

外国学会誌掲載論文

Über die vierfache direkte Vergrößerungsaufnahme von Lungenkomplikationen nach der Lymphographie

SADAYUKI SAKUMA, FUMIKO HAYASHI, SUKEHIKO KOGA, KEI HIRAMATSU und NOBUYUKI IMAGUNBAI

Abteilung für Radiologie, Medizinische Klinik der Universität Nagoya, Japan (Direktor: Prof. Dr. med. SHINJI TAKAHASHI)

Es ist bis jetzt oft darüber berichtet worden, daß die Anwendung von öligen Kontrastmitteln bei der Lymphographie leicht eine Lungenembolie verursachen kann, die überdies sehr ernsten Charakter annehmen kann (WALLACE u. Mitarb., 1961; VIAMONTE u. Mitarb., 1963; GOUGH, 1964; ISHIDA u. Mitarb., 1964).

Es wurde festgestellt, daß in der Hälfte aller untersuchten Fälle Lungenembolien eintreten. Somit ist es klar, daß man mit ganz besonderer Vorsicht arbeiten muß (BRON u. Mitarb.). Man stellte ferner fest, daß Lungenembolien hauptsächlich auftreten, wenn mehr als 25 ml Kontrastmittel benutzt wurden. Somit hängt die Häufigkeit der Lungenembolie offenbar von der Menge des öligen Kontrastmittels ab (GOUGH u. a.; ISHIDA u. Mitarb.). Aus diesem Grunde äußern sich einige Autoren dahin, daß die Gesamtmenge der Kontrastmittel nicht über 20 ml hinausgehen sollte (BRON u. a.).

Andererseits traten jedoch Lungenembolien in sehr unterschiedlicher Häufigkeit von 55—77% der Fälle auch bei gleichen Kontrastmittelmengen auf. Daher muß man wohl noch andere Ursachen für die Lungenembolie annehmen. Man könnte daher an Transportstörungen der Lymphgefäße denken. Ferner besteht die Frage, ob die Röntgenaufnahme und die Beobachtungsbedingungen einen Einfluß haben könnten. Und schließlich bleibt noch die Möglichkeit, daß der Zeitpunkt der Aufnahme nach der Injektion für das Auftreten von Lungenembolien verantwortlich gemacht werden kann.

Durch Vergrößerungsaufnahmen in frühen Stadien der Silikose hat man frühzeitig vermehrte Fleckschatten gefunden (TAKAHASHI, 1960). Auf Grund dieser Erfahrung hat man bei Patienten, bei denen

eine Lungenembolie nach einer Lymphographie vermutet wurde, versucht, durch Vergrößerungsaufnahmen zu neuen Ergebnissen zu kommen.

Bei 14 Patienten wurde die Lymphographie nach der von WALLACE modifizierten Kinmonth'schen Methode durchgeführt. Als Kontrastmittel verwendete man dabei Lipiodol Ultrafluid, injiziert am Fußrücken beiderseits je 9 ml, insgesamt 18 ml.

Die Patienten bekamen nach der Lymphographie einen vorübergehenden Fieberanstieg, aber keiner erkrankte an schweren Komplikationen, wie Husten, Dyspnoe und Hämoptoe usw.

Zuerst wurde eine einfache Fernaufnahme des Thorax gemacht.

Für eine unmittelbare vierfache Vergrößerungsaufnahme verwendete man eine Röhre mit einem Brennfleck von weniger als 50 μ . Die Bedingungen der Aufnahmen waren die folgenden: Röhrenspannung: 125 kVp, Stromstärke: 2 mA, Focusfilmdistanz, 100 cm, Distanz zwischen dem Focus und dem Rücken des in Rückenlage liegenden Patienten: 25 cm, Belichtungszeit: 0,2 sec.

Der Belichtungszeitpunkt wurde automatisch mit der ST-Phase des Elektrokardiogrammes ausgelöst.

In allen 14 Fällen waren auf einer unmittelbaren vierfachen Vergrößerungsaufnahme Fleckschatten mit ganz feinen hakenförmigen Schatten, die durch die Lungenembolie hervorgerufen wurden, deutlich zu erkennen.

Als bemerkenswerte Befunde wurden somit hakenförmige Schatten, die sehr scharf markiert und über die ganze Lunge hin zerstreut waren, festgestellt. Sie sahen aus wie kleine Teilchen einer abgeblättern Metallbürste. Die Länge war uneinheitlich 1—2 mm,

ihre Breite dagegen einheitlich 0,2–0,5 mm; geradlinige Formen waren sehr selten, meistens waren sie hakenförmig oder gebogen (Abb.1a). Auf Einfachaufnahmen sind diese hakenförmigen Schatten nicht zu sehen, dennoch kann man oft die feinen kleinen Punktschatten erkennen (Abb.1b).

Wenn man diese Gebilde zeitlich verfolgt, findet man am nächsten Tag auf einer Einfachaufnahme Punktschatten im Lungenbild in einer Dichte von 40 pro 1 cm². Dadurch sind kleine Gefäßschatten außerhalb der Stammgefäße fast nicht mehr zu erkennen. Die Punktschatten selbst sind sehr klein und ihre einzelnen Formen kaum zu unterscheiden. Auf

Am 30. Tage fanden sich Punktschatten nur noch in 3 Fällen. Wenn eine Vergrößerungsaufnahme 3 Monate nach der Lymphographie einer Aufnahme vor der Lymphographie gegenübergestellt wird, findet man kaum einen Unterschied zwischen beiden, und Veränderungen, wie sie eine Lungenfibrose hervorruft, waren nicht zu erkennen. Also konnte man auf einer Vergrößerungsaufnahme beobachten, wie die Fleckschatten mit der Zeit größer und heller werden und dann schließlich verschwinden (Abb.3a, b).

Um festzustellen, ob diese Fleckschatten, besonders diejenigen der mit hakenförmigen dicken Schatten versehenen, durch die Lungenembolie (Infarkt) ver-

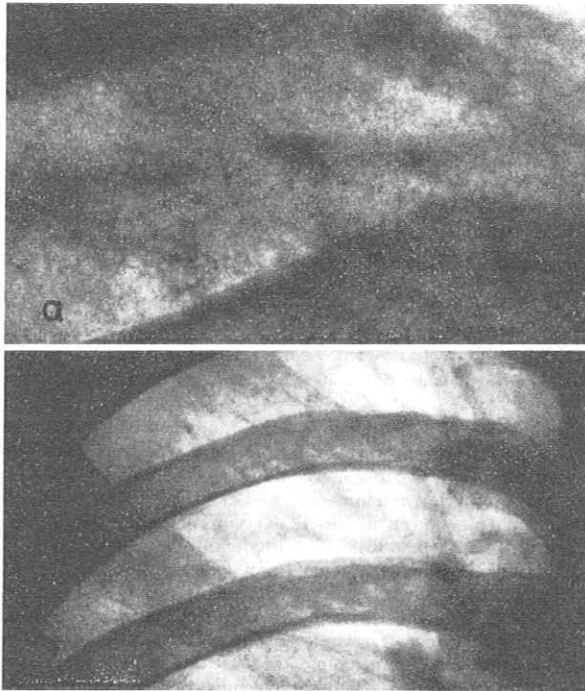


Abb.1a und b. Röntgenogramm der Lungenembolie bei der Lymphographie. a 4fache Vergrößerungsaufnahme 2 Std nach Injektion des Kontrastmittels. Feine punkt- und hakenförmige Schatten sind zerstreut sichtbar. b Gewöhnliche Einfachaufnahme 2 Std nach Injektion; derselbe Patient. Abb.1a, b, 2a, b und 3a, b sind vom gleichen Patienten

der Vergrößerungsaufnahme beträgt die Größe der Schatten 0,2–1,0 mm, und der Rand der Punktschatten ist unregelmäßig. Auf 1 cm² einer Einfachaufnahme, die etwa 16 cm² der Vergrößerung entspricht, befinden sich etwa 500 solcher Punktschatten.

In diesem Stadium könnte man die Schatten auch auf einer Einfachaufnahme von den Punktschatten der Miliar-Tuberkulose oder der Silikose schwer unterscheiden (Abb.2b). Diese Differenzierung wurde erstmals durch die Entdeckung dieser hakenförmigen Schatten auf der Vergrößerungsaufnahme ermöglicht.

Die Größe dieser Schatten dehnt sich dann allmählich aus, ihr Durchmesser wird 0,3–1,0 mm. Die Zahl der Schatten nimmt allmählich ab, und scharfe markierte hakenförmige Schatten werden so klein, daß sie kaum wahrzunehmen sind (Abb.2a). Vom 3. Tage an verringerte sich die Dichte der Fleckschatten. Nach 7–10 Tagen verschwinden auch fast alle dicken Fleckschatten.

ursacht werden, wie man erwartete, spritzte man 27 ml Lipiodol in die arteria femoralis eines Hundes ein. Die Aufnahmebedingungen für eine derartige Vergrößerungsaufnahme sind die gleichen, wie eingangs gesagt.

Auf diese Weise erreicht man auf 0,2–1,0 mm vergrößerte Fleckschatten, mit denen sich dichte hakenförmige Schatten von etwa 0,3 mm mischen (Abb.4a). Die Zahlenverhältnisse der Schatten beim Hund waren ähnlich denen beim Menschen. Wenn man die Lunge des Hundes herausnimmt und eine Aufnahme mit 25 kV Ultraweichstrahlentechnik macht, bekommt man ihre Punktschatten, die hakenförmig wie ein dichtes Netz waren, astförmig zu sehen (Abb.4b).

