

РАДИОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМНОГО СОСТАВА

С. В. НАЙДЕНОВ, В. Д. РЫЖИКОВ

Среди новейших разработок в области технической диагностики и неразрушающего контроля выделяется метод цифровой радиографии, в котором объединены преимущества радиологического (сильнопроникающего) способа исследования структуры объектов с уникальными вычислительными возможностями современных компьютеров. Дизайн детекторов цифровой радиографии может быть самым разнообразным [1]. Исключительные возможности предоставляет сцинтилляционный метод (например, [2]) детектирования с линейным сканированием объектов.

Несмотря на достижения радиографии, ее применение в основном ограничено построением качественных изображений исследуемых объектов (в большинстве случаев — восстановление выделенных пространственных сечений). Вместе с тем не используются другие возможности указанного направления. Так, с помощью радиографии доступно исследовать не только пространственную, но и субстанциональную (химическую) структуру объектов мониторинга. Для этого их характерные атомные параметры необходимо восстановить по радиографическим данным. Однако прежде всего важно установить саму возможность радиографического мониторинга атомной (различение веществ) и одновременно пространственной (определение толщин) структур. С этим вплотную связана и задача повышения контрастной чувствительности, особенно при радиографии объектов, физически совмещенных друг с другом. Различение компонентов требуется для тестирования самых разнообразных составных физических объектов: трубопроводов с изоляцией, сварных швов [3], гомогенных смесей веществ, технических узлов и соединений, мягких и костных тканей внутри биологического организма, содержания закрытого багажа и т. д. Определенные успехи в этом направлении уже достигнуты ([4–6] и др.). Существенно, что при этом использовалась не моно-, а многоэнергетическая радиография. Экспериментальные свидетельства преимуществ последней должны иметь ясное физическое объяснение. В данной работе теоретически доказывается, что именно многоэнергетическая радиография позволяет определять атомный состав различных физических объектов. В результате ее практического применения может быть принципиально решена такая важная задача, как контроль и различение неорганических соединений от органических.

Радиография однородных образцов. Исследование естественно начать с наиболее простого случая определения атомного состава однородных образцов. При этом зависимость от пространственных координат объекта, влияние на результаты измере-

ний его геометрии и формы, а также расположения относительно детектора (томографический аспект) фактически не учитываются. Кроме того, удобно рассматривать образцы в форме прямоугольной пластины, расположенной перпендикулярно к направлению γ -излучению от внешнего источника. Материал объекта может быть простым или сложным веществом или представлять гомогенную смесь нескольких компонент.

Для «грубого» мониторинга R_z атомную структуру достаточно охарактеризовать единственным и подлежащим определению параметром — эффективным атомным номером Z_{eff} . Следующей по важности характеристикой является плотность вещества ρ . В дальнейшем выяснится, что влияния изменения плотности ρ и толщины l на результаты мониторинга эквивалентны друг другу. Вместо величин ρ и l свойства объекта будет характеризовать их произведение ρl . Способы вычисления Z_{eff} для веществ с известным химическим составом изложены, например, в [7]. Толщину объекта l можно считать неизвестной или, наоборот, заданной, в том числе после томографического исследования. В зависимости от практической постановки возникает несколько задач. Для каждой из них система уравнений радиографии, получаемых при теоретическом решении, принимает универсальный вид системы линейных неоднородных уравнений и при определенных условиях допускает однозначное решение. Перейдем к выводу этих основных уравнений.

