted, that the maintenance of stability of Θ is possible because of a gyroscopic effect, and maintenance of stability of z and ρ is possible because of Running magnetic potential well effect.

The diagram of a magnetic potential energy gradient depending on the z -coordinate (see fig. 2) illustrates particular behavior of a magnetic interaction force, which provides the system steadiness.

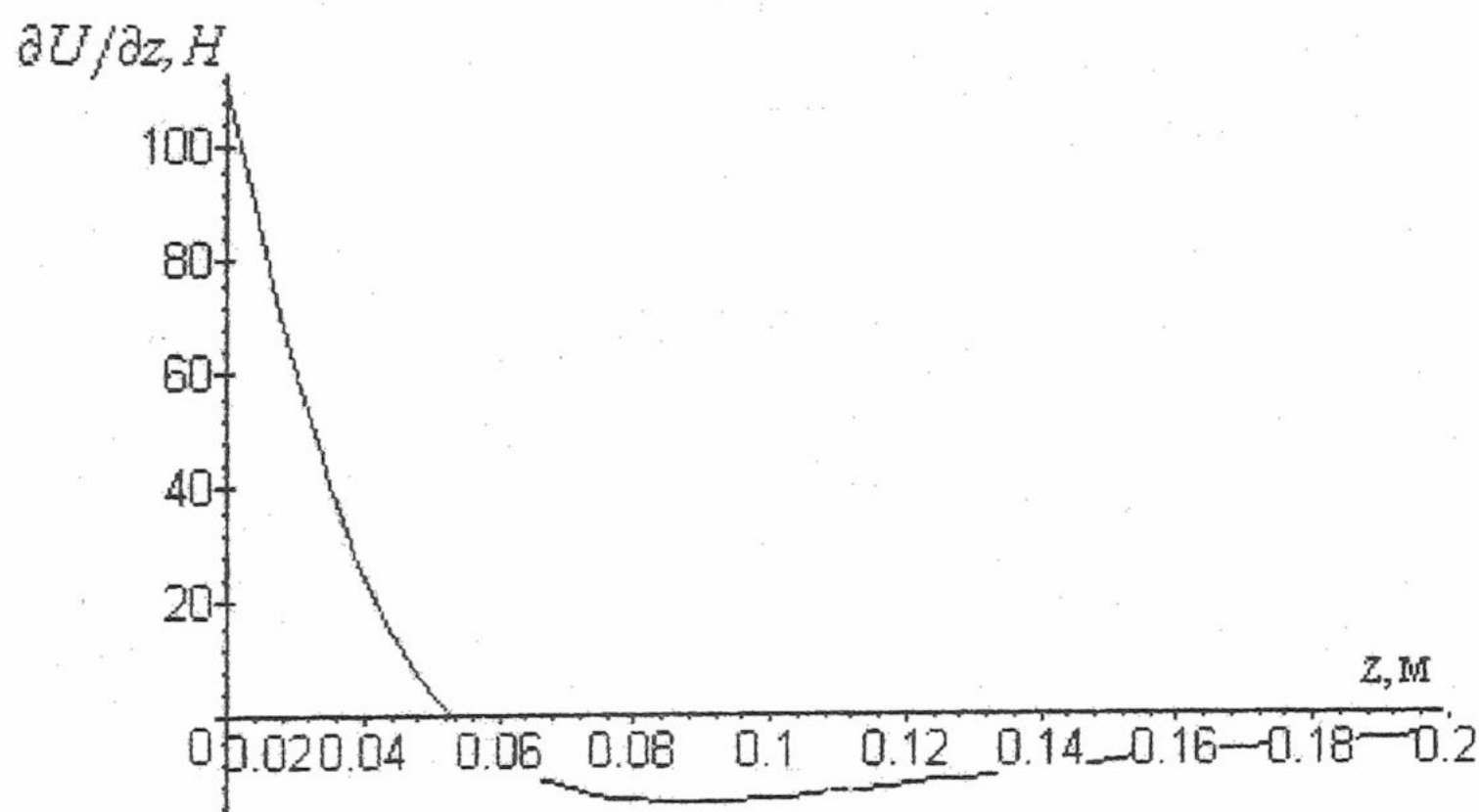


Fig. 2. The magnetic potential energy gradient

REFERENCES

1. Kowalevsky J., J.-In: 11-th Inter. Astronaut. Congr., 1960, vol.1, p. 324.
2. Sverhprovodyaschie solenoidy. Sb. Statey, M., 1965, p.116.
3. Kozorez V.V. Dinamicheskie sistemy magnitno vzaimodejstvuyushich tel, Naukova dumka, Kiev, 1981, p.296.
4. Malkin I.G. Teoriya ustoichivosti dviganiya. M., 1966, p.238.

СТЫКОВКА КОСМИЧЕСКИХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ В «БЕГУЩЕЙ МАГНИТНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ»

В.П. Демущий, О.М. Пигнастый, И.А. Пономарёва, В.М. Рашкован

Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина.
Физико-технический факультет, 61108, Харьков, пр. Курчатова 31.
Национальный Аэрокосмический Университет им.Н.Е. Жуковского «ХАИ»
61070, Украина, Харьков, ул. Чкалова, 17

В статье рассмотрена проблема взаимодействия двух сверхпроводящих произвольно расположенных в пространстве токовых контура, моделирующую систему мягкой стыковки двух объектов в открытом космосе. Устойчивость такой системы подтверждена решением задачи их взаимодействия с использованием Лагранжевого формализма и условиях реализации стыковки для двух токовых колец за счет проявления эффекта «бегущей магнитной потенциальной ямы».

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: магнитная стыковка, космический летательный аппарат, магнитная потенциальная яма, токовый виток, сверхпроводимость, устойчивость.

УДК 621.9.04

ИНЖЕНЕРНАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА ДИНАМИКИ ТЕМПЕРАТУР, ТЕМПЕРАТУРНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ И КОЭФФИЦИЕНТА ЭРОЗИИ ПРИ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКЕ

О. В. Козиненко*Харьковский Государственный Аэрокосмический Университет им Н.Е. Жуковского (ХАИ),**Украина, 61191, Харьков, ул. Чкалова 17*

Поступило в редакцию 31 октября 2000 г.

При разработке технологических процессов ионно-плазменной обработки необходимо учитывать зависимость состояния поверхностного слоя обрабатываемого материала от режимов обработки. Для этого разработана упрощенная инженерная методика оценки температуры на поверхности детали, напряженного состояния, эффективного коэффициента эрозии, что необходимо для определения производительности процесса и типа обработки. Рассмотрено два режима: нестационарного и стационарного теплообмена.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ион, плазма, напыление, эрозия, напряжение, температура.

При разработке инженерной методики оценки динамики полей температур и напряжений в теле детали и коэффициента эрозии при ионно-плазменной обработке учитывались только основные подводы и стоки тепла на поверхности обрабатываемой детали, что дало возможность оценить:

- 1) температуру на поверхности детали (чтобы не допустить фазовых превращений в детали, когда они не нужны, и осуществить их, когда нужны),
- 2) напряженное состояние, связанное с кластерным уносом материала и остаточными напряжениями обработанной детали,
- 3) величину коэффициента эрозии, определяющего производительность и тип обработки.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим два режима теплообмена: нестационарный, когда деталь еще не прогрелась на всю толщину H_d в направлении поступления тепла, и стационарный режим при прогреве детали на всю толщину, учитывающий отвод тепла с обратной стороны детали.

Режим нестационарного теплообмена

Это случай, когда время действия теплового источника $t_k \leq H_d^2/\alpha$ (H_d - размер детали в направлении поступления тепла, α - коэффициент температуропроводности).

Температура поверхности ($x=0$) детали определяется по выражению [1]:

$$T(0, t_i) = T(0, t_{i-1}) + \frac{q}{\lambda} \cdot \frac{2\sqrt{\alpha \cdot \Delta t}}{\pi}, \quad (1)$$

где λ - коэффициент теплопроводности, $T(0, t_{i-1})$ - начальная температура на i -том шаге (вначале равна T_n , $T_n = 293$ K).