Wenn man die Schatten nach histologischem Gesichtspunkt untersucht, so findet man, daß die Capillararterien mit Kontrastmitteln angefüllt sind. Das heißt also, daß nach der Lymphographie eine Lungenembolie durch die Kontrastmittel hervor-

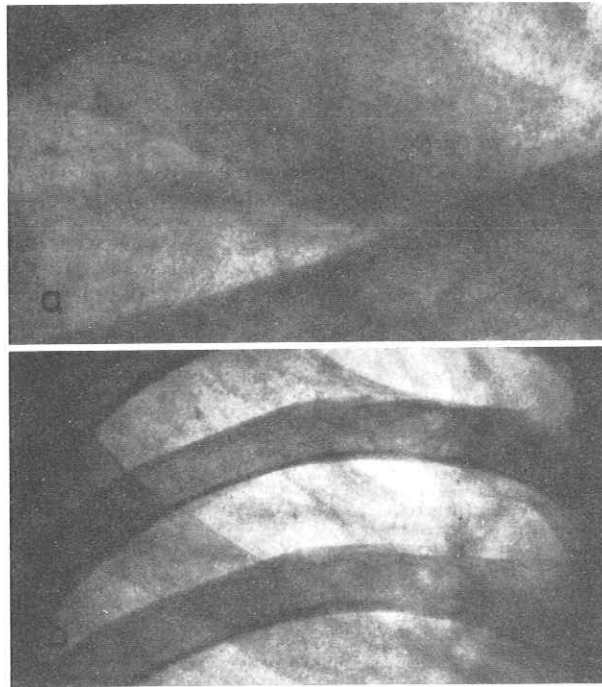


Abb.2. a 4fache Vergrößerungsaufnahme 3 Tage nach Injektion. Punktschatten gerade noch erkennbar. b Gewöhnliche Ein-fachaufnahme 3 Tage nach Injektion. Punktschatten sind sichtbar, aber undeutlicher als in Abb.2a

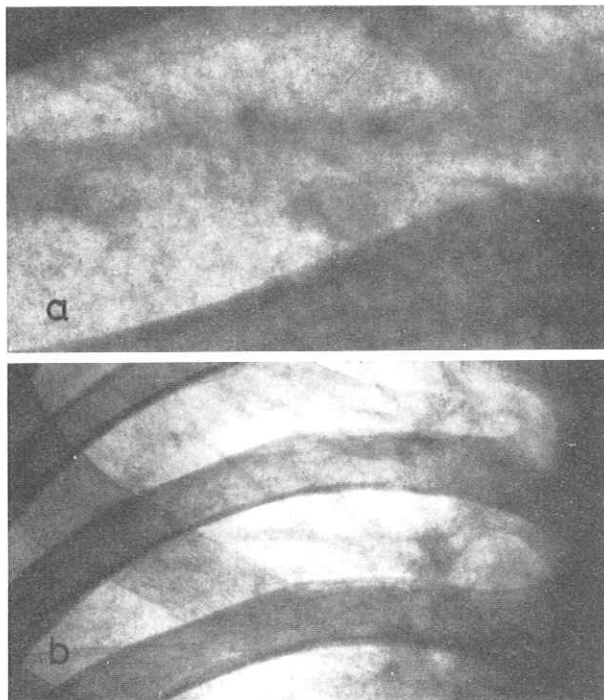


Abb.3. a 4fache Vergrößerungsaufnahme 3 Monate nach Injektion. Kein pathologischer Befund mehr. b Gewöhnliche Ein-fachaufnahme 3 Monate nach Injektion. Kein pathologischer Befund mehr

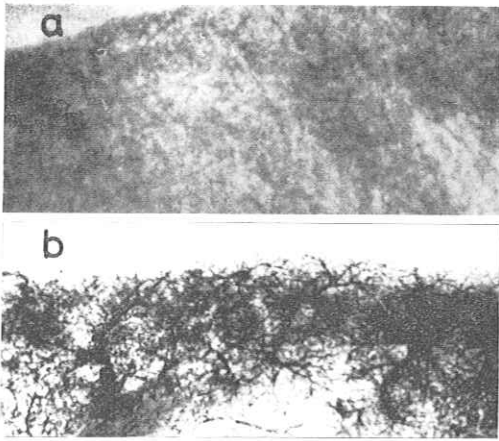


Abb. 4. a 4fache Vergrößerungsaufnahme einer öligen Lungenembolie in einer entfernten Hundelunge zeigt hakenförmige Schatten. b Indirekte 4fache Vergrößerungsaufnahme der gleichen Lunge wie unter a, diesmal mit Ultraweichstrahlen. Astartige durch Olembolie verursachte Schatten sind sichtbar

gerufen und die spezifischen Befunde mit Einfachaufnahmen nicht festgestellt werden können.

Zusammenfassung. Ölige Lungenembolie als Folge von Lymphographie wurde untersucht mit Hilfe von direkten vierfachen Vergrößerungsaufnahmen in 14 Fällen.

Punktschatten in der Lunge zeigten sich netzartig und hakenförmig am Tage der Untersuchung. Vom 3. Tage an wurden die Schatten schwächer an Kontrast, aber größer an Form.

Die Schatten rundeten sich. Nach ca. 10 Tagen waren die Schatten so gut wie verschwunden. Vergleicht man Thoraxvergrößerungsaufnahmen vor der Lymphographie mit den Aufnahmen, die 3 Monate später angefertigt wurden, dann zeigten sich keine klaren Unterschiede.

Literatur. BRON, K. M., S. BAUM, and H. L. ABRAMS: *Radiology* **80**, 194 (1963). — GOUGH, J. H., M. H. GOUGH, and M. L. THOMAS: *Brit. J. Radiol.* **37**, 416 (1963). — ISHIDA, O., Y. TAJI, H. UCHIDA u. S. MORI: *Nippon Acta radiol.* **24**, 982 (1964). — KOEHLER, P. R., W. A. MEYERS, J. F. SKELLEY, and B. SCHAFFER: *Radiology* **82**, 866 (1964). — TAKAHASHI, S., S. SAKUMA u. Y. SUGIE: *Fortschr. Röntgenstr.* **92**, 294 (1960). — VIAMONTE, M., M. B. MYERS, M. SOTO, K. M. KENYON, and R. E. PARKES: *J. Urol. (Baltimore)* **87**, 85 (1962). — WALLACE, S., L. JACKSON, B. SCHAFFER, J. GOULD, R. R. GREENING, A. WEISS, and S. KRAMMER: *Radiology* **76**, 179 (1961).

Dr. SADAYUKI SAKUMA
Abteilung für Radiologie der Mediz. Univ.-Klinik Showaku/
Nagoya Japan

Introduction

Roentgenography of the lymphatic vessels as well as the nodes has been widely used since KINMONTH developed the technique. Oily contrast media are usually employed (WALLACE *et al.*, 1961 [21]; FUCHS *et al.*, 1962 [8]; VIAMONTE *et al.*, 1963 [20] and others).

Some investigations have monitored the course of lymphatic flow, using water soluble media as the contrast agent (JACOBSSON *et al.*, 1959 [10]; MÁLEK *et al.*, 1959 [15]; FUCHS *et al.*, 1961 [7]; and BELÁN *et al.*, 1964 [1]).

Using water soluble contrast media, however, as MÁLEK *et al.* (1959) [15] pointed out, a clear lymphogram is not obtained because of transudation of the contrast agent. In macroradiography, the roentgenographic image is even more blurred and lacking in sharpness (TAKAHASHI *et al.*, 1964 [19]). The roentgenographic appearance of water-soluble contrast media flowing into the central sinus of lymph nodes was that of a reticular shadow, while a homogeneous sickle-shaped shadow appeared at the marginal sinus due to hold-up of the contrast media (TAKAHASHI *et al.*, 1964 [19]) (Fig.1 left).

In this paper lymphography of inguinal lymph nodes with a fine focal spot tube of less than 50 μ , but using an oily contrast medium, will be described.

Methods and Materials

By means of a modification of KINMONTH's method, a total volume of 8 to 9 ml of Lipiodol ultrafluid was injected into one leg of the adult subject. Macroradiography was performed using a rotating anode tube with a very fine focal spot of less than 50 μ , with 125 kVp between tube terminals, and a tube current of 2 ma. Exposure time was 0.4–0.6 sec. The distance between the focus and top of the radiographic table was 25 cm, while that between the table and film was 75 cm. An intensifying screen of medium speed and Kodak royal blue brand films were used.

For the purpose of comparison, conventional radiograms were also taken using the X-ray tube having a focus of 1.5 mm in size and fine grain intensifying screens. The exposure factors were 80 kVp, 150 ma, 0.05 sec, and focus-film distance was 100 cm.

The first exposure was made when the contrast medium reached the inguinal lymph node of the limb being examined. The volume of contrast medium injected by that time varied with different subjects, from 0.3 to 1.3 ml. Ten more roentgenograms were then taken, one exposure being made after each increment of 0.1 ml of contrast medium. Exposures were also made after 3 ml and 5 ml had been injected, at the end of the total volume, and 24 hours later.

Lymphography by this method was performed on fourteen legs in ten patients, of whom eight had car-

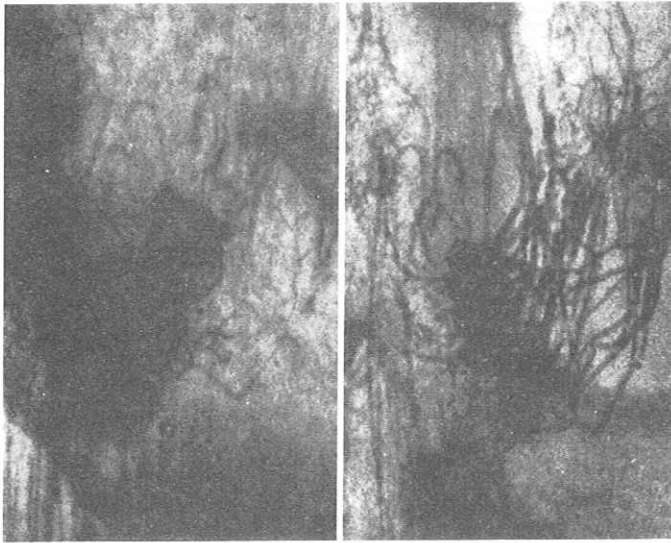


Fig.1. Macroradiograms of the inguinal lymph nodes. Left: when water-soluble contrast media is used, the lymphatic channels are imaged with lack of sharpness. Homogeneous sickle-shaped shadow is seen at the marginal sinus. Right: when oily contrast media is used, the lymphatic channels are imaged clearly