Физической основой радиографии является поглощение γ -квантов ионизирующего излучения в веществе. При этом поглощение частиц $N(E)$ или энергии $E = E_\gamma$ γ -излучения происходит как в исследуемом объекте, так и в детекторе, регистрирующем изменение поля излучения. Ограничимся монохроматическим случаем (влияние немонахроматичности будет рассмотрено отдельно). Представим регистрируемый детектором сигнал N_f в виде

$$N_f(E) = \eta_{eff}(E)N_0(E)\exp[-\mu(E, Z)l], \quad (1)$$

где η_{eff} — полная конверсионная эффективность приемно-детектирующего тракта; $N_0(E)$ — интенсивность источника; $\mu(E, Z)$ — коэффициент линейного ослабления в объекте мониторинга. Конверсионная эффективность определяется конструктивными особенностями детектора и зависит от энергии E . Так как энергетический спектр излучения после прохождения объекта не изменяется (квантовый характер процессов взаимодействия с веществом), то η_{eff} не зависит от свойств этого объекта. Следовательно, η_{eff} можно определять в фоновом режиме (при отсутствии объекта) или из тестовых испытаний. Выбор детектора и разделе-

ние диапазонов излучения, например, с помощью фильтров-отсечек, играют важную роль в практической реализации радиографии. В данной статье остановимся только на теоретическом описании. Тогда можно считать влияние указанных факторов заранее известным и ограничиться картиной поглощения только в исследуемом объекте. От поглощения в нем зависят принципиальные результаты мониторинга.

В радиографии регистрируемый сигнал N_f в конечном счете представляется в цифровой форме. Следовательно, его можно преобразовать к любому виду и выразить в любых единицах измерения. Вместе с тем при теоретическом описании удобно выбрать логарифмический масштаб и ввести условный (безразмерный) сигнал

$$c(E) = -\ln \left[\frac{N_f(E)}{n_{eff}(E)N_0(E)} \right], \quad 0 \leq c(E) < +\infty. \quad (2)$$

Для жесткого излучения парциальные каналы поглощения в слоях разных веществ или для разных элементов сложного соединения будут независимыми. Поэтому в новых обозначениях уравнения радиографии многослойной и (или) многокомпонентной системы примут вид

$$c(E_i) = \sum_{j=1}^L \mu(E_i, Z_j)l_j, \quad i = 1 \dots N, \quad (3)$$

где индекс $N = 1, 2, 3, 4, \dots$ определяет мультиэнергетичность, а L обозначает число слоев. Наиболее перспективной (по целому ряду причин) представляется двух-, трех- и четырехэнергетическая радиография.

Выберем область $0,01 \text{ МэВ} \leq E \leq 0,50 \text{ МэВ}$ энергии γ -квантов. В большинстве случаев используется именно этот диапазон. В нем доминируют два независимых механизма поглощения — фотоэффект и комптоновское рассеяние (например, [8]). Начиная с порога K -поглощения в данном материале, соответствующие коэффициенты ослабления монотонно изменяются с ростом энергии излучения. Для фотоэффекта это означает быстрый спад поглощения по характерной эмпирической ($\sim(E)^{-3}$) или теоретической ($\sim(E)^{-7/2}$) зависимости. Полное сечение комптон-эффекта, рассчитанное по формуле Клейна–Нишины–Тамма, также спадает, но не столь быстро ($\sim(1 \dots 4)E$, МэВ). Отметим, что для некоторых соединений энергетическая зависимость истинного комптоновского поглощения в этой области энергией (за вычетом упругого рассеяния) может быть возрастающей. Существенно различной, нелинейной для фотоэффекта ($\sim(Z)$) оказывается зависимость поглощения от атомного номера. В общем случае коэффициент линейного ослабления удобно представить в виде

$$\mu(E, Z) = \rho \left[\alpha(E) \sum_{k=1}^M a_k Z_k^4 + \beta(E) \sum_{k=1}^M a_k Z_k \right], \quad (4)$$

где ρ — плотность (массовая) вещества; $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ — энергетические зависимости сечений поглощения фотоэффекта и комптоновского рассеяния, микроскопические выражения которых извест-

ны (например, [7–9]); M — число простых элементов в сложном соединении; a_k — их относительные атомные (мольные) доли.