Плотность теплового потока q определяется плотностью потока подводимого тепла (первое слагаемое справа), плотностью теплового потока, отводимого с испаряемыми атомами (второе слагаемое справа) и плотностью теплового потока за счет теплового излучения (третье слагаемое справа):

$$q = \mu_{i,e} \cdot j_{i,e} \cdot E_{i,e} - F_{\text{исп}} - \sigma \cdot \varepsilon \cdot T^4(0, t), \quad (2)$$

где $j_{i,e}$ - плотность тока ионов или электронов, $E_{i,e}$ - энергия ионов или электронов, $\mu_{i,e}$ - коэффициент аккомодации иона или электрона, ε - степень черноты поверхности, σ - постоянная Стефана - Больцмана.

Суммарная масса, испаренная из детали без учета индивидуального действия частиц, т.е. за счет действия частиц как потока:

$$M_{\text{исп пот } \Sigma} = \sum_{i=1}^{t_k/\Delta t} V_{\text{исп}} [T(0, t_i)] \cdot \gamma_d \cdot S_{\text{дет}} \cdot \Delta t_i \quad (3)$$

Обобщенные результаты расчетов температурных полей, приведенные в работе [2], а также экспериментальные исследования показывают, что максимальные температуры реализуются на глубинах порядка половины пробега для действия ионов и полного пробега для действия электронов. Исходя из этого, температурное поле в зоне частицы можно оценить, приняв его как результат действия мгновенного точечного теплового ис-

точника: для иона на глубине $L_i/2$, где L_i - проективный пробег иона, а для электрона на глубине равной проективному пробегу электрона L_e .

Приращение температуры, вызванное действием точечного теплового источника в теле можно оценить разными способами. Температура в зоне действия мгновенного источника тепла равна

$$T = \frac{3,6 \cdot 10^{-21} \cdot E}{C_v \cdot \gamma_d \cdot \alpha^{3/2} \cdot t^{3/2}}, \quad (4)$$

где C_v - удельная теплоемкость материала, γ_d - плотность материала обрабатываемой детали, E - энергия частиц.

Для более точного определения массы испаренного материала от действия индивидуальных частиц рассмотрим температурные поля в различные четыре момента: 1) $t=0.1t_u$; 2) $t=t_u$; 3) $t=2t_u$; 4) $t=5t_u$, где t_u - время действия мгновенного источника тепла. Большие значения времени мало влияют на распределение температуры.

Суммарная испаренная масса за счет действия индивидуальных частиц определяется как

$$M_{\text{исп} \Sigma} = \frac{j_i}{e \cdot z} \cdot S_{\text{дет}} \cdot \sum_{i=1}^{N1} (m_{\text{исп}1} + m_{\text{исп}2} + m_{\text{исп}3} + m_{\text{исп}4}) \cdot \Delta t_i, \quad (5)$$

где j_i - плотность ионного тока, e - заряд электрона, z - зарядовое число иона, $N1=t_k/\Delta t_i$ - число интервалов, $m_{\text{исп}j}$ - испаренная масса за счет действия индивидуальных частиц в j момент времени.

Определив значение действующих температурных напряжений и сравнив их с динамическим пределом прочности, который можно оценить как $\sigma_D = E_y/5$, можно определить массу, удаленную в кластер:

$$M_{\text{кл}} = (C_s \cdot t_u)^3 \cdot \gamma_d, \quad (6)$$

где C_s - скорость звука в материале детали.

Эффективный тепловой коэффициент эрозии определится с учетом испарения во всем теле мишени и в местах действия ионов, а также кластерного уноса как:

$$K_{\text{мэ}} = \frac{M_{\text{исп}1} + M_{\text{исп}2} + M_{\text{исп}3} + M_{\text{исп}4} + M_{\text{кл}} \cdot \frac{j_i}{e \cdot z} \cdot t_k \cdot S_{\text{дет}}}{m_{\text{ат}} \cdot \frac{j_i}{e \cdot z} \cdot t_k \cdot S_{\text{дет}}}, \quad (7)$$

где $m_{\text{ат}}$ - масса атома материала детали.

Стационарный режим теплообмена

Это случай, когда время действия теплового источника больше времени проникновения температурного поля на толщину детали H_d , и когда необходимо учитывать накопление тепла в теле детали. Тогда, пренебрегая теплоотводом за счет конвективного теплообмена (т.к. процесс реализуется в вакууме) и теплопроводностью в конструкции оснастки (которую стремятся снизить для повышения температуры перед нанесением покрытия), баланс тепла в теле детали получим в виде:

$$m_{\text{дет}} \cdot C_v \cdot (T_{\text{ср}i} - T_{\text{ср}i-1}) = [q_{\text{под}} \cdot S_{\text{обл}} - q_{\text{отв}} \cdot S_{\text{пол}}] \Delta t_i, \quad (8)$$

Изменение теплоты в теле детали при изменении температуры на ΔT равно разнице подводимого и отводимого теплового потока за время Δt_i .

Из этого выражения получаем значение температуры тела, как в случае интегрального нагрева за время шага вычисления Δt_i :

$$T_{\text{ср}i} = T_{\text{ср}i-1} + \frac{\Delta t_i}{m_{\text{дет}} \cdot C_v} \cdot [q_{\text{под}} \cdot S_{\text{обл}} - q_{\text{отв}} \cdot S_{\text{пол}}], \quad (9)$$

где $q_{\text{под}} = \mu_{i,e} \cdot E_{i,e} \cdot j_{i,e}$, $S_{\text{обл}}$ - обрабатываемая поверхность детали, $S_{\text{пол}}$ - полная поверхность детали;

$$q_{\text{отв}i} = L_{\text{исп}} \cdot \gamma_{\text{дет}} \cdot V_{\text{исп}}(T_{\text{ср}i-1}) + \sigma \cdot \epsilon \cdot T_{\text{ср}i-1}^4, \quad (10)$$

Далее расчет температуры обрабатываемой поверхности ведется по выражению (1), но вместо T_n используется $T_{\text{ср}i-1}$. Расчет прекращается, когда достигается стационарное значение температуры детали, т.е. когда подводимый тепловой поток весь отводится излучением и испарением, т.е.:

$$\mu_{i,e} \cdot j_{i,e} \cdot E_{i,e} \cdot S_{\text{обл}} = S_{\text{пол}} \cdot (\epsilon \cdot \sigma \cdot T_{\text{ст}}^4 + L_{\text{исп}} \cdot \gamma_{\text{дет}} \cdot V_{\text{исп}}(T_{\text{ст}})). \quad (11)$$

Из этого выражения получаем значение температуры, при которой достигается стационарный режим $T_{\text{ст}}$. При машинном счете, когда общее время обработки после прогрева детали на всю толщину разбивается на множество отрезков Δt_i , стационарное время определяется как $t_{\text{ст}} = t_k + \Delta t_i \cdot i$, как только выполнится условие $q_{\text{под}} \cdot S_{\text{обл}} \leq q_{\text{отв}i} \cdot S_{\text{пол}}$.

При значимом влиянии отвода тепла в опору рассматриваемая задача дополняется условием теплоотвода в подставку. Так, в случае сплошной цилиндрической опоры длиной l , радиусом a_0 отводимый тепловой поток:

$$q_{\text{опор}} = \lambda_{\text{оп}} \cdot \pi \cdot a_0^2 \cdot \Delta t \cdot (T_{\text{ср}i} - T_{\text{оп}}) / l. \quad (12)$$