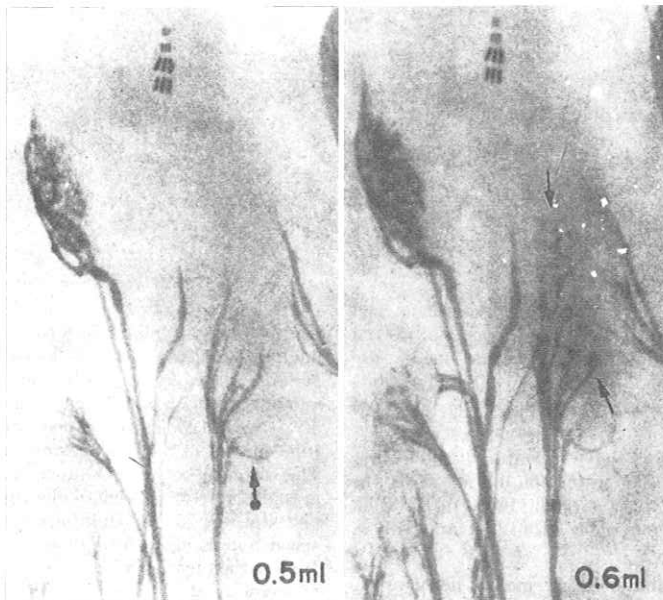


Fig.2. Serial macroradiograms of the inguinal lymph nodes. Left: contrast medium reaching the lymph node delineates first of all the marginal sinus (↙). Right: the central sinus near the afferent vessels is next imaged (↘)

cinoma of the cervix of the uterus, one had haemangioepithelioma, and one malignant lymphoma. No abnormality was noted at the inguinal region in any of these patients.

Results

On the macroradiogram the lymph vessels injected with oily contrast medium were seen as linear shows of various calibre, with sharp contours. In addition the rounded swollen contours of the vessels at the site of the lymphatic valves was clearly seen.

There were one to four lymph nodes which connected directly with the ascending lymph vessels in the thigh.

It was frequently observed that afferent channels branched before entering the lymph node. In two legs more than two lymph vessels anastomosed before entering the lymph node.

There were also lymph vessels which ramified and anastomosed with other lymph vessels, before entering the inguinal lymph nodes.

The number of afferent lymph vessels which connected with a lymph node varied from 1 to 12. So

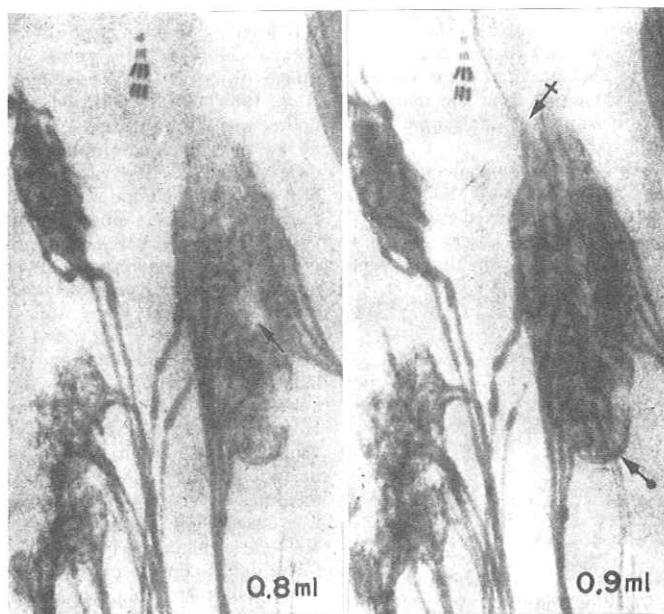


Fig. 3. Left: punctiform shadows increase in number toward the center (↙). Right: linear shadows outlining the contour of the marginal sinus become thicker (↘). Efferent lymph vessels are imaged at the same time (↗)

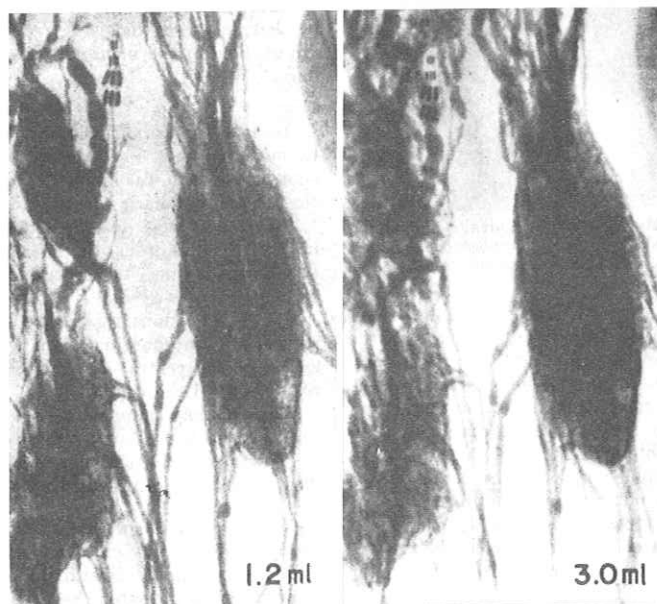


Fig. 4. Left: efferent channels become more dense and increase in caliber. Right: some of the efferent channels become, finally, much larger in diameter than the afferent vessels

many fine channels as these could not be seen individually on the conventional roentgenogram.

The contrast medium reaching the lymph node first delineated the marginal sinus with a sharp linear shadow of 0.5 mm in width (Fig. 2 left).

After that, the central sinus near the afferent vessels was opacified as punctiform shadows (Fig. 2 right). These punctiform shadows measured 0.5 to

1.5 mm in diameter on the macroradiogram at this enlargement, or 0.2 to 0.5 mm in diameter on the conventional radiogram, where they were easily overlooked because they cast a diffuse homogeneous shadow (Fig. 5).

On the conventional radiogram at this stage, large punctiform shadows besides this homogeneous shadow were visible.

On the macroradiogram, the punctiform shadows increased in number toward the center as the volume of contrast medium increased and the linear shadows outlining the contour of the marginal sinus became thicker (Fig. 3 left). At the same time the marginal sinus around the entire periphery of the lymph node became opacified (Fig. 3 right).

The thickness of the linear shadow demarcating the sinus reached a maximal thickness of about 1 mm.

Efferent lymph vessels were opacified after opacification of the central sinus was observed (Fig. 4 left). The roentgenographic images of the efferent

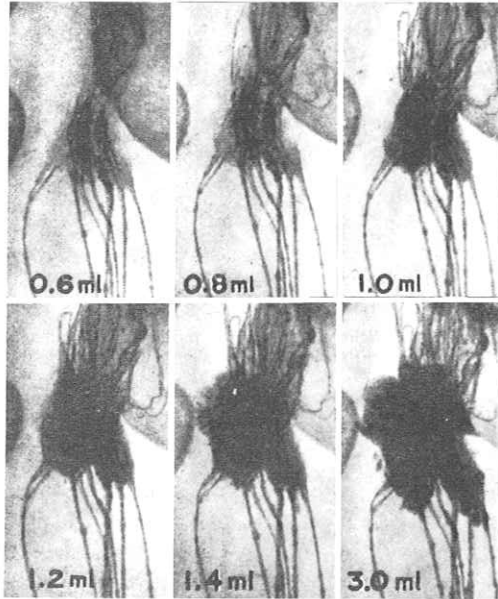


Fig. 5. Serial normal radiograms of the inguinal lymph nodes. Only large punctiform shadows in the homogeneous shadow are imaged, but the fine structure is faded out and not seen

channels were very narrow at the beginning of opacification, measuring about 0.4 mm in diameter on the macroradiogram; however, they became more dense, and the calibre increased along with increasing volume of contrast agent. Finally some of them measured 2 to 3 mm in calibre, much larger in diameter, than the afferent vessels (Fig. 4 right).

The roentgenographic image of the central sinus of lymph nodes was not always punctiform, but at times a reticular shadow was observed around the hilum. In such instances, an efferent channel was observed as a linear shadow starting from the center of the reticular shadow.

Opacification of lymph vessels and marginal sinuses disappeared 24 hours after the injection, while contrast medium in the central sinuses usually remained.

In almost all the subjects investigated, the flow of contrast medium in the lymphatics followed an almost exactly similar pattern to that described above.

Discussion

During the flow of lymph in the lymph vessels, absorption or transudation of lymph occurs (RUSZYK

et al., 1960 [18]. When water-soluble contrast media was used for lymphography by KINMONTH's method, it was observed that lymph vessels gave a blurred image owing to the above-mentioned fact (MÁLEK et al., 1959 [15]). In addition, the image of the lymph nodes was also diffuse, and the lymphatic vessels above the inguinal lymph nodes could not be seen clearly (TAKAHASHI et al., 1964 [19]). However, when oily contrast medium was used, the phenomenon of transudation was not observed (MÁLEK et al., 1959 [15]) and thus this method was adopted.

Although descriptions of the roentgenographic appearance of the progression of lymph flow in the lymphatic vessels have appeared (MÁLEK et al., 1959 [15]; FUCHS et al., 1961 [7]; WALLACE et al., 1964 [21]; and WEISSENDER et al., 1964 [22]), there has been no report of the detailed morphological appearance of lymph flow within lymph nodes. However, BÉLAN et al. (1964) [1] reported on the visualization of contrast medium in lymph nodes using cineradiography with water soluble contrast medium. By this method, the progress of lymph flow was observed in inguinal and axillary lymph nodes. Metastatic changes in lymph nodes appeared as filling defects on the margins of the nodes in the process of contrast filling. The disappearance time of the roentgen image of lymph nodes was prolonged in the presence of inflammatory change, in comparison with normal lymph nodes.

However, the cineradiographic image was lacking in sharpness, so that a less detailed description of lymph flow in the node was given as compared with ours.

Conclusion

Serial macroradiography with oily contrast medium by means of an X-ray tube having a very small focal spot 50 μ in size was applied to the detailed examination of the lymphatic vessels and nodes.

Structures were opacified by the contrast medium in the following order: the afferent lymphatic vessels, the marginal sinus, the central sinus and, finally, the efferent lymph vessels.

The central sinus began to be opacified before opacification of the marginal sinus was complete. Visualization of the central sinus proceeded from the periphery toward the center.

