

Рис. 1. Стабильность резисторов на пасте ПРУ-Вэ-50 после лазерной подгонки глубиной 5% от номинала

Список использованных источников

1. Пиганов М. Н. Технологические основы обеспечения качества микросборок. - Самара: СГАУ, 1999. - 231с.
2. Красов В.Г., Петраускас Г.Б., Чернозубов Ю.С. Толсто пленочная технология в СВЧ микроэлектронике. - Москва: Радио и связь, 1985. - 168с.
3. Толсто пленочная микроэлектроника/Гребенкина В.Г., Доброер В.С., Попов Л.И., Тризна Б.П. - Киев: Паукова думка. - 1983. - 249с.

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА МАЛОРАКУРСНОЙ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ РЕНТГЕНОВКОЙ ДИАГНОСТИКИ В СТОМАТОЛОГИИ

О.В. Филонин

Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара

Хорошо известно широкое применение рентгеновской диагностики в стоматологии. За последние годы благодаря развитию средств вычислительной техники, совершенствованию матричных детекторов рентгеновского диапазона, возможности этой диагностики значительно увеличились.

Кроме того, заметно возросла информационная отдача и достоверность получаемых данных, повысились чувствительность и разрешение формирования теневых изображений в дентальной зоне. В то же время в практической деятельности врача – стоматолога весьма часто возникают ситуации, когда необходимо определить трехмерную конфигурацию таких объектов как каналы, пломбы, область кариеса и т.д.

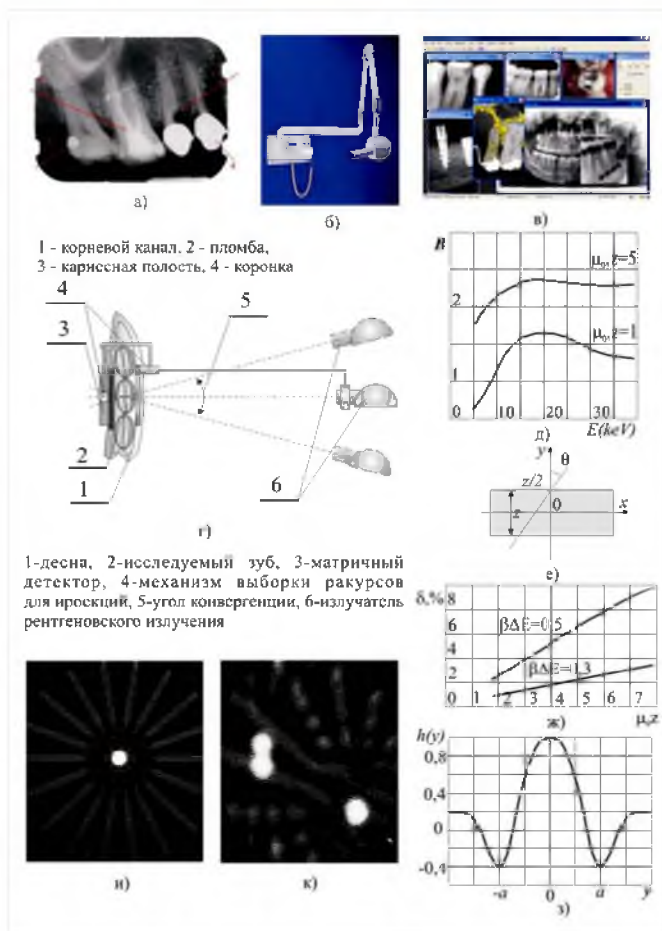


Рис. 1. Иллюстрации малоракурсной томографической диагностики для задач стоматологии

В этих случаях пациента посылают на обследование с помощью рентгеновского компьютерного томографа, что не всегда возможно и доступно, требует определенных временных и материальных затрат. Результатом такой диагностики, как правило, является набор 2D-томограмм, или псевдо трехмерное цветное изображение выбранной поверхности мягких тканей. К сожалению, такая информация далеко не всегда может устроить стоматолога. Автору, например, известен случай, когда потребовалось сделать 34 рентгеновских снимка одного из коренных зубов ($7^B_{\text{л}}$) и пройти томографическое обследование, для того чтобы детально определить пространственную конфигурацию каналов для удаления нервов, пломбирования каналов и последующего протезирования. Совершенно очевидно, что создание новых методов и средств диагностики позволяющих получать трехмерную информацию о таких объектах (см. рис. 1, а) как корневые каналы, конфигурация и местоположение кариесных полостей, особенно при вторичном кариесе под пломбами, расположение и конфигурация пломб, посадка коронок и т.д., непосредственно на рабочем месте врача - стоматолога является весьма актуальной задачей.