Аналогично выражению (7) можно получить значение коэффициента эрозии в случае стационарного теплообмена. Итак, выполнив все эти расчеты, можно получить поля температур, температурных напряжений и значения эффективных коэффициентов эрозии в динамике при прогреве детали, а также реализации кластерного разрушения в условиях нестационарного нагрева, выхода на стационарный режим и в стационарном режиме.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Для разработанной методики составлена программа, по которой в каждый момент времени оценивается температура поверхности, масса материала, испарившегося при действии частиц как потока, масса испарившегося материала за счет действия индивидуальных частиц и тепловой коэффициент эрозии. В качестве образца используется квадратная пластина со сторонами 10 см и толщиной 1 см. При прогреве детали на всю толщину учитывается отвод тепла с обратной и боковых сторон детали, а также в опору заданного размера. В момент, когда температура достигает выбранной «безопасной» температуры для данного материала мишени, предусмотрено моделирование процесса как для случая временного прекращения процесса обработки и, следовательно, дальнейшего остывания детали, так и для случая продолжения обработки, когда это предусмотрено технологическим процессом. Соответственно фиксируется время достижения критической температуры. Если выполняется условие равенства подводимого и отводимого тепловых потоков, то определяется стационарная температура и время достижения стационарного режима $t_{ст}$. В разработанной программе введены параметры для трех видов обрабатываемых материалов Al, Fe и Mo и шести видов ионов, используемых для обработки - H^+ , Ar^+ , He^+ , N^+ , Ti^+ и Zr^+ . На базе основной программы созданы отдельные процедуры для более глубокого анализа некоторых исследуемых параметров и представления результатов в графической форме. В программе предусмотрено задание любых технологических параметров. Для примера рассмотрим два режима обработки: очистка поверхности частицами с энергией 2000 эВ и плотностью тока 20 A/m^2 и нанесение покрытия - $E_i=120 \text{ эВ}$, $j_i=10^4 \text{ A/m}^2$. Основная часть теплового потока создается бомбардирующими частицами, испарение и излучение незначительно его уменьшают, поэтому нагрев детали идет интенсивнее при нанесении покрытия. Величины стационарных температур и времени их достижения при непрерывном напылении для рассматриваемых материалов мишени и двух видов ионов с $E_i=120 \text{ эВ}$ и $j_i=10^4 \text{ A/m}^2$, а также значения массы испаренного материала и теплового коэффициента эрозии при достижении стационарного режима, рассчитанные по предлагаемой программе представлены в таблице 1. Видно, что значения стационарных температур $T_{ст}$ имеют большие значения, а для алюминия даже превышают температуру плавления. Когда недопустимо превышение температуры выше определенной технологическим процессом, обработку деталей необходимо проводить циклически либо обеспечивать усиление теплоотвода.

Таблица 1

Материал мишени Ионы	Al	Fe	Mo
N^+	$T_{ст}=1073 \text{ K}$ $t_{ст}=45 \text{ с}$ $M_{инд}=4,9 \cdot 10^{-7} \text{ кг}$ $M_{пот}=4,5 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$ $K_э=16$	$T_{ст}=1230 \text{ K}$ $t_{ст}=110 \text{ с}$ $M_{инд}=1,36 \cdot 10^{-7} \text{ кг}$ $M_{пот}=2,47 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$ $K_э=1,97$	$T_{ст}=1769 \text{ K}$ $t_{ст}=600 \text{ с}$ $M_{инд}=1,27 \cdot 10^{-13} \text{ кг}$ $M_{пот}=1,2 \cdot 10^{-9} \text{ кг}$ $K_э=3,5 \cdot 10^{-8}$
Ti^+	$T_{ст}=1074 \text{ K}$ $t_{ст}=50 \text{ с}$ $M_{инд}=1,9 \cdot 10^{-6} \text{ кг}$ $M_{пот}=5 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$ $K_э=17$	$T_{ст}=1247 \text{ K}$ $t_{ст}=80 \text{ с}$ $M_{инд}=2,2 \cdot 10^{-6} \text{ кг}$ $M_{пот}=4,6 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$ $K_э=3,25$	$T_{ст}=2103 \text{ K}$ $t_{ст}=360 \text{ с}$ $M_{инд}=4,8 \cdot 10^{-10} \text{ кг}$ $M_{пот}=2,96 \cdot 10^{-6} \text{ кг}$ $K_э=1,4 \cdot 10^{-4}$

Результаты, полученные при расчетах по данной методике позволяют скорректировать параметры техпроцесса с учетом предотвращения фазовых структурных превращений и плавления поверхностного слоя материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лыков А.В. Теплообмен. Справочник. М.: Энергия, 1972, 560 с.
2. Костюк Г.И., Мышелов Е.П. Физические основы создания эффективных электронных, ионных и плазменных технологий. Х.: Харьк. авиац. ин-т, 1988, 93 с.

ENGINEERING TECHNIQUE OF TEMPERATURE DYNAMICS ACCOUNT, TEMPERATURE PRESSURE AND EROSION FACTOR BY IONIC-PLASMA PROCESSING

O. V. Kozinenko

Kharkov State Space University (Kharkov Aviation Institute), 17 Chkalov Street, Kharkov, 61191, Ukraine

By development of technological processes of ionic-plasma processing it is necessary to take into account dependence of a condition of a superficial layer of a processable material on modes of processing. For this purpose the simplified engineering technique of an estimation of temperature on a detail surface, intense condition, effective factor of erosion is developed, that is necessary for definition of productivity of process and such as processing. Two modes are considered: non-stationary and stationary heat exchange.

KEY WORDS: ion, plasma, coverings, erosion, pressure, temperature.

UDK 539.12

SIMULATION OF ELECTRON MOTION IN A BEAM UNDER SELF-MAGNETIC FIELD INFLUENCE

A. V. Chorniy

Kharkiv National University, Department of Physics and Technology

Kurchatova str. 31, Kharkov 61108, Ukraine

E-mail: antonchorniy@hotmail.com

Received 1 December 2000 r.

The realization of the conventional iteration schemes for the in-beam electron motion simulation are limited to the PC capabilities. Within the "E-Metamotion" program a way has been found to solve the problem due to PC improvement. The conventional iteration schemes for simulation of in-beam electron motion are based on calculations of superposition of the magnetic fields from elementary currents that are stored in the spatial array cells. In this program an algorithm is developed to solve the full three-dimensional task without dividing the space into cells while calculating the beam self-magnetic field. The beam self-magnetic field for each iteration is calculated as a field superposition of each conductor replicating the beam electron trajectory. While calculating the magnetic field, the electron path is considered to be the conductor of complex geometry in three-dimensional space. The making of these calculations is time-consuming, as well, but these calculations describe the electron behavior more precisely in complex (self and external) magnetic fields.

KEY WORDS: self-magnetic field, high current beam, electron motion.

Over the recent years PC progress provided the opportunity to solve problems in physics via new methods. Higher processor frequencies allow to avoid making certain approximations and simplifications for the physical process simulation. The "E-Metamotion" program has been developed for the Windows 95, 98 and NT 4.0 operating systems while realizing another quasi-stationary method to simulate the in-beam electron motion in the self-magnetic field.

The conventional in-beam electron motion iteration schemes are based on the calculations of magnetic field superposition of elementary currents that are stored in spatial array cells. While simulating the azimuthally symmetrical beam motion, a two-dimensional spatial array (R,Z) may be used to calculate the beam self field [1]. If the problem does not include the azimuthal symmetry, then a three-dimensional problem must be solved that takes much of the computer time. If the electrons travel in the external spatially-non-uniform magnetic field and beam self-magnetic field is also spatially-non-uniform, then the spatial array partitioning has to be so fine that the time for calculations becomes unreal or a non-uniform spatial array should be developed that makes the problem even more complicated and difficult to realize.

MAIN IDEA

In this program an algorithm have been realized in which the space partitioning into array cells is not used while calculating self-magnetic fields. In each subsequent iteration, the in-beam electron motion is calculated in the field of preceding iteration electron trajectories. The beam self-magnetic field for each iteration is calculated as a superposition of fields from each conductor, replicating the beam electron trajectory. While calculating the magnetic field, the electron path is considered to be the conductor of complex geometry in the three-dimensional space. To calculate the magnetic field of this conductor it is approximated with elementary linear pieces (see fig. 1) and then, the field superposition of these pieces is calculated. So, in any point of the space the beam field from the preceding iteration becomes the superposition of fields produced by the numerous linear, finite length conductors. To calculate the field of one finite length conductor an analytical solution is used.



Fig. 1. Electron path approximated with linear pieces

ALGORITHM REALIZATION FEATURES

The integration of the equation for the electron motion in the magnetic field is carried out using the Runge-Kutta method of the fourth order [2]. Because of the magnetic field is extremely non-uniform, the step of integration over time is proportional to the Larmor radius for a given point in the space to keep the same accuracy during the simulation. The length of linear pieces which approximate trajectory changes automatically. In the places where the magnetic field

increases, i.e. the trajectory curve radius decreases, the length of the sections approximating the trajectory decreases as well.

When the particle is passing too close to the one of numerous linear pieces the field of this piece becomes much greater than the field superposition of all other linear piece fields. This situation is regarded from such a viewpoint as not to allow particle to be under more influence from the nearest piece than from the others. Also, a special injection algorithm was developed to avoid this situation from one iteration to another.

The initial electron parameters (energy, position, direction) are sampled randomly, and for this reason the length and geometry of the trajectory are not predictable as well as the number of linear pieces which are necessary to store. It is impossible to use the arrays because of the unknown number of these storable pieces until the last trajectory integration step over time has been made. To solve this problem the dynamic memory allocation is used all the time while the program is running. This solution also allows to use input parameters across a wide range.