The efferent channels became opacified when the central sinus had become almost completely opacified.

The image of the marginal sinus and lymph vessels disappeared 24 hours after the injection.

Zusammenfassung. Um die feine Veränderung des Lymphsystems in zeitlichen Abständen zu untersuchen, wurden Serienaufnahmen mit der Technik einer vierfach direkten Vergrößerung durchgeführt. Zu diesem Zweck verwandten wir eine Drehanodenröhre mit einem Focus von 50 μ .

Das Kontrastmittel gelangt dabei am Anfang durch „Vasa afferentes“ in den Randsinus der Lymphknoten. Bevor der Randsinus vollständig mit dem Kontrastmittel gefüllt wird, beginnt sich der Zentralsinus der Lymphknoten darzustellen. Nachdem sich der Zentralsinus fast vollständig angefärbt hat, fließt das Kontrastmittel in die „Vasa efferentes“ ab. 24 Std später sind der Randsinus der Lymphknoten und die Lymphgefäße frei von Kontrastmittel.

- References.* [1] BELÁN, A., P. MÁLEK u. V. KOCANDRLE: Möglichkeiten der Differentialdiagnose bei entzündlichen und tumorösen Veränderungen mittels Lymphographie. Deutscher Röntgenkongreß 1964, Teil A, S. 108-111. Stuttgart: Thieme 1965. — [2] DITCHEK, T., R. T. BLAHUT, and A. C. KITTELESON: *Radiology* **80**, 175 (1963). — [3] FISCHER, H. W.: *Acta radiol. (Stockh.)* **52**, 448 (1959). — [4] FISCHER, H. W., and G. R. ZIMMERMANN: *Amer. J. Roentgenol.* **81**, 517 (1959). — [5] FISCHER, H. W., M. S. LAWRENCE, and J. R. THRONBURY: *Radiology* **78**, 399 (1962). — [6] FUCHS, W. A.: *Fortschr. Röntgenstr.* **92**, 608 (1960). — [7] FUCHS, W. A., and G. BÖÖK-HEDERSTRÖM: *Acta radiol. (Stockh.)* **56**, 340 (1961). — [8] FUCHS, W. A.: *Acta radiol. (Stockh.)* **57**, 427 (1962). — [9] GERGELY, R.: *Radiology* **71**, 59 (1958). — [10] JACOBSSON, S., and S. JACOBSSON: *Acta radiol. (Stockh.)* **51**, 321 (1959). — [11] KINDAL, F., E. MANHEIME u. B. THURNHER: *Fortschr. Röntgenstr.* **89**, 1 (1958). — [12] KINMONTH, J. B., R. A. KEMP-HARPER, and G. W. TAYLOR: *J. Fac. Radiol. (Lond.)* **6**, 217 (1955). — [13] KINMONTH, J. B., G. W. TAYLOR, and R. A. KEMP-HARPER: *Brit. med. J.* **1955**, 940. — [14] LOVE, R. W., Jr., and T. TAKARO: *Radiology* **87**, 123 (1966). — [15] MÁLEK, P., J. KOLE, F. ZÁK u. J. FISCHER: *Fortschr. Röntgenstr.* **91**, 34 (1959). — [16] MÁLEK, P., J. KOLE, and F. ZÁK: *Fortschr. Röntgenstr.* **91**, 46 (1959). — [17] RÜTTIMANN, A., M. S. DEL BUONO u. J. KOHLE: *Fortschr. Röntgenstr.* **97**, 552 (1962). — [18] RUSZNYÁK, I., M. FÖLDI, and G. SZABÓ: Oxford: Pergamon Press 1960. — [19] TAKAHASHI, S., S. SAKUMA, and S. KOGA: *Clin. Radiol. (Tokyo)* **9**, 378 (1964). — [20] VIAMONTE, J. M., D. ALTMAN, R. PARKS, E. BLUM, M. BEVILACQUA, and L. RECHER: *Radiology* **80**, 903 (1963). — [21] WALLACE, S., L. JACKSON, G. D. DODD, and R. R. GREENING: *Amer. J. Roentgenol.* **91**, 1187 (1964). — [22] WEISSELENDER, H., u. P. OBRECHT: *Fortschr. Röntgenstr.* **100**, 81 (1964).

Dr. SADAYUKI SAKUMA
Department of Radiology
Nagoya University School of Medicine
Showaku/Nagoya/Japan

Die vierfache direkte Vergrößerungsaufnahme

SHINJI TAKAHASHI, SADAYUKI SAKUMA und YOSHIO AYAKAWA

Abteilung für Radiologie, Medizinische Klinik der Universität Nagoya, Japan (Direktor: Prof. Dr. med. SHINJI TAKAHASHI)

Für Vergrößerungsaufnahmen verwendet man gegenwärtig Röhren, mit einem Focus von 0,3 mm. BÜCHNER und TAKAHASHI zweifeln, ob auf den Vergrößerungsaufnahmen mit dieser Röhre die Befunde genauso scharf zu erkennen sind wie bei Normalaufnahmen. Deshalb wurden Röhren mit einem Focus-Durchmesser unter 0,3 mm gesucht.

Aus Berichten ist die Möglichkeit bekannt, mit Hilfe von Drehanoden in Feinfocusröhren Aufnahmen von 11–15fachen Vergrößerungen neue klinische Einsichten gewinnen zu können (ADERHOLD u. SEIFERT; TAKAHASHI).

Wir erhielten bei der 4fachen Vergrößerung der Testobjektdrähte eine Auflösung auf dem Film bis zu 40μ (Pfeil in Abb. 5, 6, 7, 8). Es wurde die Folie Kyokko MS (medium speed) mit Kodak Royal Blue Brand Film verwendet. Die Aufnahmen wurden ohne Blende gemacht.

Bei Normalaufnahmen wird die Röntgenröhre mit einem Focus von meist 1,5 mm 80 cm oberhalb des Tisches eingestellt. Die Kassette mit Blende liegt direkt unter dem Tisch.

Der Tisch, der für Normal- als auch für Vergrößerungsaufnahmen eingerichtet ist, ist in der Weise ver-

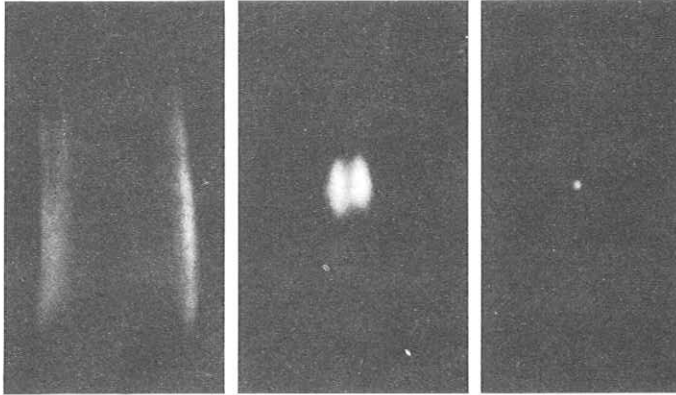


Abb. 1. Mit Lochkamera aufgenommene Focusbilder. Die Größe des Loches war 75μ , Distanz zwischen Focus der Röhre und Loch ca. 8 cm und diejenige zwischen Loch und Film 160 cm. Links: die gewöhnliche 1,5 mm-Focusröhre; Mitte: die sogenannte 0,3 mm-Focusröhre; Rechts: die 50μ -Focusröhre

Es hat jedoch wenig Sinn, solche Supervergrößerungen in Fällen anzuwenden, bei denen das Objekt an Kontrastmangel leidet. Wir wollen in diesem Zusammenhang einiges darüber sagen, wie bei Anwendung von Kontrastmitteln im Gegensatz zu den Normalaufnahmen die Befunde gedeutet werden. Zu diesem Zweck verwenden wir eine Drehanodenröhre mit einem Focus von 50μ (TAKAHASHI) (Abb. 1). Wegen des winzigen Focus wird eine Belichtung mit 2–3 mA und 125 kV benutzt. Wenn diese Einstellung der Belichtung bei dieser geringen Stromstärke beachtet wird, hält die Röhre sehr lange. Bei Anfertigung von Vergrößerungsaufnahmen sitzt die Röhre unterhalb des Tisches, der Patient befindet sich in Rückenlage auf dem Röntgentisch. Der Film wird oberhalb des Tisches angebracht (Abb. 2A), der Abstand zwischen Focus und Tischoberfläche beträgt 25 cm, der Abstand zwischen Tischoberfläche und Film 75 cm. Zur Messung der Auflösung werden auf die Tischplatte Gruppen von Testobjektdrähten mit Durchmessern von je 100μ , 80μ , 60μ und 40μ gelegt. Die Abstände zwischen den parallel liegenden, gleich dicken Metalldrähten sind genauso groß wie die Durchmesser der Drähte selbst.

schiebbar, daß die gleiche Distanz zwischen den beiden Röhren erreicht wird, d. h. der Zentralstrahl der Vergrößerungsaufnahme mit dem Zentralstrahl der Normalaufnahme in Übereinstimmung gebracht werden kann (Abb. 2B).

Bei Normalaufnahmen wurde der medizinische Fuji-Film mit FS Kyokko Verstärkungsfolie (fine grain screen) verwendet, gegebenenfalls wurde noch ein Raster 1 : 12 benutzt.

Unmittelbar nach der Vergrößerungsaufnahme wurde die Normalaufnahme durchgeführt. Dadurch wurde sowohl eine Vergrößerung als auch eine Normalaufnahme der gleichen Lokalisation des Testobjektes oder des Patienten erhalten. Damit können die Röntgenbilder einander gegenübergestellt und ihre Qualität verglichen werden.

1. MÜF (die Modulations-Übertragungsfunktion)

Um den Unterschied in der Qualität zwischen den bisher üblichen Normalaufnahmen und den Vergrößerungsaufnahmen bei Verwendung von 0,3 mm-Focusröhren und unseren Aufnahmen mit 50μ -Focusröhre zu demonstrieren, haben wir von jeder dieser drei Methoden eine MÜF-Kurve gezeichnet.