Такого рода проблемы сегодня достаточно успешно могут быть решены с помощью малоракурсной компьютерной томографии [1]. Возможности такого подхода значительно расширились с появлением так называемых рентгеновских компьютерных визиографов, заменивших рентгеновскую пленку, что позволило значительно сократить время, затрачиваемое на диагностику. Автором разработана малоракурсная томографическая система рентгеновской диагностики, позволяющая решать рассмотренные задачи. Для получения проекционных данных, используется стандартное оборудование рентгеновского визиографа состоящего из узколучевого рентгеновского аппарата (рис. 1,б), матричного рентгеновского ПЗС – детектора, стандартного компьютера, обладающего с точки зрения обработки и представления довольно широкими возможностями (рис. 1 в)). Основные технические характеристики систем такого рода, важные с точки зрения реализации методов МВТ, можно свести к следующим: максимальная энергия рентгеновского излучения порядка $E_{\text{max}} \sim 50 \text{keV}$, угол раскрытия пучка излучения до уровня 0,2 максимального значения интенсивности не более 3° , максимальная доза, получаемая пациентом не превышает 0,001 МЗВ (единица измерения поглощенного излучения биологической тканью – Зиверт), время экспозиции матричного детектора (0,1 ÷ 0,125) с.

На рис. 1,г представлена схема регистрации проекционных данных с помощью штатной систем просвечивания и регистрации теневых изображений проекций доукомплектованная разработанным устройством выборки заданного набора двумерных проекций. В состав этого устройства, которое задает углы, под которыми регистрируются проекции, входит коллиматор,

служащий для снижения вклада рассеянного излучения. Влияние рассеянной компоненты увеличивается с увеличением угла от нормали.

Для задач такого рода, принято [2] проекцию определять в виде:

$$p(l, \theta) = \int_L \mu(x, y) dz = \iint_R \mu(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta) dx dy. \quad (1)$$

Здесь $p(l, \theta)$ двумерная проекция от распределения линейного коэффициента ослабления излучения $\mu(x, y)$ вдоль семейства проектирующих прямых L , определяемых условием:

$$l = x \cos \theta + y \sin \theta.$$

Для геометрии узкого пучка очевидно справедливо соотношение:

$$P_{x,i}(l, \theta) = P_{x,0} \left[- \int_L \mu(x, y) dz \right],$$

где $P_{x,0}$ - мощность экспозиционной дозы попадающий на исследуемый объект, $P_{x,i}$ - мощность дозы регистрируемой матричным детектором. Из последнего соотношения, очевидно, несложно получить интегральное уравнение, удовлетворяющее обращению Радона, то есть:

$$\int_L \mu(x, y) dz = \ln \frac{P_{x,0}}{P_{x,i}(l; \theta)}.$$

Для повышения точности МВТ – реконструкции целесообразно ввести понятие разностной проекции следующим образом: любую проекцию при наличии исследуемых объектов – кариесных полостей, каналов и пр. можно определить в виде:

$$P_{i,d}(l, \theta) = \int_L \mu_d(x, y) dz = A / \gamma (J_0 - J_{i,d})(l, \theta), \quad (2)$$