Самым доступным является мониторинг однослойной системы, для которой $L = l$ и $l_j = 1$. Выразим коэффициент ослабления слоя данного вещества через его Z_{eff} :

$$\mu(E, Z_{eff}) = \rho [\alpha(E)Z_{eff}^3 + \beta(E)]Z_A, \quad Z_A = \sum_{k=1}^M a_k Z_k, \quad (5)$$

где Z_A обозначает средний атомный номер, а эффективный атомный номер Z_{eff} сложного вещества вычисляется по фотоэффекту. В рамках точности рассматриваемого мониторинга (порядка нескольких десятков процентов, в зависимости от типа соединения) можно считать выполненным условие неразличимости эффективных параметров

$$Z \equiv Z_{eff} = Z_{eff,\tau} = Z_{eff,\chi} = Z_A,$$

в котором $Z_{eff,\tau}$ и $Z_{eff,\chi}$ соответствуют расчету Z_{eff} по фотоэффекту (τ) и эффекту рождения пар (χ). В последнем случае энергия излучения $E \geq 1,022 \text{ МэВ}$. Очевидно, что для простых веществ выполняется строгое равенство $Z = Z_{eff,\tau} = Z_{eff,\chi} = Z_A$. Фактор разброса значений параметра Z_{eff} должен учитываться при «точном» мониторинге (определение атомных долей составляющих сложного соединения), который здесь не рассматривается.

Введем, кроме обычной плотности ρ , плотность навески $\delta = \rho l$, определяющую массу на единицу площади элементарного слоя толщины l . Используем переменные $u = \delta Z^4$ и $v = \delta Z$. Выделим «константы» мониторинга, т. е. величины, которые тем или иным образом уже известны и не подлежат дальнейшему определению при проводимой радиографии:

$$\alpha_i = \alpha(E_i), \quad \beta_i = \beta(E_i), \quad i = 1, 2. \quad (7)$$

В монохроматическом случае в качестве α_i и β_i можно использовать их усредненные значения в пределах каждого i -го диапазона γ -излучения. Уравнения мониторинга (3) примут следующий вид:

$$R_z = \begin{cases} c_1 = \alpha_1 u + \beta_1 v, \\ c_2 = \alpha_2 u + \beta_2 v. \end{cases} \quad (8)$$

В данном случае достаточно двухэнергетической радиографии ($N = 2$), так как независимых неизвестных только две — Z_{eff} и δ . Если известна одна из двух величин (толщина образца l или плотность материала ρ), то можно определить другую, предварительно вычислив $\delta = \rho l$. Итак, двухэнергетический мониторинг можно использовать как для определения атомного состава, так и толщины, а следовательно, и пространственной структуры объектов. В тех случаях, когда требуется определить большее число структурных характеристик, необходима многоэнергетическая радиография: $N \geq 3$, число ее уравнений также увеличивается.

Двухэнергетическая радиография. Выпишем решение уравнений (8) для двухэнергетической радиографии R_z :

$$u = -\frac{\beta_1 c_2 - \beta_2 c_1}{\alpha_1 \beta_2 - \alpha_2 \beta_1}, \quad v = \frac{\alpha_1 c_2 - \alpha_2 c_1}{\alpha_1 \beta_2 - \alpha_2 \beta_1}, \quad \alpha_1 \beta_2 - \alpha_2 \beta_1 \neq 0. \quad (9)$$

Укажем на важную роль последнего неравенства. Оно определяет необходимое и достаточное условие существования теоретического решения — условие разрешимости системы линейных уравнений. В практическом отношении им устанавливается некоторое ограничение на выбор энергетического диапазона и характерных энергий E_1 и E_2 в максимумах поглощения излучения детекторами системы (в фоновом режиме). Это ограничение является не слишком жестким, и фактически всегда можно надеяться на его реальное выполнение. Подчеркнем, что согласно определению величин α и β они сами, а с ними и указанное условие не зависят от свойств детектора и слабо зависят от свойств исследуемого материала. Эти величины определяются в основном энергией излучения, например, выбором ускоряющего напряжения рентгеновской трубки — источника γ -излучения — или системы фильтров, вырезающих спектральные диапазоны многоэнергетической радиографии. В качестве такого фильтра может выступать один из детекторов многоступенчатой сборки, поглощающий часть спектра излучения. В каждом конкретном случае условие реализации мониторинга, обеспечивающее регулярность выражений (9), можно проверять опытным путем или рассчитывать теоретически, в том числе по результатам тестовых испытаний.