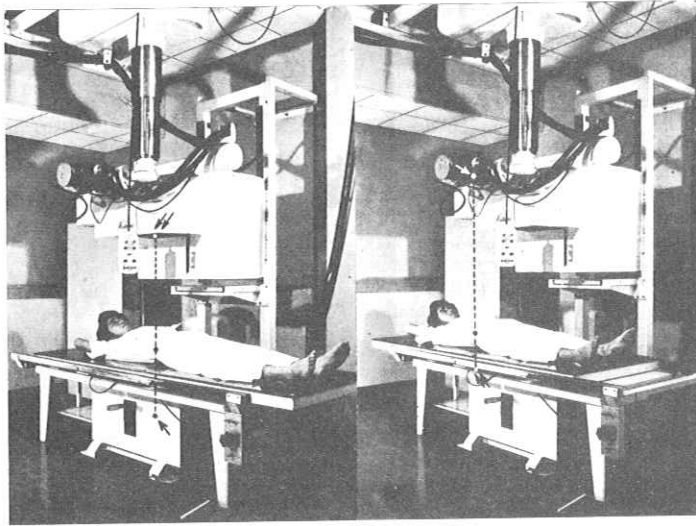


Abb.2A und B. Das Gerät für vierfache Vergrößerungsaufnahmen. A Verwendung der Röntgenröhre für Vergrößerungsaufnahme (✓). Kassette für Serienaufnahme (✓/✓). B Normalaufnahme der gleichen Stelle des Körpers wie bei Aufnahme A. Röntgenröhre für Normalaufnahme (✓). Kassette (✓/✓)

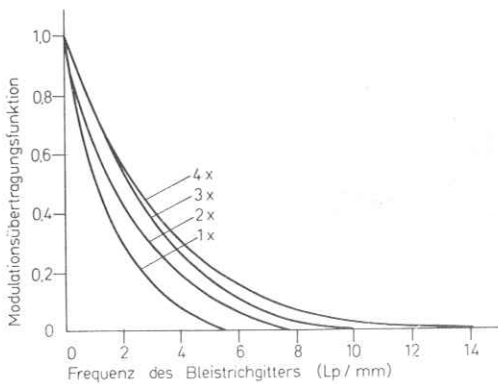


Abb.3A. MUF (Modulations-Übertragungs-Funktion) für Aufnahmen in 1-4facher Vergrößerung mit einer 50 μ -Focusröhre

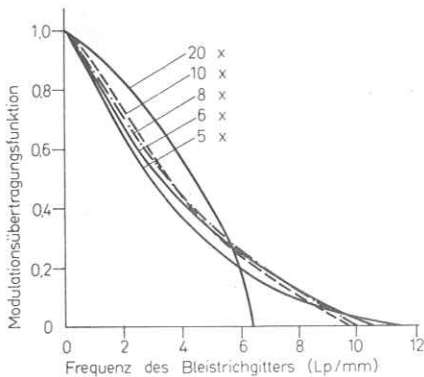


Abb.3B. MUF (Modulations-Übertragungs-Funktion) für Aufnahmen in 5-, 6-, 8-, 10- und 20facher Vergrößerung mit einer 50 μ -Focusröhre

Als Teststück benutzte man eine aus Blei bestehende rechteckige Testplatte für den Balkentest (Lead Line Test Pattern), hergestellt vom Optiker Funk in Erlangen von 0,5–10,1 Lp/mm (Linienpaare/mm) (Nr. 5863 und Nr. 5769).

Bei Benutzung unserer 50 μ -Focusröhre und der fixierten Focus-Film-Distanz (FFD) auf 1 m wurde das Teststück stufenweise von der Strahlenquelle entfernt und so Vergrößerungsaufnahmen verschiedener Vergrößerungsverhältnisse angefertigt.

Das Vergrößerungsverhältnis betrug 1:1, 1:2, 1:3, 1:4, 1:5, 1:7, 1:8, 1:10 und 1:20. Die Aufnahmebedingungen waren 125 kV, 2 mA und 0,05 sec.

Zum Vergleich dazu wurde ein bei gleichen Vergrößerungsverhältnissen weiterer Test unter Benutzung einer 0,3 mm-Focusröhre durchgeführt, dabei wurde jedoch die 20fache Vergrößerung weggelassen. Da für diesen Röhrenfocus die geringste Röhrenspannung 80 kV beträgt, wählten wir 80 kV, 10 mA und 0,04 sec.

Die Filme wurden in einer Elema-Schönderer automatischen Entwicklungsmaschine, Entwickler Fuji R D 201, Temperatur 26° C, Zeit 2 min, entwickelt. Für die Densitometrie wurde Narumi Mikrophotometer Type 250 mit Leuchtgröße 10 μ verwendet.

Diese densitometrische Kurve ergänzt man mit Hilfe der charakteristischen Kurve. Dann wird die Modulationsübertragungsfunktion (MUF) der rechteckigen Wellen errechnet (MORGAN; ROSSMANN und STAHNKE). Für die Umformung der MUF der rechteckigen Wellen in die Sinus-Wellen-MUF wurde die Coltmann-Formel benutzt (COLTMANN). Das Diagramm zeigt in der Vertikalen die MUF und in der Horizontalen die Zahl der Linienpaare/mm an (Abb.3).

Bei Benutzung einer 50 μ -Focusröhre im Bereich von niederen Frequenzen des Bleistrichgitters bis zu 5 Lp/mm wird die MUF mit wachsendem Vergrößerungsverhältnis besser, im Bereich von hohen Fre-

quenzen des Bleistrichgitters über 5 Lp/mm wird die MÜF bei 4facher Vergrößerung maximal (Abb. 3 A und B).

Im Gegensatz dazu bleibt in Normalaufnahmen die MÜF bei Benutzung einer 0,3 mm-Focusröhre die gleiche wie bei der von 50 μ , jedoch bei 2- oder 3facher Vergrößerung wird die MÜF schlechter. Daraus ergibt sich, daß bei einer 4fachen Vergrößerung mit Hilfe der 50 μ -Focusröhre ein optimales Vergrößerungsverhältnis erzielt wird. Es beweist sich also auch vom Standpunkt des MÜF, daß eine mehr als 2fache Vergrößerung mit der 0,3 mm-Focusröhre keinen Sinn ergibt (Abb. 4).

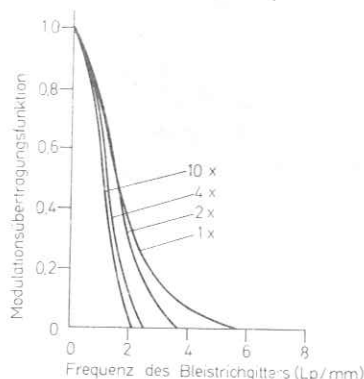


Abb. 4. MÜF (Modulations-Übertrags-Funktion) für Aufnahmen in 1-, 2-, 4- und 10facher Vergrößerung mit der 0,3 mm-Focusröhre

2. Klinische Anwendung

Über die Anwendung von Vergrößerungen bei Angiographien ist bereits berichtet worden (TAKAHASHI, SAKUMA, KANEKO u. KOGA). Hier soll nur berichtet werden, welcher Genauigkeitsgrad bei der Bronchographie und auf Dünndarmaufnahmen erreicht wird. Jedenfalls ist auf unseren Vergrößerungsaufnahmen immer das 40 μ große Testdrahtobjekt deutlich aufgelöst.

A. Bronchographie

Es wurde an einer 42jährigen gesunden Frau eine selektive Oberlappen B₃-Bronchographie gemacht. Als Kontrastmittel wurden 3 ml des wäßrigen Dionozil benutzt. Die Patientin wurde in Rückenlage auf den Liegetisch gelegt und die Aufnahme bei angehaltenem Atem mit 125 kV, 2 mA, 0,15 sec durchgeführt. Um die Lunge im Stillstand aufzunehmen, wurde die Aufnahme in die diastolische Phase gelegt, d. h. es wurde während der ST-Phase des EKG belichtet.

Die Daten bei Normalaufnahmen waren: 80 kV, 40 mA und 0,15 sec. Der Vergleich der von 20 verschiedenen Personen gewonnenen Röntgenbilder ergab, daß die Normalaufnahme im Vergleich zur Vergrößerung eine schlechtere Bildwiedergabe hatte.

Das Bronchogramm zeigt, wie sich der Bronchus vom Stammbronchus zum Bronchus lobaris hin und dann zur Bronchiola astförmig gabelt und allmählich schmaler wird. Ein Teil der

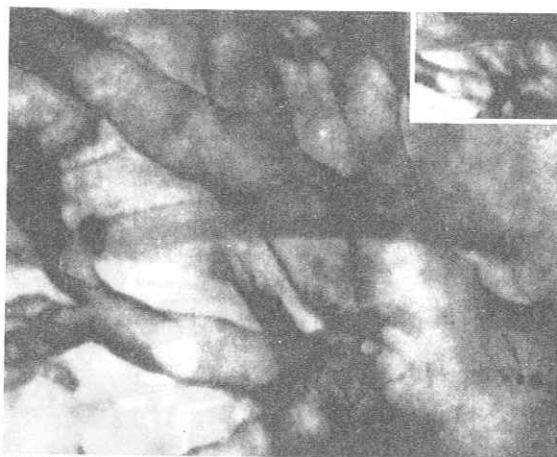


Abb. 5. Röntgenaufnahme in 4facher Vergrößerung einer Bronchographie, die das feine Schleimhautrelief der Bronchien zeigt (Testobjekt draht \surd). Rechts oben: Normalaufnahme



Abb. 6. Röntgenaufnahme in 4facher Vergrößerung einer Bronchographie, die die feinen peripheren Äste der Bronchien zeigt (Testobjekt draht \surd). Links oben: Normalaufnahme

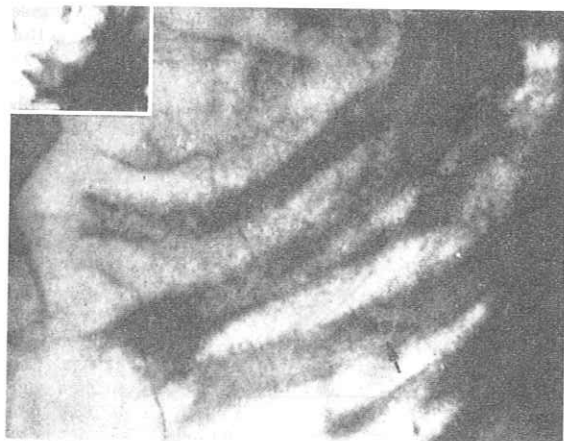


Abb. 7. Röntgenaufnahme in 4facher Vergrößerung eines mäßig kontrahierten Jejunum-Teils eines gesunden Erwachsenen. Es sind feine bürstenähnliche Schatten auf der Seite der Darmzotten sichtbar (Testobjekt draht \surd). Links oben: Normalaufnahme

peripheren Äste wird lappenförmig. Im Gegensatz zur Normalaufnahme zeigt die Vergrößerung, daß die Bronchialwand glatt ist (Abb. 5 und 6).