здесь: μ_d - линейный коэффициент поглощения рентгеновского излучения материалом исследуемого объекта, A - постоянная зависящая от типа и конструкции ПЗС – приемника, $\gamma - const$, J_0 - сигнал, который мог бы быть зарегистрирован ПЗС – структурой, соответствующий $P_{x,0}$ за интервал времени опроса Δt матрицы J_i - реально измеряемый матрицей сигнал за тот же интервал времени. Заметим, что величина J_0 является фиктивной, как с точки зрения «прямой» регистрации, так и в том смысле, что любая ПЗС, фотодиодная структура имеет порог насыщения, который значительно ниже возможных значений экспозиционной дозы излучения попадающей на исследуемый объект. Однако величину J_0 можно оценить следующим образом: необходимо сделать пробный снимок так чтобы были известны величины $z_u, \mu_u(x, y)$, где z_u - толщина известного материала имеющего извест-

ный коэффициент ослабления $\mu_u(x, y)$. Тогда, очевидно можно записать систему уравнений:

$$\begin{cases} P_{x,u}(l, \theta) = \exp(-\mu_u z_u); \\ J_u(l, \theta) = A\gamma \ln P_{x,u} \Delta t^n + \eta. \end{cases} \quad (3)$$

В результате решения (3) с учетом (2) можно получить:

$$J_0 = A\gamma\mu_u z_u + J_u,$$

следовательно, для регистрируемой проекции нетрудно получить:

$$p_i(l, \theta) = \mu_u z_u + \frac{A}{\gamma} (J_u - J_0)(l, \theta). \quad (4)$$

Несложный анализ (4) позволяет сделать вывод о том, что первое слагаемое в правой части определяется только геометрией, коэффициентом преобразования дозы поглощенной детектором в сигнал (заряд). Другими словами величина $\mu_u z_u$ можно трактовать как фон, на который накладывается информативная компонента

$$\frac{A}{\gamma} (J_u - J_0)(l, \theta).$$

Таким образом, определив проекцию при наличии локальных объектов в виде (2) можно найти разность между проекциями с наличием внутренних объектов и без них, то есть:

$$(P_{i,d} - P_i)(l, \theta) = \frac{A}{\gamma} (J_i - J_{i,d})(l, \theta). \quad (5)$$

Заметим, что «разностная проекция»

$$P_{\Delta,i} = \frac{A}{\gamma} (J_i - J_{i,d})(l, \theta),$$

содержит информацию только о внутренних локальных объектах, что упрощает процедуру обратного проецирования, и главное уменьшает уровень артефактов на этом этапе реконструкции. Определение бездефектной проекции можно провести в соответствии с методикой изложенной в работе [3].

Существенное влияние на качество томограммы оказывает рассеянное излучение, особенно в случае полихроматичности источника, к которым относятся рентгеновские трубки, используемые, например, в стоматологической визиографии. Учет влияния вклада рассеянного излучения принято производить с помощью фактора накопления: $B = (P_{x,nd} + P_{x,d}) / P_{x,nd}$, где $P_{x,nd}$ и $P_{x,d}$ мощности доз нерассеянной и рассеянной компонент соответственно. Здесь важно отметить, что разность сигналов, регистрируемых

ПЗС – детектором согласно соотношению (5) при наличии рассеянной компоненты и в случае однофотонного приближения не изменяется. В то же время надо помнить, о том, что полезная информация содержится в нерассеянном потоке излучения. Рассеянная компонента оказывает вуалирующее воздействие на проекционное изображение, приводит к «размытию» реконструированной томограммы, значительно понижает чувствительность диагностики. Показано, что относительная чувствительность при визиографии может быть оценена из соотношения:

$$\frac{\Delta z}{z} = \frac{A \Delta J_{\min}}{\mu y z} B, \quad (6)$$

где ΔJ_{\min} - минимально различимая разность сигналов регистрируемых ПЗС – структурой. Для устранения влияния рассеянного излучения предложено использовать фронтальные – перед просвечиваемым объектом щелевые диафрагмы и тыловые коллимационные экраны, располагаемые между ПЗС - приемником и тыловой частью просвечиваемой зоны объекта рис. 1 г).