Искомые величины двухэнергетического мониторинга определяются из выражений

$$Z_{eff} = \sqrt[3]{\frac{U}{v}} = \sqrt[3]{\frac{\beta_2 c_1 - \beta_1 c_2}{\alpha_1 c_2 - \alpha_2 c_1}}, \quad \rho l \equiv \delta = \frac{v}{Z} = \frac{\alpha_1 c_2 - \alpha_2 c_1}{\alpha_1 \beta_2 - \alpha_2 \beta_1} \left(\frac{1}{Z_{eff}} \right). \quad (10)$$

Выражение для Z_{eff} явно не зависит ни от плотности, ни от толщины исследуемого материала. В него входят только константы мониторинга α и β (диапазоны излучения фиксированы) и радиографические данные c_1 и c_2 для двух оцифрованных «изображений» объекта, снимаемых одновременно или порознь (две линейки или единая сборка детекторов). Эта универсальность выражений для Z_{eff} сохраняется и в общем случае, что, по-видимому, позволит эффективно определять атомный номер в более сложных ситуациях, например, для неоднородных, многослойных или объектов неправильной формы и несимметричного расположения и т. п. Второе из выражений (10) можно использовать для определения плотности ρ , если известна толщина l исследуемого образца. Интересным может оказаться и обратный аспект — вычисление толщин объекта переменного сечения. Такие результаты будут достаточно точными, так как плотность многих физических объектов не сильно изменяется от одной точки объекта к другой. Полученные формулы будут справедливы в пределах элементарного слоя поглощения, «вырезаемого» излучением при одношаговом сканировании объекта.

Обсудим особенности мониторинга. Из формулы (10) величина δ обратно пропорциональна Z_{eff} . Это соответствует тому, что более тяжелые по атомному весу соединения сильнее ослабляют излучение и требуют меньших эффективных толщин. Далее,

как следует из выражений (10), одинаковым радиографическим показаниям $c_{1,2}$ (значения α и β фиксированы) соответствует одно и то же значение комбинации (Z_{eff}, δ) . Показания $c_{1,2}$ можно рассматривать или как полученные от одного двухэнергетического интроскопа, или как формально объединенные показания двух различных моноэнергетических детекторов. Предположим, что при этом не изменятся показания каждого из детекторов, а значит, и системы в целом. Тогда из этого следует вывод, что моноэнергетическая радиография (и ее изображения объектов) позволяет судить лишь о составной величине (Z_{eff}, δ) , а двухэнергетический подход позволяет определить Z_{eff} и δ в отдельности. Другой особенностью многоэнергетической радиографии любого типа будет то, что невозможно разделить входящие в δ зависимости ρ и l , если только одна из этих величин не определена заранее. Появление фактора δ носит всеобщий характер и связано с тем, что линейный коэффициент ослабления жесткого излучения всегда пропорционален плотности вещества. Физическое влияние факторов ρ и l на поглощение, зависящее только от δ , неотличимо. Для одновременного различения объекта по плотности и толщине необходимо привлекать дополнительные, например томографические, методы. Однако информация о величинах Z_{eff} и δ , полученная при многоэнергетической радиографии объекта, будет полной.