B. Die Dünndarmaufnahme

Man läßt einen Erwachsenen ohne jeglichen klinischen Dünndarmbefund morgens nüchtern 100 ml Barium-Kontrastmittel einnehmen. Wenn das Kontrastmittel in den Dünndarm gelangt ist, wird der Patient in Bauchlage auf einen Holzkompressor von $4 \times 7 \times 5$ cm gelegt. Dieses hat zur Folge, daß der mechanische Druck ein feineres Relief in der Aufnahme zur Darstellung bringt. Sodann wird eine vierfache Vergrößerungs- und eine Normalaufnahme gemacht. Die Bedingungen für die Vergrößerung sind: 125 kV, 2 mA, 0,3 sec. Die für die Normalaufnahme sind: 80 kV, 40 mA, 0,3 sec.

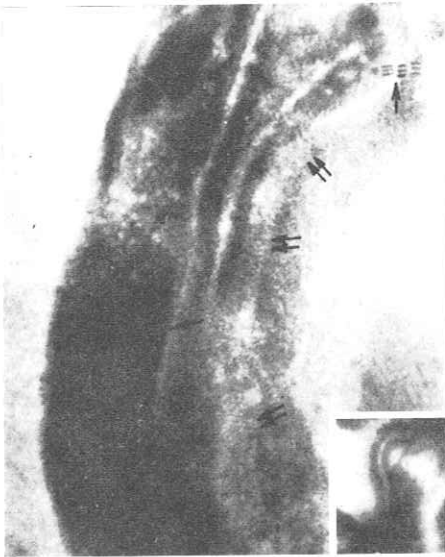


Abb. 8. Röntgenaufnahme in 4facher Vergrößerung eines Ileum-Segments, welches Längsfalten und feine büstenähnliche Schatten (\checkmark) zeigt. Es handelt sich um eine Profilaufnahme der Darmzotten. Testdrahtobjekt (\checkmark)

Als Ergebnis können auf der Normalaufnahme zwar die Kerkringschen Falten erkannt werden, jedoch ist die feinere Struktur nicht genau festzustellen. Demgegenüber sind auf der Vergrößerungsaufnahme nicht nur die Falten als solche, sondern ein noch feinstrukturiertes Bild zu erkennen. Dieses feinstrukturierte Bild zeigt sägeförmig aneinander gereichte, stabförmige Schatten von 0,5–1 mm Breite und 0,5 bis 3 mm Länge, besonders am Rande der Falten. Wenn der Dünndarm sich kontrahiert und die ringförmige Haustrierung fein gegliedert ist, sieht man die sägeförmigen Stabschatten besonders deutlich. Befinden sich die Falten in senkrechter Lage zur Darmachse, so stellen sich die Stabschatten büstenförmig gegen die Darmwand (Abb. 7 und 8).

Es wurde untersucht, ob diese Befunde tatsächlich eine Zottenbildung an der Darmschleimhaut sind. Dazu wurde bei der Laparotomie eines Hundes der Dünndarm herausgenommen. In das Jejunum wurde

eine Bariumlösung mittels einer Kanüle eingeführt und, nachdem die Schleimhaut des Jejunum von einer dünnen Bariumlösung überzogen war, eine Normal- und eine Vergrößerungsaufnahme gemacht. Darauf wurde die aufgenommene Stelle geöffnet und das Verhältnis vom Barium zur Schleimhaut untersucht.

Es stellte sich heraus, daß beim Hund wie beim Menschen die Normalaufnahme nur die Faltenbildung selbst, darüber hinaus aber kaum weitere Einzelheiten erkennen ließ.

Bei der Vergrößerungsaufnahme ließen sich an den Falten Schatten von 0,5–1 mm \varnothing erkennen, am Rande der Falten waren Stäbchen von 0,5–1 mm Breite und 1–4 mm Länge in sägeförmiger Form aneinander gereiht. An der geöffneten Stelle ragten von der Oberfläche der Schleimhaut durch die Bariumlösung hindurch rundköpfige längliche Zotten hervor.



Abb. 9. Röntgenaufnahme bei 4facher Vergrößerung eines Jejunum-Teiles des Hundes. Viele runde, knotige und feine büstenähnliche Schatten sind sichtbar auf den Darmzotten. Rechts unten: Normalaufnahme

Daraus kann geschlossen werden, daß es sich bei den oben erwähnten Stäbchenschatten um diese Zotten handeln müsse (Abb. 9).

Wie aus der MÜF schon klar geworden ist, können mit Hilfe der 0,3 mm-Focusröhre über die schon bei der zweifachen Vergrößerung gewonnene leichtere Lesbarkeit hinaus kaum weitere Erkenntnisse eintreten. Bei der von uns benutzten Röhre mit superfeinem Focus ergibt eine 4fache Vergrößerung die beste Bildwiedergabe. Bei der klinischen Röntgenuntersuchung kann man erwarten, daß eine Vergrößerungsaufnahme die Entdeckung eines neuen Befundes möglich macht, wofür bei uns tatsächliche Fälle vorliegen.

Es muß darauf hingewiesen werden, daß Unschärfen, die durch Verwacklung hervorgerufen werden, bei der Vergrößerungsaufnahme mit vergrößert werden und daß deshalb besonders auf ein Stillhalten des Körpers geachtet werden muß. Um die

Unschärfen, die sich aus der Pulsation und der Peristaltik ergeben, auf ein Minimum zu reduzieren, soll die Belichtungszeit möglichst kurz gehalten werden.

Somit empfehlen sich Techniken wie das Aufnehmen des Thorax im Moment des Stillstandes der Herzpulsation oder die Benutzung eines Kompressoriums für Bauchaufnahmen u. ä.

Trotzdem kommt es vor, daß der Erfolg der Vergrößerungsaufnahme vereitelt wird, indem sich Unschärfen als Folge allzu schneller Peristaltik des Dünndarms ergeben. Auch wenn der Patient adipös ist, wird die erforderlich kurze Belichtung schwierig, da die Röhrenstromstärke dafür zu gering ist.

Zusammenfassung. Eine Röntgenröhre mit Drehanode und einer Focusgröße von 50 μ liefert bei 4facher Vergrößerung die beste Bildqualität. Diese Aufnahmen zeichnen sich gegenüber den Normalaufnahmen durch wesentlich besseres Auflösungsvermögen aus.

Bei Bronchographie und Dünndarmaufnahmen konnten mit dieser Technik ganz neue Erkenntnisse gewonnen werden, die mit Normalaufnahmen nicht erreicht werden konnten.

Literatur. ADERHOLD, K., u. L. SEIFERT: Fortschr. Röntgenstr. **81**, 181 (1954). — BÜCHNER, H.: Fortschr. Röntgenstr. **80**, 71 (1954). — COLTMAN, J. W.: J. Opt. Soc. Amer. **44**, 55 (1954). — MORGAN, R. H.: Amer. J. Roentgenol. **88**, 175 (1962). — ROSSMANN, K.: J. Opt. Soc. Amer. **52**, 774 (1962). — ROSSMANN, K., and G. LUBBERT: Radiology **86**, 235 (1966). — STAHNKE, I., H. HEINRICH u. E. FENNER: Fortschr. Röntgenstr. **105**, 113 (1966). — TAKAHASHI, S., K. KOMIYAMA, and M. TANAKA: Tohoku J. exp. Med. **62**, 253 (1955). — TAKAHASHI, S., and M. YOSHIDA: Acta radiol. (Stockh.) **48**, 285 (1957). — TAKAHASHI, S., T. WATANABE, and K. SHIGA: Nagoya J. med. Sci. **20**, 115 (1958). — TAKAHASHI, S., S. SAKUMA u. Y. SUGIE: Fortschr. Röntgenstr. **92**, 294 (1960). — TAKAHASHI, S., S. SAKUMA, M. KANEKO, and S. KOGA: Acta radiol. Diag. (Stockh.) **4**, 206 (1966).

Prof. Dr. med. SHINJI TAKAHASHI
Abteilung für Radiologie der Med. Univ.-Klinik
Showaku/Nagoya/Japan

MODULATION TRANSFER FUNCTIONS OF THE IONIZATION CHAMBER*

By SUGURU UCHIDA, E.D.
OSAKA, JAPAN

DEPTH dosimetry has long been studied by many investigators and a quantity of data are now available, but there are still many problems⁴ to be solved.

Above all, the effect¹¹ of ionization chamber volume on the depth doses is of interest. As for the effect of chamber size on measurements at the edge of an x-ray beam, calculations and experiments have already been reported in detail by Greene¹ and the errors in dosimetry caused by chamber size have been pointed out by him. However, knowledge of the real dose distribution by correcting the errors has remained unsettled, although some analytical approaches to this theme have already been attempted.

The concept of Modulation Transfer Function (MTF),^{6,7} which has recently been introduced into the radiographic system with fruitful results in the analysis of images, would contribute greatly to the solution⁵ of this question. For one thing, there is the method of correction function described by Jones and Coughlin,^{2,3} which aims at elimination of microdensitometer degradation from scans of photographic images. Here, the essential steps in the procedure for microdensitometer correction in transmission space are as follows: (1) to determine the MTF of microdensitometer; (2) to generate a microdensitometer correction function; and (3) to perform a convolution between the correction function and the apparent transmittance data. The actual photographic transmittance data are gained through the above procedure. This is an excellent method which is very skillful and fertile, but the indispensable use of an electronic computer prevents its easy application and popularization.