Наибольшую сложность при дентальной рентген диагностике вызывает выявление кариесных областей под пломбами, особенно металлическими. Вид функции фактора накопления для указанного диапазона энергий, для материала соответствующего составу сплава коронок показан на рис. 1 г). Заметим, что с увеличением просвечиваемой эффективной толщины, эффект насыщения выражен наиболее заметно. Для расчета параметров коллиматора и щелевой диафрагмы необходимо знать интенсивность рассеянного излучения попадающего на эту систему. Для данного класса задач это можно сделать, воспользовавшись методикой предложенной в работе [5]. Полученная расчетная, таким образом, формула имеет вид:

$$I_d^{pi}(E_0, \mu_0 z, r) = 1,12 N_0 e^{\mu_0 z} \mu_0^2 \frac{\alpha_0^{0,58}}{(\mu_0 z)^{0,17}} [-E_i(-\frac{1,69 \alpha_0^{0,19}}{(\mu_0 z)^{0,56}} \mu' r)], \quad (7)$$

здесь N_0 - мощность входного пучка излучения, α_0 - начальная энергия рентгеновских фотонов в единицах $(m_0 c^2)$, μ' - линейных коэффициент ослабления, соответствующий средней энергии первого комптоновского рассеяния, E_i - интегральная экспонента, z - толщина барьера.

Так как используемые источники излучения являются немоноэнергетическими, то простейшее интегральное, приведенное выше уравнение, записываемое для однофотонного приближения узкого моноэнергетического пучка, оказывается непригодным. Хорошо известно, что коэффициент линейной поглощения существенно зависит от энергии излучения, следовательно, задача МВТ – реконструкции в этом случае становится нелинейной. Пренебрежение этим обстоятельством приводит к существенным

ошибкам в результирующем изображении. Оценку погрешностей, обусловленных немонотонностью излучения можно произвести следующим образом. Для немонотонного излучения выражение для функции проекций можно записать:

$$p_{mm}(l, \theta) = -\ln \frac{\int_{E_1}^{E_2} \Phi_0(E) \exp[-\iint_{\infty} \mu(x, y, E) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - l) dx dy] dE}{\int_{E_1}^{E_2} \Phi_0(E) dE}, \quad (8)$$

здесь $\Phi_0(E)$ - спектральная плотность потока излучения.

При оценке чувствительности МВТ – диагностики необходимо учитывать то обстоятельство, что ее значение будет изменяться (уменьшаться) при приближении к периферии изображения. В приближении плоскопараллельного барьера получено выражение для определения относительной погрешности за счет немонотонности источника излучения в виде:

$$\delta_{mm} = -\frac{\cos \theta}{\mu_0(E_0)z} \ln \left[\frac{2 \cos \theta \cdot Sh(\mu_0(E_0)\beta\Delta E \cdot z / 2 \cdot \cos \theta)}{\mu_0(E_0)\beta\Delta E z} \right]. \quad (9)$$

Простейший анализ показывает, что рассматриваемая погрешность определяется параметрами барьера $\mu_0(E_0)z$, направлением просвечивания θ (рис. 1 е)), и величиной $\beta\Delta E$. На рис. 1 ж) показаны функциональные зависимости $\delta(\mu_0z, \theta, \beta\Delta E)$. Анализируя полученные графики можно сделать следующие важные выводы:

- Предельный угол конвергенции не должен превышать величину $\theta \leq \pm\pi/3$, оптимальным является диапазон $\theta \leq \pm\pi/6$,
- Погрешность, связанную с немонотонностью пучка можно снизить, уменьшая величину $\beta\Delta E$, например, путем фильтрации излучения в зоне рентгеновской трубки.

При разностном способе формирования проекций относительная ошибка, обусловленная немонотонностью потока, может быть определена с помощью соотношения:

$$\Delta P_{mm} = -\frac{\cos \theta}{\mu_0(E_0)z} \ln \left[\frac{z}{z_{i0}} \frac{Sh(\mu_0(E_0)\beta\Delta E \cdot z_{i0} / 2 \cdot \cos \theta)}{Sh(\mu_0(E_0)\beta\Delta E \cdot z / 2 \cdot \cos \theta)} \right]. \quad (10)$$

Заметим, что при $z = z_{i0}$ относительная погрешность, за счет полихроматичности излучения, оказывается равной нулю.