The modeling with addition of an external azimuthal magnetic field of the four conductor system is inherent in the program. In the superposition of external and self-magnetic fields some trajectories have complex geometry. Visualization of the three-dimensional trajectories and equipment in the OpenGL standard with an opportunity to rotate and move the image was made to better understand the electron motion (see fig. 2).

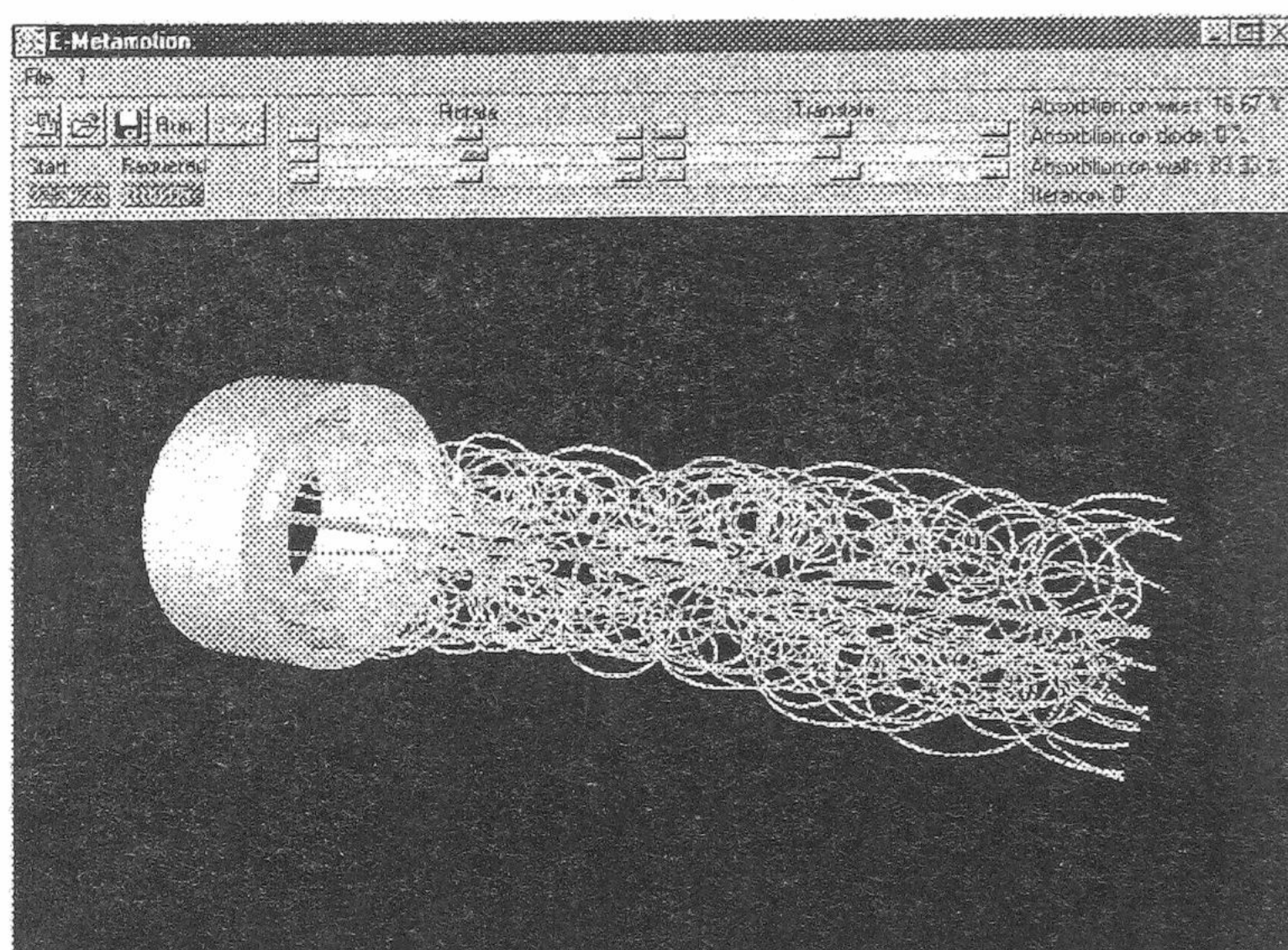


Fig. 2. Interface of "E-Metamotion" program with visualization of the device and electron trajectories.

The program makes provision for electron distribution observation in the beam cross-section plane that you appoint among the input parameters (see fig. 3). This plane is divided into cells. The horizontal axes denote the cell number along the plate edge. The vertical axis value is proportional to the number of particles flying through the cells.

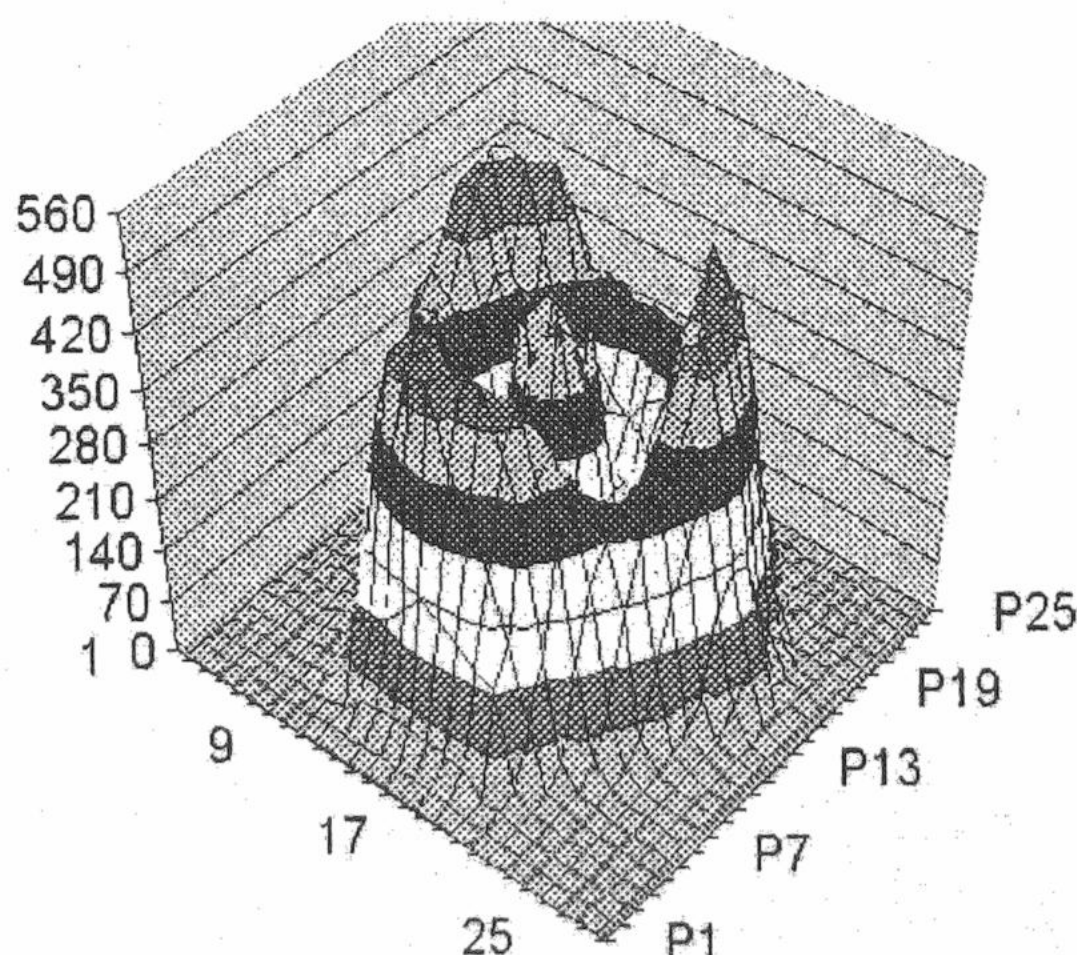


Fig. 3. The ring-shaped electron beam is formed by three segments of the anode window.

In the azimuthal magnetic field of conductor the beam drift has cycloid electron trajectories. The outer three peaks (on the fig. 3) indicate forward particle motion and the inner ring-shaped peak indicates backward particle motion through the beam cross-section plane.