Из выражений (10) следует, что при слишком близком выборе диапазонов мониторинга, когда $E_1 \approx E_2$, «разрешение» структурных характеристик резко ухудшается. Возникающая при этом неопределенность вызвана физической неразличимостью мультиэнергетических «изображений» объекта. Ее математическое происхождение кроется в неразрешимости системы линейных уравнений при равном нулю определителе. Это и есть нарушение последнего условия в формулах (9). Поэтому даже грубый, но моноэнергетический мониторинг атомного состава принципиально невозможен. Такой мониторинг невозможен и при использовании лишь одного из каналов поглощения. В этом случае неопределенность выражений (10) возникает из-за того, что обращается в нуль пара коэффициентов: $\alpha_{162} = 0$ или $\beta_{162} = 0$. Аналогичные условия разрешимости будут возникать и в других реализациях многоэнергетической радиографии. Линейность ее уравнений является прямым следствием использованных представлений об экспоненциальном характере поглощения излучения.

Из-за монотонного характера энергетической зависимости полного сечения поглощения в области преимущественного действия фото- и комптон-эффекта при вариациях энергии излучения монотонным будет и соответствующее изменение выражения $(\alpha_1 \beta_2 - \alpha_2 \beta_1)$. Следовательно, достаточное разнесение диапазонов измерения обеспечит уверенное выполнение необходимого условия $\alpha_1 \beta_2 - \alpha_2 \beta_1 \neq 0$. К тому же последнее (из-за указанной монотонности) не будет нарушаться и при флуктуациях, связанных с нестабильностью внешнего источника. Поэтому область энергий от нескольких десятков до

нескольких сотен кэВ является исключительно удачной для радиографии атомного состава.

Многоэнергетической радиографии свойственна своеобразная «дополнительность». С ростом мультиэнергетичности потенциально доступная информация о структуре объекта становится богаче. Однако для её извлечения из радиографических данных потребуется не только больше вычислений (с учетом возможностей современных компьютеров это не будет существенным препятствием), но и усиление ограничений на выбор диапазонов излучения. С последним связаны:

1) требование согласования с детектирующей системой — детекторы должны наиболее эффективно регистрировать излучение именно в данных диапазонах;

2) потеря точности измерений из-за совместного действия флуктуаций многих факторов (для каждого из парциальных каналов мониторинга). Из-за этих причин практически наиболее перспективным остается двух-, трех- и четырехэнергетический мониторинг.

Результаты радиографического мониторинга.

Параметры атомной структуры, вычисленные из выражений (10), зависят от постоянных мониторинга α и β . Последние не зависят или зависят сравнительно слабо от исследуемого объекта и свойств детектирующей системы. Поэтому их можно считать фиксированными при заданном выборе диапазонов излучения и определить из тестовых измерений на однородных образцах известного состава (Z_j и ρ_j) и толщины l_j . Для двухэнергетического ($N = 2$) случая требуется 4 таких испытаний (для 2 фиксированных объектов разного состава при двухэнергетической радиографии каждого). Примем следующие обозначения:

$$c_{ij} = c(E_i, Z_j, \delta_j), u_j = Z_j^4 \delta_j, v_j = Z_j \delta_j, \quad (11)$$

где c_{ij} — результаты тестового мониторинга; $\delta_j = \rho_j l_j, j = 1, 2$. Теперь считаем известными величины α_i и β_i . Систему соответствующих уравнений радиографии запишем в виде

$$\begin{aligned} \alpha_1 u_1 + \beta_1 v_1 &= c_{11}, \alpha_1 u_2 + \beta_1 v_2 = c_{12}, \\ \alpha_2 u_1 + \beta_2 v_1 &= c_{21}, \alpha_2 u_2 + \beta_2 v_2 = c_{22}. \end{aligned} \quad (12)$$

Ее решение — величины α и β — определяется однозначно. Для тестирования следует использовать разные вещества $Z_1 \neq Z_2$ (см. ниже). Можно выбирать образцы одинаковой толщины — тогда $l_1 = l_2 = l$ и $\delta_{1(2)} = \rho_{1(2)} l$. Условием разрешимости мониторинга будет

$$\alpha_1 \beta_2 - \alpha_2 \beta_1 = \frac{c_{11} c_{22} - c_{12} c_{21}}{Z_1 Z_2 (Z_1^3 - Z_2^3) \delta_1 \delta_2} \neq 0. \quad (13)$$