Accordingly, in this study, for the pur-

pose of solving these questions, the following orthodox method is applied: the problems of the space co-ordinate system are transformed into those of the spatial frequency co-ordinate system and after some treatments are given to these MTFs in the spatial frequency domain, the results are transmitted into the space co-ordinate system by inverse transforms. Thus the solutions are obtained.

The dosimetric system consists of a source, a collimator, a test object (phantom) and a dosimeter. These elements contribute to the blur of the image and they can be treated⁵ as a series of linear spatial frequency filters. In this paper, the MTFs of a 4 mm. diameter ionization chamber in dosimetry both in air⁸ and in depth⁹ will be calculated on some assumptions, and in order to prove these assumptions, the calculations will be compared with the results obtained by some experiments with a lead slit. Furthermore, the dose distribution in air⁸ and in depth⁹ in the collimated field will be examined by scanning the ionization chamber, and the errors of blurring caused by chamber size will be corrected by means of Fourier analysis in order to obtain the real dose distribution.

The above mentioned experiments were performed using 190 kvp. x rays and Co⁶⁰ γ rays respectively, and the results of these experiments were compared with the energy dependency¹⁰ of the chamber.

THE MTF IN DOSIMETRIC SYSTEM

To begin with, if

$$\hat{h}(v, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) \cdot \exp(-j2\pi(vx + \tau y)) dx dy, \quad (1)$$

* From the Department of Radiology, Faculty of Medicine, Osaka University, Osaka, Japan.

then

$$h(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{h}(\nu, \tau) \cdot \exp(j2\pi(\nu x + \tau y)) d\nu d\tau \quad (2)$$

follows, only provided that

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |h(x, y)| dx dy \quad (3)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{h}(\nu, \tau)| d\nu d\tau$$

is absolutely integrable.

Here, ν, τ are the spatial frequencies in the directions in x -axis and y -axis respectively, and \wedge of $\hat{h}(\nu, \tau)$ indicates Fourier transform of $h(x, y)$.

In general, the MTFs of the radiation dosimetry system are represented in the following way:

Suppose that the depth dose distribution of a field which is formed by collimating the radiation from an extended source is measured with an ionization chamber. A measurement plane is in the fixed position in the phantom, and the depth dose distribution in the measurement plane consists of the depth radiations; *i.e.*, the direct radiation and the scattered radiation. Now let the depth intensity distribution of the measurement plane, which is formed by collimating the radiation from a point source, be $d(x_2, y_2)$ on the co-ordinates of the collimating plane, and let the point spread function of the extended source in the position of the measurement plane in air, and that of the chamber in the depth radiation on the measurement plane be $f(x_1, y_1)$ and $m(x, y)$ respectively, on each of their co-ordinates.

The depth dose distribution $z(x, y)$ which is obtained by examining the field at the measurement plane with the chamber is given by the following convolution integral:

$$z(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d(x_2, y_2) f \cdot (x_1 - x_2, y_1 - y_2) m(x - x_1, y - y_1) \cdot dx_2 dx_1 dy_2 dy_1. \quad (4)$$

The Fourier transform of Equation (4) as to x, y is

$$\hat{z}(\nu, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d(x_2, y_2) f \cdot (x_1 - x_2, y_1 - y_2) m(x - x_1, y - y_1) \cdot \exp(-j2\pi(\nu x + \tau y)) dx_2 dx_1 dx dy_2 dy_1 dy$$

$$= \hat{d}(\nu, \tau) \hat{f}(\nu, \tau) \hat{m}(\nu, \tau). \quad (5)$$

Therefore, the MTF of the ionization chamber in depth dosimetry is

$$\hat{m}(\nu, \tau) = \frac{\hat{z}(\nu, \tau)}{\hat{d}(\nu, \tau) \hat{f}(\nu, \tau)}. \quad (6)$$

On the contrary, the real depth dose distribution $r(x, y)$ in the field is to be obtained by the following processes, *i.e.*, if

$$\hat{d}(\nu, \tau) \hat{f}(\nu, \tau) = \hat{r}(\nu, \tau),$$

then

$$\hat{r}(\nu, \tau) = \frac{\hat{z}(\nu, \tau)}{\hat{m}(\nu, \tau)}, \quad (7)$$

$$r(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{r}(\nu, \tau) \cdot \exp(j2\pi(\nu x + \tau y)) d\nu d\tau. \quad (8)$$

In air dosimetry, the same analysis is easier, since the phantom is air and the air dose distribution in the measurement plane consists of direct radiation.

CALCULATIONS

The location of points of the ionization chamber is to be represented by a rectangular co-ordinate system, of which the origin is fixed at the center of the chamber, the axes x and y are taken in the directions of the minor and major axes of the chamber respectively, and the axis z righthandedly.

Then the line spread functions and the MTFs of the ionization chamber, for dosimetry in air and in depth, are calculated based on the following assumptions:

Assumption 1. The ionization chamber is assumed to be a cylinder, $2r$ in diameter and $2d$ in length ($r < d$).

Assumption 2. The ionization current is

assumed to be in direct ratio to any sectional area of the chamber.

Assumption 3. The sensitivity characteristics to radiations are assumed to be uniform in any point in the chamber.

Assumption 4. It is assumed that scattered radiations of uniform energy converging upon one point from all directions are measured by the chamber.

(A) IN AIR DOSIMETRY

The line spread function of the chamber in x -component, $m_1(x)$ is

$$m_1(x) = \int_{-\infty}^{\infty} m(x, y) dy = 2(r^2 - x^2)^{\frac{1}{2}} \tag{9}$$

The Fourier transform of Equation (9) as to x is

$$\hat{m}_1(\nu) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} (r^2 - x^2)^{\frac{1}{2}} \exp(-j2\pi\nu x) dx = \frac{r^2 \mathcal{Y}_1(2\pi\nu r)}{\nu} \tag{10}$$

where \mathcal{Y}_1 is the 1st order Bessel function.

The line spread function of the chamber in y -component, $m_2(y)$ is

$$m_2(y) = \int_{-\infty}^{\infty} m(x, y) dx = \begin{cases} 1 & -d \leq y \leq d \\ 0 & y < -d, y > d. \end{cases} \tag{11}$$

The Fourier transform of Equation (11) as to y is

$$\hat{m}_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} 1 \cdot \exp(-j2\pi\tau y) dy = \frac{\sin 2\pi\tau d}{\pi\tau} \tag{12}$$

and, if normalized,

$$\frac{\sin 2\pi\tau d}{2\pi\tau d}$$

(B) IN DEPTH DOSIMETRY

For convenience, various incidence points of scattered radiation in the measurement

plane are calculated with the ionization chamber fixed, rather than measuring the scattered radiation converging upon one point by scanning the ionization chamber.

In Figure 1, if θ is an incidence angle which the plane radiation (a sheet of radiations regarded as a plane) vertical to the x - z plane forms with the measurement plane, the line spread function, $m_3(x)$, of the ionization chamber in x -component of the scattered radiation is

$$m_3(x) = 4 \int_0^{\pi/2} (r^2 - x^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} d\theta, \tag{13}$$

provided $x \sin \theta \leq r$.

Equation (13) is an elliptic integral, not solved in general. Therefore, numerical calculations are performed subject to $r = 2$ mm. and $x = 0 \sim \pm 12$ mm. The line spread function thus obtained is symmetric, and if Fourier transform is applied, it gives the MTF $\hat{m}_3(\nu)$ of the ionization chamber in x -component of scattered radiation.

$$\hat{m}_3(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} m_3(x) \exp(-j2\pi\nu x) dx. \tag{14}$$

In Figure 2, if θ is an incidence angle which the plane radiation vertical to the y - z plane forms with the measurement plane, and z_1 and $-z_2$ are the values of z of the cross lines of the plane radiation and the bottom of the chamber, the cross area $m_4(y, \theta)$ which the plane radiation with incidence angle θ makes by intersecting the ionization chamber is

$$m_4(y, \theta) = \frac{1}{\sin \theta} \int_{-z_2}^{z_1} (r^2 - z^2)^{\frac{1}{2}} dz = \frac{1}{2 \sin \theta} \left[z(r^2 - z^2)^{\frac{1}{2}} + r^2 \sin^{-1} \frac{z}{r} \right]_{-z_2}^{z_1}. \tag{15}$$

Z_1 and z_2 have the following values according to θ respectively,

$$(I) \quad 0 \leq \theta \leq \tan^{-1} \frac{r}{d+x} :$$

$$z_1 = (d-x) \tan \theta$$

$$z_2 = (d+x) \tan \theta$$

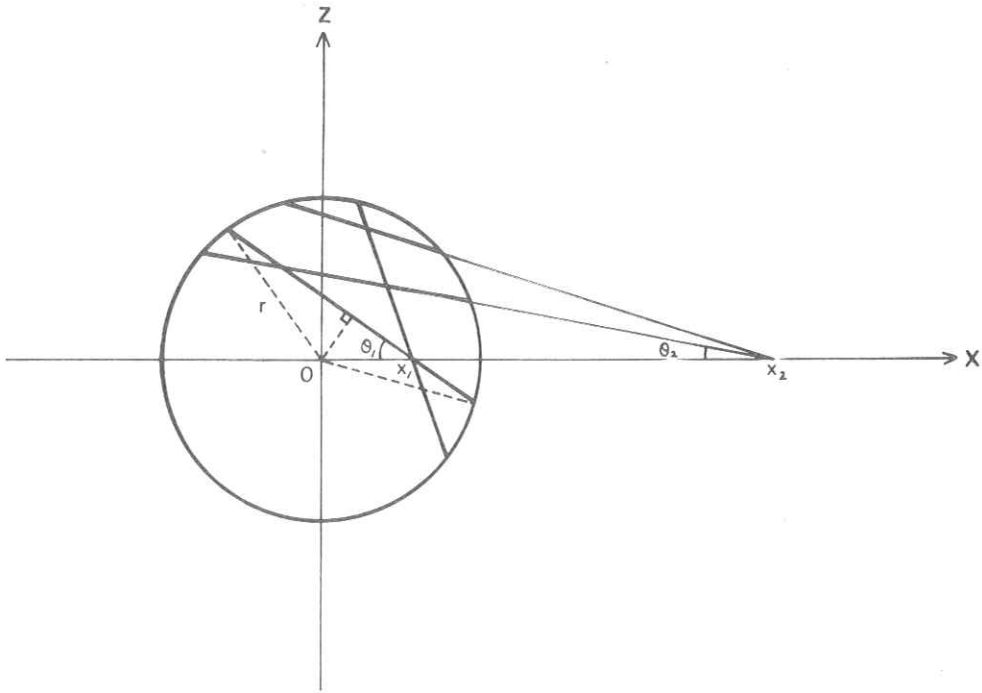


FIG. 1. Reference diagram for calculations of the line spread function of the ionization chamber in x -component of the scattered radiation.