CALCULATION RESULTS

The electron behavior simulation in the ring-shaped beam formed by three segments of the anode window is summarized in iterations below (see fig. 4), the beam radius being 6 cm, current 100 kA, external field not applied.

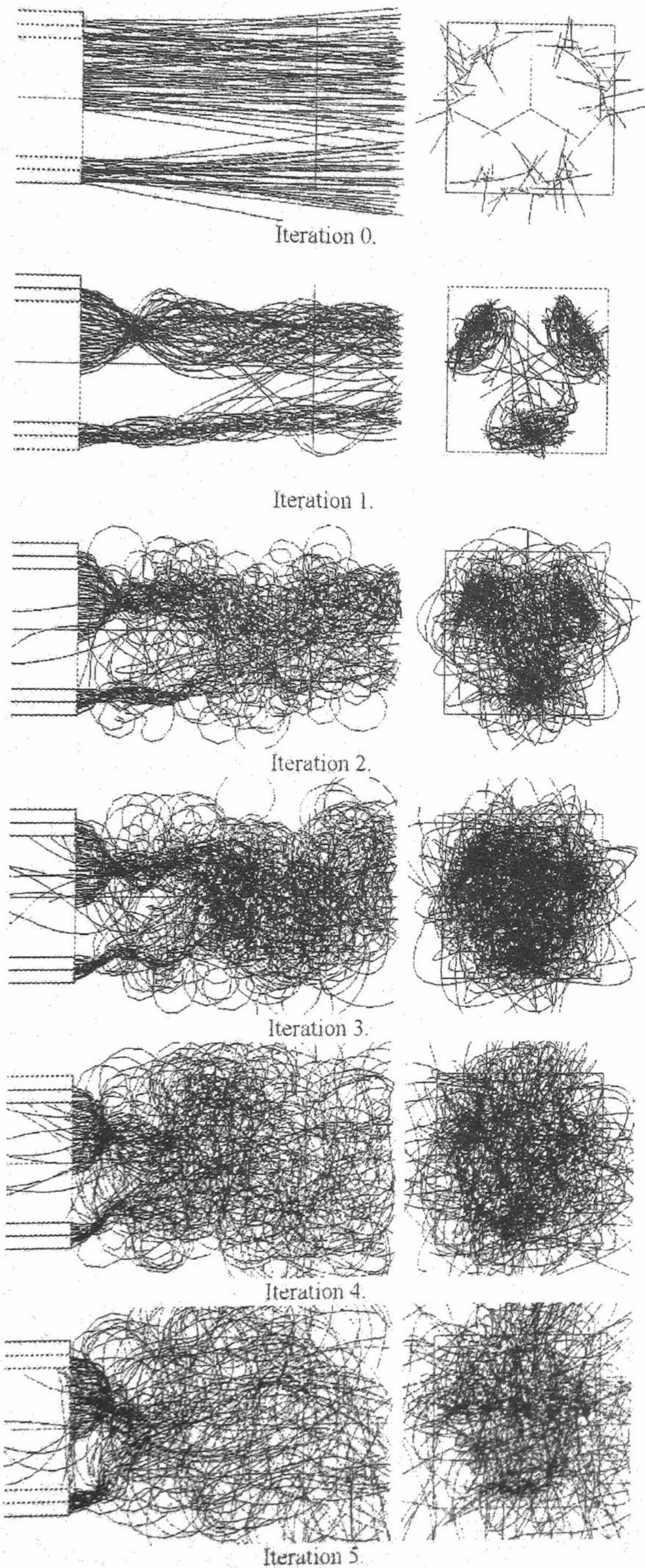


Fig. 4. High current beam pinch formation.

The calculations show how the pinch of a high-current beam is formed. The further iterations show the same beam behavior as the iteration 5 does.

These calculations were carried out on PC Pentium III 600 MHz during several hours. As in the most similar tasks the problem arises of gaining the statistics to improve the accuracy of the calculations. However, the calculation statistics may be improved considerably if an algorithm for the multiple processor computer is realized.

Under the real conditions, to obtain charge and current compensation the beam propagates through a rarefied gas. Therefore, both the external and self magnetic fields may be non-uniformly spatially compensated depending on the background gas plasma spatial generation. The currents induced in the construction circuit can cause this effect as well. In such cases the real behavior of the beam can differ much from that being simulated.

PROGRAM INTERFACE

The program has a user-friendly interface with an opportunity to interrupt and to continue calculation. The files containing the results are saved in the directory that you appointed when beginning the calculation. On finishing each iteration five files are recorded:

IterX.fld - if the calculation has been interrupted then, after loading the trajectories of the preceding iteration from this file, the calculation can be resumed. (X - the number of the calculated iteration)

IterXInfo.txt - contains the information about the input parameters the iteration has been calculated with; the maximum, minimum, mean values of the linear pieces with which the trajectory is approximated; the maximum, minimum, mean values of the distances from the drift chamber axis to the point where the electrons have traversed the plane of the beam witness plate registration; the portion of beam particles absorbed by the drift chamber walls, wires and diode construction.

IterXPortret.txt - contains the cell table, using which one can see the 3D chart of electron distribution over a chosen plane of the beam cross-section. For example, this can be done with the help of the Excel processor (see fig. 3).

IterXxy.bmp; IterXyz.bmp - shows the beam electron trajectories (see fig. 4).

CONCLUSIONS

The algorithm represented in this paper, and its realization in the "E-Metamotion" program, shows good agreement with experimental data and presents opportunities for improving the simulation accuracy which becomes possible due to advances in computer technologies and utilization of novel techniques. In the not too distant future, with the increasing processor frequency and employment of multiple processor computer, it will become possible to realize this method in the real-time problem solution with the given beam pulse shape and time-related step rather than in the iteration scheme.

I am grateful to Dr. V. Chorniy, Chief of the High Current Beam Laboratory (Kharkiv National University, Dep. of Science and Technology, Svoboda Sq. 4, Kharkiv 61077, Ukraine) where this work has been done, for his support, discussion and critical comments on this paper. This effort is supported by the US Defense Threat Reduction Agency through the Science and Technology Center in Ukraine.

REFERENCES

1. V. Boyko, E. Gorbachev and V. Evstigneyev, Plasma Physics 9, p. 764-769 (1983).
2. G.Korn, T. Korn, in Mathematical Handbook for Scientists and Engineers (McGraw-Hill Book Company, 1968).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПУЧКЕ ПОД ВЛИЯНИЕМ СОБСТВЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.В. Чёрный

Физико-технический факультет, Харьковский Национальный Университет
Украина, 61108 г. Харьков, ул. Курчатова 31
E-mail: antonchorniy@hotmail.com

Точность итерационных расчетов движения электронов в собственном магнитном поле в основном ограничена возможностями современных компьютеров. В «Е-Metamotion» программе реализован способ более точного решения задачи, который стал возможен вследствие улучшения современных компьютеров. Обычные итерационные схемы расчетов основаны на вычислении суперпозиции магнитных полей от элементарных токов, которые хранятся в ячейках массивов пространственного разбиения области движения пучка. В этой программе разработан алгоритм для решения трехмерной задачи без разделения пространства на ячейки, во время расчета собственного магнитного поля пучка. Эти вычисления так же требуют большие времена расчетов, но более точно описывают поведение электронов в сложных собственном и внешнем магнитных полях.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: собственное магнитное поле, сильноточные пучки, движение электронов.

SSQFT'2000 - международная научная конференция памяти Дмитрия Васильевича Волкова

25 - 29 июля 2000 г. в Харькове состоялась международная конференция “Суперсимметрия и квантовая теория поля” (SSQFT'2000), посвященная 75-летию со дня рождения выдающегося харьковского ученого акад. Д.В. Волкова (1925-1996), который открытиями суперсимметрии и супергравитации сделал, несомненно, выдающийся вклад в развитие современной теоретической физики.

На конференцию было представлено 64 доклада, которые можно сгруппировать по следующим четырем основным направлениям: суперсимметрия, супергравитация, струны и браны; квантовая теория поля и феноменология; алгебры, группы и интегрируемые системы; космология и черные дыры. Подавляющее большинство докладов отличается высоким научным уровнем и связано с исследованиями, которые в ближайшие годы будут определять развитие самых интересных направлений в теоретическом и экспериментальном изучении фундаментальной структуры материи.