Вводя чувствительность детектора, т. е. предельно регистрируемый пороговый сигнал c_B , уровень которого лимитирован (в том числе флуктуациями системы), уточним условие (13):

$$c_{11} c_{22} - c_{12} c_{21} \gg c_B. \quad (14)$$

Соотношение (14) можно проверить после серии тестовых испытаний и оценить влияние энергетической расстройки источника излучения на разре-

шимость мониторинга. При необходимости такие проверочные измерения можно выполнить для достаточно большого числа веществ и при различных толщинах образцов. Тем самым практически решается вопрос о корректном выборе диапазонов двухэнергетического мониторинга.

Используя тестовые значения c_{ik} из формулы (11) для двух веществ с известными параметрами $Z_{1,2}^*$ и $\delta_{1,2}^*$, можно придать выражениям (10) окончательный вид формул двухэнергетического мониторинга, в который входят только радиографические данные $c_{1,2}$ об образцах объекта:

$$Z_{eff} = Z_{eff}(c_1, c_2) = \sqrt{\frac{Z_1^* \delta_1^* (c_{12} c_2 - c_{22} c_1) - Z_2^* \delta_2^* (c_{11} c_2 - c_{21} c_1)}{Z_1^* \delta_1^* (c_{12} c_2 - c_{22} c_1) - Z_2^* \delta_2^* (c_{11} c_2 - c_{21} c_1)}}, \quad (15)$$

$$\delta = \delta(c_1, c_2) = \frac{Z_1^* \delta_1^* (c_{12} c_2 - c_{22} c_1) - Z_2^* \delta_2^* (c_{11} c_2 - c_{21} c_1)}{c_{11} c_{22} - c_{12} c_{21}} \left(\frac{1}{Z_{eff}} \right). \quad (16)$$

Аналогичные зависимости можно получить для мониторинга в области высоких энергий, где доминирует эффект рождения пар. Особенностью выражения (15) для Z_{eff} является отсутствие в нем фактора $c_{11} c_{22} - c_{12} c_{21}$, ограничивающего точность вычислений при нарушении условия разрешимости (14). Значит, даже при не очень удачном выборе диапазонов излучения эффективный атомный номер можно определить достаточно точно. Эта «гибкость» двух- и многоэнергетического мониторинга должна сыграть важную практическую роль, обеспечивая его высокую эффективность. Полученные выражения (15)–(16) можно использовать для восстановления структурных параметров Z_{eff} и δ объектов по результатам их радиографии. Важно отметить, что полученные теоретические выражения замкнуты, так как в них входят только радиографические данные $c_{1,2}$ и константы c_{ik}^* тестовых испытаний. Выполнив тестовые и проверочные испытания, можно экспериментально проверить эффективность предложенного многоэнергетического подхода.

ВЫВОДЫ

Метод многоэнергетической и, в частности, двухэнергетической радиографии пригоден для количественного определения химического состава различных физических объектов. Для определения эффективного атомного номера и плотности (навески) достаточно двухэнергетической радиографии. Во всех случаях появляется условие существования решений уравнений радиографии. Физически ему соответствует сама возможность указанного мониторинга. Это условие определяет выбор энергетических диапазонов излучения, в которых детекторы системы должны наиболее эффективно регистрировать прошедшее излучение.

В целом многоэнергетический подход и его модификации (2-, 3- и 4-х энергетическая) весьма перспективны во многих важных областях (количественный мониторинг функциональных материалов; контроль взрывчатых и опасных веществ, который до сих пор в большинстве случаев осуществляется с помощью более сложной и дорогостоящей нейт-

ронной техники [10]; медицинская томография и т.п.). В ряде указанных направлений применение многоэнергетической радиографии уже принесло значительные успехи.