Точность 3D – реконструкции таких малоразмерных объектов, в направлении просвечивания, как корневые каналы, при всех прочих условиях, существенно зависит от уровня раскрытия пучка – степени его конусности, равномерности углового распределения плотности потока и энергий фото-

нов. Для конусной геометрии просвечивания, при регистрации данных матричным детектором, нами получено выражение для функции проекции в виде:

$$P_m(l, \theta_m) = P_m(l, \theta + \arctg(l/F)), \quad (11)$$

здесь F - фокусное расстояние. Важно отметить, что в пространстве Радона эти проекции располагаются иначе, нежели при геометрии плоскопараллельного пучка. С увеличением координаты l проекции расходятся, так как направление угла проецирования зависит от величины:

$$\left[m \frac{\pi}{M} + \arctg\left(\frac{n\Delta l}{F}\right) \right].$$

Следовательно, после того как получены проекционные данные в конусной (всерной) геометрии их с помощью методов линейной интерполяции необходимо пересчитать в проекции соответствующие геометрии ортогонального проецирования.

Следует также отметить, что конусность потока излучения, а она присуща всем рентгеновским излучателям, приводит к еще одному нежелательному эффекту. Фокусное расстояние $F_g = F_0 / \cos \vartheta$, толщина просвечиваемого материала $z_g = z_0 / \cos \vartheta$ (здесь $\vartheta = \arctg(F_0 / x_g)$, x_g - расстояние от центра проекции до периферийного элемента, F_0, z_0 - фокусное расстояние и толщина материала в центре проекции, F_g, z_g - значение этих же параметров на периферийной зоне). Влияние этих параметров приводит к тому, что яркость, контраст и резкость в реконструированном изображении оказываются различными в центре томограммы и на периферии. Показано, что при небольшом снижении чувствительности – 0,3%, следует ограничивать угол расхождения пучка в пределах $\pm 15^\circ$.

Существенную роль на величину разрешающей способности оказывает нерезкость теневых изображений регистрируемых проекций. Геометрическую нерезкость принято [1] определять в виде:

$$\Delta x_\phi = (\Phi \cdot b) / (F - b),$$

здесь Δx_ϕ - значение геометрической нерезкости, Φ – диаметр эффективного фокусного пятна. Понятно, что с увеличением фокусного расстояния – F величина геометрической нерезкости уменьшается. Несложно показать, что условием оптимальности величины фокусного расстояния в этом случае будет соотношение:

$$F \geq b \left(\frac{\Phi}{\Delta x_{\phi, \max}} + 1 \right).$$

Кроме геометрической нерезкости, при регистрации исходных теневых проекций матрицами на основе ПЗС – структур, необходимо учитывать

внутреннюю нерезкость приемника, обусловленную переносом заряда по объему полупроводника, вклад рассеянного излучения рожденного в коллиматоре и сцинтилляторе и т.д.

Качество системы регистрации исходных проекционных данных можно оценить с помощью частотно-контрастной характеристики – ЧКХ. Понятно, что ЧКХ зависит от величины общей нерезкости Δx , если принять, что функция рассеяния линии на изображении определяется соотношением:

$$\varphi(x) = \frac{2,3}{\Delta x} e^{-\frac{2|x|}{\Delta x}},$$

то можно получить соотношение для оценки ЧКХ в виде:

$$T_D(\nu) = \frac{1}{1 + (0,43\pi\Delta x\nu)^2}. \quad (12)$$

Следовательно, максимальная разрешающая способность эквивалентна максимально передаваемой частоте ν_{\max} , определяемой по ЧКХ на уровне предельных значений контрастной чувствительности. Показано, что разрешающая способность для рассматриваемых задач определяется выражением:

$$\nu_{\max} = \xi(1,3/\Delta x),$$

($\xi - const$, зависящая от количества и размеров элементов матрицы) откуда можно получить значение минимально возможное значение интервала дискретизации теневого изображения проекции:

$$\Delta l \geq \frac{\Delta x}{2,6\xi}. \quad (13)$$

С точки зрения точности и достоверности реконструкции параметров исследуемых объектов, в рассматриваемом малоракурсном классе задач, при условии формирования исходных двумерных данных в конусном пучке при ограниченном угле конвергенции целесообразно искать решение задачи реконструкции в виде свертки точного значения реконструируемого изображения $\mu(x, y)$ с некоторой аксиально-симметричной функцией $g(x, y)$. Эта функция достаточно гладкой и монотонно убывающей на конечном интервале в пространстве сигналов

$$g(x, y) = \begin{cases} g(x, y), & x^2 + y^2 \leq 1 \\ 0, & x^2 + y^2 > 1 \end{cases}$$

амплитуда спектральных составляющих ее спектра за пределами некоторой частоты ω_G должна стремиться к нулю.