В конференции приняли участие известные в отрасли ученые Е. Бергсхоф (Голландия), Б.Джулиа (Франция), Е. Иванов (Россия), Е. Лукерский (Польша), У. Линдстрем (Швеция), М.Тонин (Италия) и другие ученые из более, чем 15-ти стран. Самое деятельное участие в организации и проведении конференции приняли сотрудники лаборатории, которой руководил Д.В. Волков, широко известные своими научными трудами Д.П. Сорокин, И.А.Бандос, А.А. Желтухин, А.Ю. Нурмагамбетов, В.А. Сорока, В.И. Гершун, А.И. Пашнев. Университет представляли С.А. Дуплий, В.Г. Зима и др.

Рабочим языком конференции был английский.

На конференции с воспоминаниями выступили акад. Я.Б. Файнберг, член-корр. А.М.Косевич и С.И. Волкова.

Конференция прошла на базе Национального научного центра “Харьковский физико-технический институт” (ННЦ ХФТИ).

Следует отметить, что это уже третья конференция по суперсимметрии и смежным вопросам, которая проведена в Харькове. Первые две прошли на базе университета при активном участии его сотрудников. Во Всесоюзной конференции 1985 года, посвященной 60-летию Д.В. Волкова, кроме его самого, приняли участие Ю.А. Гольфанд — один из двух авторов первой по времени публикации по суперсимметрии, В.И. Огиевецкий, всемирно известный своими трудами по суперсимметрии и супергравитации, его ученик Е.А. Иванов, И.А. Баталин, который приобрел известность трудами по квантованию калибровочных полей, и другие. Материалы конференции были частично отражены в университетском сборнике “Проблемы ядерной физики и космических лучей”.

Мемориальный международный семинар 1997 года памяти Д.В. Волкова, прошел при весьма ограниченной поддержке правительства Украины, Северо-Восточного научного центра и бескорыстной поддержке университета, который предоставил в распоряжение участников семинара имевшиеся в то время возможности и активно содействовал организационной работе. Памятны жестокий мороз на улице, холод в аудиториях, груды мусора в вестибюле университета, где тогда шел ремонт, и творческая атмосфера семинара. Семинар имел несколько более узкий состав участников, чем конференция этого года; из них следует отметить В.П. Акулова (ныне гражданин США) — соавтора Д.В. Волкова по пионерской публикации по суперсимметрии, Р. Касалбуони (Италия) — автора первых работ по теории суперчастицы, Е.Гоцци (Италия) — известного интересными трудами по квантованию теорий с калибровочной суперсимметрией. Материалы семинара были опубликованы в специальном шпрингеровском издании 1998 г. (серия — Лекционные заметки по физике) вместе с избранными трудами Д.В.Волкова.

Нынешняя, третья из харьковских конференций, финансировалась INTAS — организацией Европейского содружества для поддержки науки в странах СНГ, что стало возможным благодаря поддержке Ю. Весса (Германия) и Б. Зумино (США) — которые независимо, но позже Д.В. Волкова, пришли к идее суперсимметрии; Дж. Шварца (США) — пионера теории суперструн; Е. Виттена (США), который имеет едва ли не наивысший авторитет в

соответствующей отрасли современной теоретической физики; уже упоминавшихся участников конференции Б. Джулиа, создавшего теорию супергравитации в одиннадцатимерном пространстве-времени наибольшей из возможных размерностей, и Е. Бергсхофа, одного из пионеров теории протяженных объектов. Уместно отметить, что все харьковчане — участники конференции, как и сам Д.В. Волков, — воспитанники ХНУ, преимущественно с физико-технического и физического факультетов. Прибыль от проведения этой конференции, как и предыдущей, пошла на поддержку научных исследований в ННЦ ХФТИ.

Суперсимметрия, то есть симметрия между частицами, из которых формируется вещество, — фермионами и частицами, которые переносят взаимодействия, — бозонами, возродила мечту о “Теории всего на свете”, которая объединяла бы в единой схеме, с одной стороны — теорию относительности и квантовую теорию, а с другой — все фундаментальные взаимодействия: электромагнитные, слабые, сильные и гравитационные. Во времена А.Эйнштейна считали, что эта мечта будет достигнута созданием “единой теории поля”. Но в 50-тые — 60-тые годы при наличии множества несогласованных между собой моделей и непонятных экспериментальных фактов мечта о единой физической теории отступила на второй план. С созданием электрослабой теории в 70-тые годы появились новые надежды, хотя квантование гравитационной теории оставалось недостижимым из-за ее неперенормируемости. Суперсимметрия указала путь улучшения поведения полевых теорий касательно квантовых расходимостей, ибо вклады в них бозонов и фермионов противоположны, и для создания теорий протяженных объектов с фермионами и без квантовых аномалий, для которых ультрафиолетовые расходимости устраняются “автоматически”.

Сначала на роль теории всего на свете претендовала суперсимметризованная гравитация — супергравитация. Однако со временем оказалось, что более последовательное построение допускает теория элементарных протяженных объектов — суперструн. Сейчас возможные теории суперструн (всего их пять), как и самая широкая из возможных супергравитаций — одиннадцатимерная, объединяются в так называемую М-теорию (М — от материнская), где с ними ассоциируются определенные условия или “режимы” рассмотрения и где существенную роль играют протяженные объекты высших размерностей (не менее чем 2) — браны (у струн пространственная размерность равняется 1, у частиц — 0), которые связаны между собой преобразованиями дуальности. Теориям таких объектов, и тесно связанным с ними более традиционным или более математическим проблемам, и были посвящены доклады участников конференции. В настоящее время идет подготовка к изданию материалов конференции.

В.Г. Зима

На переднем крае науки (к 75-летию со дня рождения Д.В. Волкова)



Исполнилось 75 лет со дня рождения выдающегося физика-теоретика современности, академика НАН Украины Дмитрия Васильевича Волкова (03.07.1925 — 05.01.1996). ДВ, как его обычно называли друзья и ученики, не занимал высоких административных должностей, ему не пришлось руководить большими коллективами ученых. Однако открытая им суперсимметрия определила лицо современной теории и, таким образом, он своей деятельностью направил работу всего международного научного сообщества к созданию теории "всего на свете".

Впрочем, говоря о таком неординарном человеке, трудно в нескольких фразах точно отразить все грани его деятельности. Так, он всегда живо интересовался работой экспериментаторов, оказывал им реальную помощь, некоторые его результаты прямо выходят на эксперимент, изучение открытого им явления заговора полюсов Редже в течение нескольких лет составляло содержание опытов в физике высоких энергий, а поиск проявлений суперсимметрии — едва ли не самая важная задача современной фундаментальной экспериментальной физики.

Дмитрий Васильевич Волков родился 3 июля 1925 г. в Ленинграде. Его мама, Ольга Ивановна Казакова, учительница по дошкольному воспитанию, поклонница Л.Н.Толстого, дала своим сыновьям имена его литературных героев — старший был Левушка, а младший — Митенька. Она также стремилась приобщить детей к музыке.

Отец — рабочий-слесарь, Василий Николаевич Волков, со своей стороны стремился закалить сыновей физически, поощрял их стремление к знаниям. У Левы рано проснулось поэтическое дарование, Митю больше привлекала математика.

Семья имела весьма скромный достаток, но это не мешало родителям создать неординарную атмосферу в доме, которая, безусловно, положительно повлияла на формирование духовного мира мальчиков.

В 1941 году отец добровольно вступил в народное ополчение и в феврале 1942 года пропал без вести. Брат Лева был зачислен курсантом в одно из воинских подразделений и в декабре 1941 года умер вследствие полученного ранения.

Шестнадцатилетний Митя, окончивший восьмой класс, в первые месяцы войны принимал участие в оборонных работах, рыл окопы. В августе, вместе с мамой, эвакуировался сначала в Ярославскую, а потом в Курганскую области. Работал в колхозе, а позже на военном заводе. В 1943 году был призван в Красную Армию. Принимал участие в боях как связист, радист, артиллерийский разведчик. Сначала воевал на Карельском фронте, а в 1945 г. был переведен на 1-й Дальневосточный, где участвовал в боевых действиях против японцев.

Тяготы войны оказали сильное влияние на формирование его как личности. "Тот, кому довелось выжить, кто не сломался, тот стал сильнее" — говорил он. Участие в защите Отечества, сопричастность к великой Победе обострили чувство гражданственности, личной ответственности за возрождение страны и ее будущее. После демобилизации в 1946 г. у ДВ было страстное желание самореализоваться. Окончив подготовительные курсы, организованные для бывших фронтовиков, и сдав экстерном экзамены за девятый и десятый классы, он в 1947 г. поступил на физический факультет Ленинградского университета.