1. *Harrison R. M.* Digital radiography — a review of detector design // Nucl. Instr. and Meth. — 1991. — **24**, № А310.
2. *Кристаллы* сцинтилляторов и детекторы излучений на их основе / Л. В. Атрощенко, С. Ф. Бурачас, Л. П. Гальчицкий и др. — Киев: Наук. думка, 1998.
3. *Неразрушающие* методы контроля сварных соединений / С. В. Румянцев, В. А. Добромислов, О. И. Борисов, Н. Т. Азаров. — М.: Машиностроение, 1976.
4. *15th world conf. on non-destructive testing. Session of methods and instrumentation, Rome (Italy), 15–21 Oct., 2000.* — Abstracts Book. — 800 p.

5. *Heimann Systems.* Prospects, Germany, 2001.
6. *Scintillator-photodiode* detecting systems for two-level X-ray inspection systems / V.D. Ryzhikov et al. // 15th World Conference on Non-Destructive Testing, Rome (Italy), 15–21 Oct., 2000. — Rome: Abstracts Book. — 2000. — P. 466.
7. *Иванов В. В.* Курс дозиметрии. — М.: Атомиздат, 1978.
8. *Немец О. Ф., Гофман Ю. В.* Справочник по ядерной физике. — Киев: Наук. думка, 1975.
9. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П.* Квантовая электродинамика // Теоретическая физика. В 10 т. — М.: Наука, 1989. — Т. IV. — 728 с.
10. *Grodzins L.* Nuclear techniques for finding chemical explosives in airport luggage // Nucl. Instr. and Meth. — 1991. — **829**, № В36/37.

НТК «Ин-т монокристаллов» НАН Украины,
Харьков

Поступила в редакцию
10.04.2001

ПЕРЕЧЕНЬ МЕРОПРИЯТИЙ, ПРОВОДИМЫХ УКРАИНСКИМ ИНФОРМАЦИОННЫМ ЦЕНТРОМ «НАУКА, ТЕХНИКА, ТЕХНОЛОГИЯ» В 2002 г.:

- Вторая Промышленная конференция с международным участием и блиц-выставка «ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕАЛИЗАЦИИ НАУЧНОГО, РЕСУРСНОГО И ПРОМЫШЛЕННОГО ПОТЕНЦИАЛА в современных условиях» (СЛАВПРОМ).
Место проведения: п. Славско, Карпаты, пансионат «Бойкивщина», 25 февраля – 1 марта 2002 г.
- Международная конференция «ИСТОРИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СВАРКИ И РОДСТВЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ» (Бенардосовские чтения) в рамках 4 специализированной выставки «СВАРКА УКРАИНА 2002».
Место проведения: г. Киев, Национальный Комплекс «Экспоцентр Украины», ИЭС им. Е. О. Патона, 24–26 апреля 2002 г.
- ДВАДЦАТЬ Вторая ежегодная Международная конференция и выставка «КОМПОЗИЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ» (СЛАВПОЛИКОМ).
Место проведения: г. Ялта, 27–31 мая 2002 г.
- Десятый Юбилейный ежегодный Международный семинар-выставка «СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ И СРЕДСТВА НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ И ТЕХНИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ».
Место проведения: г. Ялта, 16–20 сентября 2002 г.
- ДЕСЯТАЯ Юбилейная ежегодная Международная конференция и выставка «ТЕХНОЛОГИИ РЕМОНТА МАШИН, МЕХАНИЗМОВ, ОБОРУДОВАНИЯ» (РЕМОНТ).
Место проведения: г. Киев, ИЭС им. Е. О. Патона, 7–10 октября 2002 года.

Почтовый адрес: 02094, Киев, а/я 488 тел/факс (044) 573 30 40
e-mail: office@seminar.freenet.kiev.ua glavackaya@softhome.net