По аналогии с методикой описанной в [1] введем в рассмотрение некоторую функцию определяемую как:

$$\tilde{\mu}(x, y) = \mu(x, y) \otimes \otimes g(x, y). \quad (14)$$

Условия выбора вида функции $g(x, y)$ обеспечивают подавление частотных составляющих функции $\mu(x, y)$, начиная с частоты ω_G . Авторами [2], показано что, не смотря на всю привлекательность ядра Хемминга:

$$g(x, y) = \begin{cases} \alpha + (1 - \alpha) \cos((\pi \sqrt{x^2 + y^2})), & x^2 + y^2 \leq 1 \\ 0, & x^2 + y^2 > 1 \end{cases}$$

при $\alpha = 0,54$, на частотах выше $2\pi / a_{a-1}$ имеются пульсации в области высоких частот главного максимума и в боковых лепестках, хотя они и незначительны. Применение подхода в виде (14) дает возможность уверенно подавить пульсации в боковых лепестках.

Вид функции свертки для алгоритма 2D – реконструкции можно определить исходя из следующих рассуждений. Соотношение (14) можно представить в виде:

$$\mu(x, y) \otimes \otimes g(x, y) \int_0^\pi \hat{p}(x \cos \theta + y \sin \theta) d\theta. \quad (15)$$

Или

$$\mu(x, y) \otimes \otimes g(x, y) = \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^\infty p(\tau, \theta) h(l - \tau) d\tau. \quad (16)$$

Из последнего уравнения можно выделить составляющую:

$$g(x, y) = \int_0^\pi h(l) d\theta,$$

с учетом того, что $l = x \cos \theta + y \sin \theta$, а функция $g(x, y)$ в соответствие с выше принятой договоренностью является аксиально-симметричной функцией, для значения $x = 0$ получим:

$$g(y) = 2 \int_0^{\pi/2} h(y \sin \theta) d\theta. \quad (17)$$

Выражение (17) является интегральным уравнением Шлёмилха, его решение имеет вид:

$$h(y) = g(0) + y \int_0^{\pi/2} g'(y \sin \theta) d\theta.$$

Если подставить это решение в функцию окна Хемминга, для $y \leq a$ можно получить:

$$h(y) = 1 - (1 - \alpha) \frac{\pi y}{2a} \int_0^{\pi/2} \sin\left(\frac{\pi y}{a} \sin \theta\right) d\theta = 1 - (1 - \alpha) \frac{\pi y}{2a} \Omega_0\left(\frac{\pi y}{a}\right), \quad (18)$$

здесь $\Omega_0(z)$ - функция Ломмеля – Вебера, для $y > a$ можно получить:

$$h(y) = 1 - (1 - \alpha) \frac{\pi y}{2a} \int_0^{\arcsin(a/y)} \sin\left(\frac{\pi y}{a} \sin \theta\right) d\theta. \quad (19)$$

Разложив в последнем выражении подынтегральную функцию в ряд Фурье по функциям Бесселя, объединенное решение для (18), (19) имеет вид:

$$h(y) = \begin{cases} 1 - (1 - \alpha)(0,86\pi^2 y / 2a) \Omega_0(\pi y / a), & y \leq a \\ 1 - (1 - \alpha)(0,86\pi^2 y) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{(2k-1)} J_{2k-1}\left(\frac{\pi y}{1,12a}\right) [1 + (-1)^k U_{2k-1}\left(\frac{a}{y}\right)], & y > a \end{cases}, \quad (20)$$