Там преподавали многие выдающиеся ученые страны. Поэтому занятия не только давали фундаментальные познания, но и воспитывали глубокое уважение к науке в целом.

Учеба требовала интенсивного самообразования для компенсации упущенного в годы войны. Нуждалась в заботе мама, оставшаяся без работы. В учебное время ДВ напряженно занимался, а во время каникул выезжал на заработки с геологическими партиями, которые искали уран.

После окончания четвертого курса его пригласили в ректорат и предложили поехать в Харьков для продолжения учебы и дальнейшей специализации. Дело в том, что в конце сороковых годов страна остро нуждалась в физиках-ядерщиках. В ряде вузов, в частности в Харьковском университете, были созданы отделения ядерной физики, куда из разных городов отбирали наиболее сильных студентов.

В 1951 г. в Харьковский университет прибыли студенты из Киева, Одессы, Днепропетровска, Воронежа, Перми и других городов. С группой студентов из Ленинградского университета в Харьков приехал и Д. В. Волков, окончивший к тому времени четыре курса. С этого момента его жизнь навсегда переплелась с ХГУ, Харьковом и Украиной в целом. В той же группе в Харьков прибыли В.Ф. Алексин, Е.В. Инопин, Л.И. Коровин, К.Н. Степанов и П.И. Фомин. Со временем все они стали широко известными учеными и внесли значительный вклад в отечественную и мировую науку.

В 50-е годы Харьковский университет был известен высоким уровнем преподавания физико-математических дисциплин. Одну из кафедр возглавлял тогда уже хорошо известный в научном мире А.И. Ахиезер. Он и стал научным руководителем Д.В. Волкова, зачисленного в аспирантуру в 1952 г. Аспирантом ДВ начал работать со студентами, проводил учебные занятия, вел воспитательную работу.

В эти годы определились научные интересы ДВ. Быстро развивающаяся квантовая электродинамика, теория поля, физика элементарных частиц и связанные с ними проблемы полностью овладели его воображением. Его ум, страстное желание проникнуть в тайны мироздания, самодисциплина и высокая организованность позволили сразу же достичь значительных научных результатов и рано принесли известность.

Кроме А.И. Ахиезера, по словам ДВ, большое влияние на формирование его научных интересов оказал Л.Н. Розенцвейг, проводивший занятия с теоретиками и обращавший их внимание на теорию групп и симметрии.

После окончания аспирантуры и защиты кандидатской диссертации по скалярной квантовой электродинамике ДВ был направлен на работу в Украинский физико-технический институт (ныне это Национальный научный центр — ННЦ ХФТИ), где, за почти сорок лет работы, прошел путь от научного сотрудника, начальника лаборатории до академика.

В 1954 г. ДВ женился на С.И. Хацкевич. В 1957 г. у них родилась дочь Оля (окончила механико-математический факультет ХГУ в 1980 г., ныне сотрудник ННЦ ХФТИ).

Уже первые научные труды ДВ отличались оригинальностью подхода к исследуемой проблеме. В 1959 г. он предложил новую схему квантования полей — так называемую парастатистику или статистику Грина-Волкова, которая обобщает статистики Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака. Парастатистика сыграла важную роль в развитии представлений о кварковой структуре адронов.

В 1962 г. вместе с В.Н. Грибовым ДВ открыл явление, названное "заговором полюсов Редже". Это открытие вызвало большой поток теоретических и экспериментальных работ в физике высоких энергий.

Одновременно с американскими теоретиками ДВ ввел в физику частиц коллинеарные подгруппы, позволившие рассматривать процессы рассеяния с помощью групп высших симметрий. Это дало ряд соотношений для электромагнитных формфакторов нуклона и мезон-барионных констант связи, согласующихся с экспериментом.

В середине 60-х, основываясь на методах Э. Картана, ДВ построил общую теорию взаимодействующих голдстоуновских частиц в системах с произвольной спонтанно нарушенной группой внутренней симметрии. В это же время аналогичные результаты были получены Ю. Вессом, С. Коулменом, Б. Зумино, К. Каланом.

Вместе с учениками ДВ устанавливает важную связь дуальных амплитуд и траекторий Редже с внутренними симметриями и алгеброй токов. В статистической физике рассматривает магноны как голдстоуны и строит общий лагранжиан для спиновых волн в магнитно-упорядоченных и неупорядоченных средах.

В 1971 г. в докладе на международном семинаре (Москва, ФИАН им. П.Н. Лебедева) ДВ описал общую схему объединения внутренних симметрий, отвечающих голдстоуновским частицам, с группой Пуанкаре. Он указал, что в предложенную схему могут быть включены голдстоуновские частицы, соответствующие фермионным полям. Вслед за этим им была предложена первая четырехмерная полевая модель с новой спонтанно нарушенной симметрией, названной впоследствии суперсимметрией. В этой модели, которая была опубликована в 1972 г. в соавторстве с В.П. Акуловым, начинающим физиком, нейтрино рассматривалось как голдстоуновский фермион. Исходя из других предпосылок к суперсимметрии также пришли в 1971 г. Ю.А. Гольфанд и Е.П. Лихтман, а в 1974 г. — Ю. Весс и Б. Зумино.

Сразу после введения суперсимметрии ДВ исследовал вопрос о совместности ее преобразований с общековариантными преобразованиями в искривленном пространстве-времени. Он первым понял и доказал, что объединение суперсимметрии и гравитации требует введения в теорию фермионного калибровочного поля — гравитино со спином $3/2$. Спонтанное нарушение суперсимметрии при наличии гравитона и гравитино приводит к существенной специфике эффекта Хиггса. Новая теория получила название супергравитации и была опубликована ДВ в 1973 г. в соавторстве с его учеником В.А. Сорокой.

ДВ сформулировал основные понятия дифференциальной геометрии суперпространств. Он, одним из первых, осознал важную роль механизма спонтанной компактификации дополнительных пространственных измерений и вместе с учениками выполнил цикл работ по этой проблеме.

Исследуя спинорную структуру пространства-времени ДВ переоткрыл нечетную скобку Пуассона (скобку Бютен) и показал, что широкий класс гамильтоновых систем допускает альтернативную форму-

лировку на основе такой скобки. Совместно с В.В. Яновским были найдены применения нечетной скобки в гидродинамике и построено бесконечное число гидродинамических инвариантов.

В конце 80-х ДВ выдвинул новые идеи о включении твисторов в теорию суперчастиц и суперструн и вместе с учениками, построил новые твистороподобные формулировки функционалов действия для этих теорий. Это позволило прояснить геометрический смысл каппа-симметрии как симметрии супердиффеоморфизмов мировых линий и поверхностей.

В последних работах им была предложена новая концепция обобщенного принципа действия для суперструн и супермембран, с которой он связывал определенные надежды на решение проблемы ковариантного квантования суперструн.

Внимание ДВ всегда привлекали наиболее сложные научные проблемы. Ему были свойственны широкая научная эрудиция, азарт научного поиска и его романтика. Поездки в международные научные центры Европы и Америки плодотворно сказывались на реализации его научного потенциала, творческой одаренности. Во время поездок устанавливались контакты с выдающимися физиками-теоретиками нашей страны и мира. Среди них: Д.И. Блохинцев, И.Я. Померанчук, М. Гелл-Манн, И. Намбу, Т.Д. Ли, Ц.Н. Янг, Б. Зумино, Г. Венециано и многие другие. Особую роль сыграли поездки в ЦЕРН, Швейцария.

В 1968 г. ДВ была присуждена ученая степень доктора физико-математических наук. На защите один из оппонентов сказал: "Считаю за честь быть оппонентом у этого истинного ученого". В 1976 г. ДВ был избран членом-корреспондентом АН УССР, в том же году его наградили орденом Трудового Красного Знамени, а в 1977 г. ему присвоили звание профессора. В 1988 г. ДВ избрали действительным членом Академии Наук Украины. Ему было присвоено звание Заслуженного деятеля науки Украины, а в 1997 г. (посмертно) была присуждена Международная премия им. В. Тирринга за открытие суперсимметрии и супергравитации.

В 1994 г. ДВ получил почетное приглашение на международную конференцию авторов оригинальных идей и открытий XX столетия в физике элементарных частиц (Эриче, Италия), как автор пионерских работ по супергравитации.

Обсуждая научные проблемы ДВ быстро вникал в суть и высказывал, как правило, весьма оригинальные и интересные соображения. У него был редкий дар видеть физический результат за сложными математическими выкладками. Отличала его также высокая требовательность к качеству выполняемой работы, ее научной завершенности.

Бескомпромисность ДВ к нарушениям научной этики, проявлениям бюрократизма в организации науки, отмечают многие из тех, кто его знал. Одновременно следует подчеркнуть, что ему был чужд научный снобизм. Он щедро делился своими идеями с коллегами и учениками, искренне радовался их успехам и достижениям.

К ДВ тянулась молодежь. Созданная им научная школа пользуется заслуженной мировой известностью. Под его руководством защищено 15 кандидатских и докторских диссертаций. Творческое сотрудничество с ним молодых сотрудников его лаборатории приводило к взаимному обогащению, появлению новых интересных результатов. Многие из работ, получивших известность, были выполнены в соавторстве с его учениками В.П. Акуловым, И.А. Бандосом, В.И. Гершуном, А.А. Желтухиным, А.Ю. Нурмагамбетовым, А.И. Пашневым, Д.П. Сорокиным, В.А. Сорокой, В.И. Ткачом.

ДВ входил в состав ряда проблемных научных Советов, был членом научного Совета по проблеме "Ядерная физика" АН Украины; входил в редколлегии журнала "Ядерная физика" (Москва) и сборника "Проблемы ядерной физики и космических лучей" (Харьков), руководил научным семинаром по физике элементарных частиц на физико-техническом факультете ХГУ. Свыше 30 лет возглавлял библиотечный Совет в ХФТИ.

ДВ принадлежал к людям, преданным науке и посвятившим ей свою жизнь, но он не был "кабинетным ученым". Он очень любил жизнь во всех ее проявлениях, был веселым и добрым человеком. Любил семью, друзей, природу; любил путешествия, увлекался индийской философией, занимался спортом — лыжами, плаванием.

Болезнь сердца, которая проявилась, когда ему было чуть больше сорока, требовала огромного напряжения воли, чтобы остаться на переднем крае науки. Жизнь оборвалась в разгар новых интенсивных научных изысканий.

В июле 2000 г. на базе ННЦ ХФТИ прошла международная научная конференция, посвященная памяти Д.В. Волкова. На доме, где он жил, в 1998 г. установлена мемориальная доска.

С.И. Волкова, В.Г. Зима

ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
ЛАБОРАТОРИЯ ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
И КОМПЬЮТЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

ПРЕДЛАГАЕТ

Экспресс-проектирование и изготовление электронных приборов, информационно-измерительных систем, управляющих устройств, средств сопряжения научного, учебного, технологического оборудования с компьютерами любых платформ и программного обеспечения к ним.

НОВИНКА!

Линейные и импульсные блоки питания радиоэлектронной аппаратуры, в том числе - высоковольтные, а также источники бесперебойного питания с улучшенными эксплуатационными характеристиками.

Сервисное сопровождение всех разработок.

Контактный телефон: (0572) 352-834
E-mail: nicst@pht.univer.kharkov.ua

Збірник наукових робіт

«Вісник Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна», № 496
серія фізична «Ядра, частинки, поля», 2000, вип.4 /12/

Підписано до друку 05.12.2000

Формат 60 × 84 1/8

Умов. друк. арк. 10,08

Облік.-вид. арк. 8,06

Тираж 300.

Ціна договірна

61077, Харків, пл. Свободи, 4, Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
Видавничий центр ХНУ.
Різо ХНУ

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРІВ

До редакції подається рукопис обсягом не менше 3 сторінок українською, російською або англійською мовами в двох примірниках з направленням установи і експертним висновком. Рукописи, які подаються до редакції, мають точно відповідати таким вимогам.

Текст друкується на білих аркушах формату А4 через один інтервал з високою якістю друку, придатною для фотокопіювання (рекомендується лазерний принтер). Застосовується редактор MS Word, шрифт Times New Roman (Cyr), розмір шрифту 10 pt., вирівнювання тексту по ширині. Поля справа і зліва по 2 см, зверху 3 см, знизу 2 см. Сторінки нумеруються послідовно на зворотному боці аркуша олівцем. Математичні та хімічні символи, рівняння і формули вводяться до тексту статті за допомогою комп'ютерної техніки. Рисунки в повністю придатному до репродукції вигляді вставляються до тексту в межах площі сторінки, вказаної вище. Рисунки виготовляються з використанням комп'ютерної техніки або виконуються тушшю на білому папері з друкованими цифрами і літерами на осях. Усі написи на рисунках та осях друкуються шрифтом не меншим за 8 pt. Підписи під рисунками друкуються шрифтом 9 pt. Формули, таблиці й рисунки нумеруються послідовно арабськими цифрами, наприклад: (1); Табл. 1; Рис. 1.

Послідовність розміщення матеріалу.

На першій сторінці зверху пропускаються два рядки; на третьому рядку в лівому верхньому куті друкується УДК (курсив, 9 pt.). Потім після пропуску одного рядка розміщується назва статті (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., всі літери прописні, вирівнювання по центру). Після пропуску одного рядка друкуються ініціали та прізвища авторів (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., вирівнювання по центру). У наступному рядку друкуються повні назви й адреси організацій авторів (шрифт курсив, 9 pt., вирівнювання по центру). Адреса електронної пошти друкується за бажанням авторів. Якщо організацій декілька, то для визначення авторів та організацій слід застосовувати виноски зірочкою або цифрами. У наступному рядку друкується дата надходження статті до редакції: число – цифрами, місяць – прописом, рік – цифрами (шрифт прямий, 9 pt., вирівнювання по центру).

Після пропуску одного рядка друкується реферат статті, 5-10 рядків, з коротким викладенням методичних підходів, запропонованих в роботі, та основних результатів. Слово “реферат” не друкується. Для тексту реферату застосовується прямий шрифт розміром 9 pt. У наступному рядку друкується 5-8 ключових слів (шрифт 9 pt.). Заголовок “**КЛЮЧОВІ СЛОВА:**” друкується прописом на тому ж рядку, що й ключові слова і виділяється напівжирним шрифтом. Текст реферату і ключові слова мають ширину на 1 см меншу, ніж основний текст (по 0,5 см з кожного боку).

Далі після пропуску одного рядка друкується основний текст статті. Абзаци починаються з червоного рядка (0,75 см). Рекомендується розбиття статті на такі розділи: вступ (назва цього розділу не друкується), **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** (обов'язково для експериментальних робіт), **РЕЗУЛЬТАТИ Й ОБГОВОРЕННЯ**, **ВИСНОВКИ**. Для теоретичних робіт передбачається більш вільне розташування матеріалу, наприклад, замість розділу **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** рекомендуються розділи **ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ**, **МОДЕЛЬ** та ін. Розділи не нумеруються, в назвах розділів усі літери прописні й виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. При необхідності розділи поділяються на підрозділи. Назви підрозділів друкується з великої літери і виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. Після кожного розділу або підрозділу йде один пустий рядок.

У кінці тексту статті після пропуску одного рядка, якщо потрібно, наводиться назва фонду, який фінансував роботу, і номер гранту.

Використані в роботі літературні джерела нумеруються в порядку цитування в тексті, номер посилання друкується в квадратних дужках. Не допускаються посилання на неопубліковані роботи. Список літератури (шрифт 9 pt.) розміщується одразу за основним текстом статті й виділяється як розділ **СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ**.

Після списку літератури до статті додається реферат англійською мовою. Після пропуску одного рядка дається назва статті прописом, шрифт прямий 10 pt., напівжирний, вирівнювання по центру. У наступному рядку — ініціали та прізвища авторів, шрифт прямий 10 pt., напівжирний, вирівнювання по центру. У наступному рядку друкується повна назва організації та її адреса (курсив 9 pt., вирівнювання по центру). Після пропуску одного рядка вміщується текст реферату (шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині, без червоного рядка). У наступному рядку після слів “**KEY WORDS:**” (прописом, шрифт прямий напівжирний, 9 pt.) вміщуються ключові слова (шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині).

Один примірник рукопису має бути підписаний на зворотному боці аркуша усіма авторами.

Рукописи, оформлені не у відповідності до наведених правил, не розглядатимуться.