здесь $J_n(z)$ - функция Бесселя n - го порядка, $U_n(z)$ - полиномы Чебышева 2 - го порядка. Полученное малоракурсное ядро имеет много общего с ядром предложенным авторами [2,3], это естественно, так как при выводе (20) были использованы аналогичные рассуждения и предпосылки. Заметим, что такие ядра в отличие от хорошо известных ядер Хемминга, Рамачандра и пр., в области высоких частот имеют вид плавно нарастающей к нулю кривой, при полном отсутствии осцилляций, что значительно снижает уровень артефактов. Общий вид функции ядра свертки показан на рис. 1 з), а на рис. 1 и), к) приведены соответственно импульсный отклик для 9 проекций при формате реконструкции томограммы (100×100) элементов, при значениях $\omega_G = 2\pi/a$, $\alpha = 0,54$, $a = 5,0$, уровень артефактов для данного случая не превышает 10%. Важно отметить, что параметр - a в полученной функции ядра играет роль параметра степени регуляризации, действительно при больших значениях $a > 9$ изображение размывается, при малых значениях $a < 3$ разрешающая способность повышается. Однако при этом растет уровень артефактов, амплитуды которых оказываются соизмеримыми с амплитудами элементов изображений малоконтрастных объектов. Компромисс в данном случае, между числом исходных проекций, разрешающей способностью алгоритма и качеством изображения устанавливается выбором оптимальных величин параметров a, α ядра свертки. Наиболее эффективно оптимизировать эти параметры, можно учитывая априорную информацию об исследуемых объектах, например, в соответствии с методиками, изложенными в монографии [1].

Рентгеновские визиографы для стоматологической диагностики комплектуются стандартными ПК, что несколько усложняет процедуры трехмерной томографической реконструкции, так как на реконструкцию полутонового изображение 2D – томограммы, например, формата (256 Н 256) элементов обычные однопроцессорные (двухпроцессорные) ПК затрачива-

ют несколько секунд. Для уменьшения временных затрат на процедуры 3D - томографической реконструкции можно использовать методику трехмерного восстановления на основе выделения изопараметрических контуров [6] в двумерных проекциях, формированием требуемых 3D - изопараметрических поверхностей, с последующим представлением информации в объемном (проекционном) виде.

Список использованных источников

1. Филонин О.В. Малоракурсная томография. Самара: СНЦ РАН, 2006.- 256 с.
2. Филонин О.В., Явцев В.Ф. Методы малоракурсной вычислительной томографии в диагностике сварных соединений. /Техническая диагностика и неразрушающий контроль.- 1989. №2. С. 34 – 42.
3. Филонин О.В. Исследование качества сварных соединений и структуры композиционных материалов с помощью методов и средств малоракурсной рентгеновской томографии. // Труды международного симпозиума «Надежность и качество». - 2002. – Пенза. С.85 – 89.
4. Румянцев С.В. Радиационная дефектоскопия. – М.: Атомиздат, 1972. – 512 с.
5. Бергельсон Б.Р., Зориков Г.А. Справочник по защите от излучения протяженных источников. – М.: Атомиздат, 1965. – 176 с.
6. Филонин О.В. Малоракурсные оптические томографы для исследования плазменных объектов. Инженерная физика. – 2006. №5, С. 4 – 14.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТИ НА РАСТЯЖЕНИЕ БЕССВИНЦОВЫХ ПРИПОЕВ (SN/0.7CU), ПРИМЕНЯЕМЫХ ПРИ ПРОИЗВОДСТВЕ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

Фэн Лэй(Feng Lei)

Московский государственный технический университет
имени Н.Э.Баумана, г. Москва

С 1 июля 2006 года свинец запрещен в Европейском Сообществе к использованию при производстве РЭА. Переход на бессвинцовую технологию является главной проблемой изготовителей, которые направляют исследования на поиск оптимальных материалов для производства РЭА и соответствующей технологии.

Прочность на растяжение является одним из самых важных механических свойств используемых припоев. Чаще всего используются показатели качества и прочности соединения в соответствии с ГОСТ 30535-97. Оценка среднего арифметического и среднего квадратичного отклонения (СКО) является основой расчетов параметров надежности.