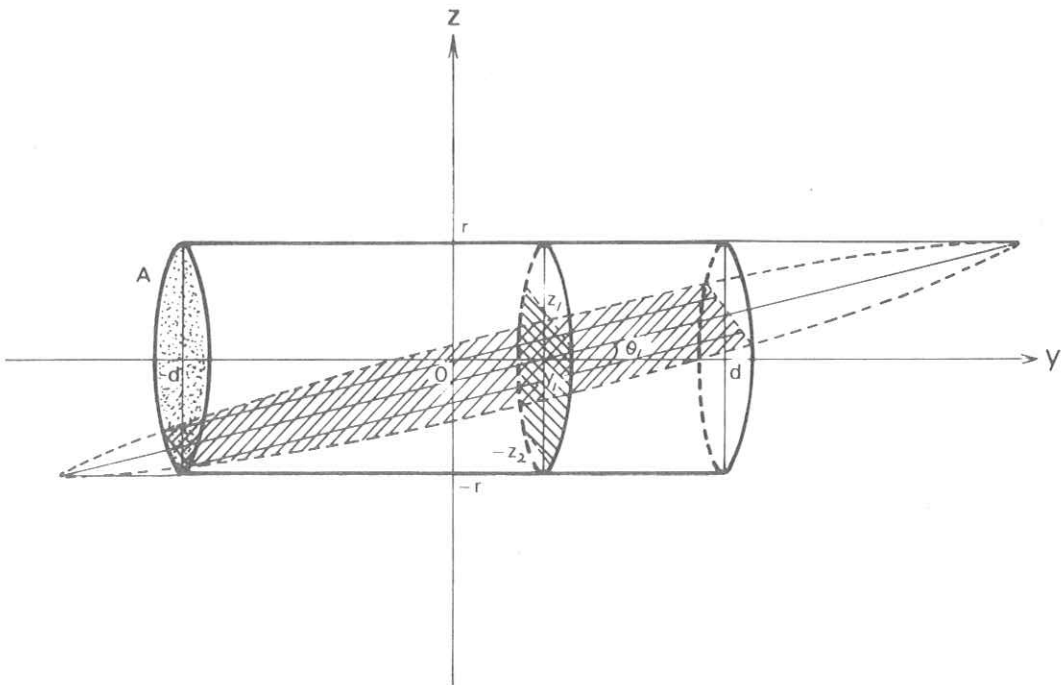


FIG. 2. Reference diagram for calculations of the line spread function of the ionization chamber in y -component of the scattered radiations.

$$(2) \tan^{-1} \frac{r}{d+x} \leq \theta \leq \tan^{-1} \frac{r}{d-x} : \quad (16)$$

$$\begin{aligned} z_1 &= (d-x) \tan \theta \\ z_2 &= r \end{aligned}$$

$$(3) \tan^{-1} \frac{r}{d-x} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} : \quad \begin{aligned} z_1 &= r \\ z_2 &= r, \end{aligned}$$

where, it is assumed that the incident radiation does not enter from the bottom A, because it connects with the stem. Therefore, excepting the nonionized rectangular part produced by the radiation being prevented by the bottom A, the ionized area should be corrected separately. Line spread function $m_5(y)$ in y -component of the scattered radiation is

$$m_5(y) = 2 \int_0^{\pi/2} m_4(y, \theta) d\theta. \quad (17)$$

Numerical calculation of Equation (17) is performed subject to $d=8$ mm., $y=0 \sim \pm 48$ mm.

The obtained line spread function is slightly asymmetric, and the MTF $\hat{m}_5(\tau)$ of the ionization chamber in y -component of the scattered radiation is given by the Fourier transform of Equation (17).

$$\hat{m}_5(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} m_5(y) \exp(-j2\pi\tau y) dy. \quad (18)$$

EXPERIMENTS AND RESULTS

The radiations used were x rays and γ rays. In the experiments with the x rays, the apparatus employed was operated for revolving convergent irradiation at 200 kvp., 25 ma., with a constant rate and a Greinacher rectified constant voltage. The tube provided wide angle irradiation with a collimator.

The ionization chamber, the double structure of which is shown in Figure 3, is composed of an outer 10 mm. diameter cylinder with a 5 mm. radius hemispheric head and an inner 4 mm. diameter cylinder

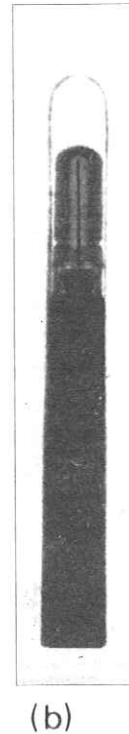
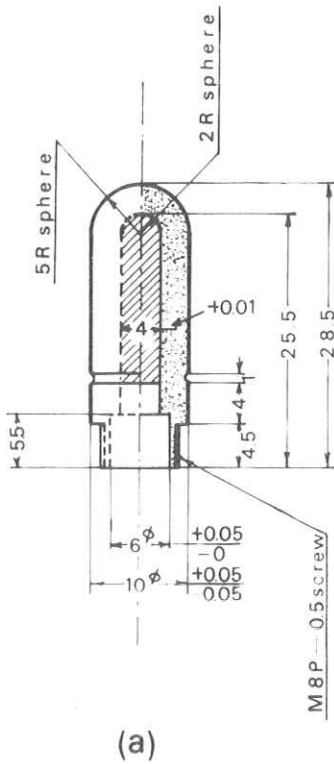


FIG. 3. (a) Schematic diagram of the 4 mm. diameter ionization chamber. (b) Roentgenogram of the 4 mm. diameter ionization chamber.

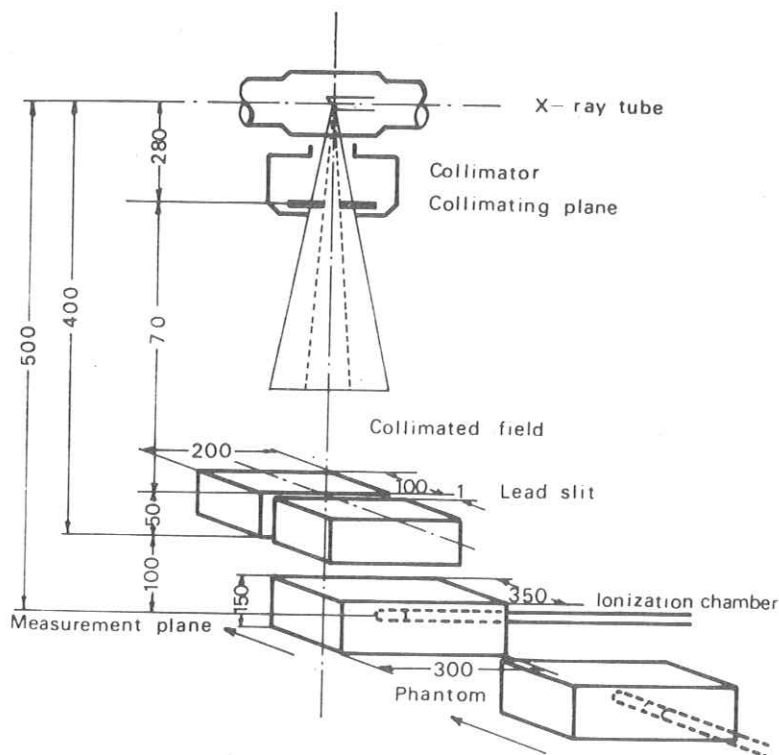


FIG. 4. Schematic diagram of the experimental arrangement.

with a 2 mm. radius hemispheric head. The inner cylinder is filled with air and the outer one with an air equivalent material. The volume of air in the inner cylinder is about 0.2 cc.

The factors of the experimental conditions were as follows: 190 kvp. (half value layer 1.3 mm. Cu); 25 ma.; and a scanning velocity of the ionization chamber of 9.23 mm./min. The lead slit was 200 mm. long by 1 mm. wide, and was made by combining two 50 mm. \times 100 mm. \times 200 mm. lead bricks. In the experiments of depth dosimetry, as is shown in Figure 4, the ionization chamber was fixed in the center of a 150 mm. \times 350 mm. \times 300 mm. acrylic phantom.

In the experiments with the γ rays, the source was 2,000 c Co^{60} (1.17, 1.33 mev.) and the apparatus a Co^{60} unit for revolving convergent irradiation. The lead slit was 200 mm. long by 1 mm. wide, and was made by combining two 100 mm. \times 100 mm. \times 200 mm. lead bricks. The other experimental

factors were the same as those used with the x rays.

Figure 4 shows the experimental method of x-ray dosimetry in depth. In air dosimetry, the experimental method is the same as that in depth dosimetry, except that no acrylic phantom is used. In experiments of γ -ray dosimetry in air and in depth, too, the experimental factors are the same as those in x-ray dosimetry except that the source is different.

In the following, the experimental method of x-ray dosimetry in depth is described briefly.

The slit and the major axis of the x-ray tube must be fixed parallel to each other in the position indicated in Figure 4. The x-ray flux is measured by scanning horizontally the ionization chamber in the acrylic phantom in the direction indicated, with its y-axis held parallel (solid line) or rectangularly (dotted line) to the slit. At this time, the scanning distance of the ionization chamber is 24 mm. in the direction of

x -axis with the x-ray flux at its center and 96 mm. in the direction of y -axis, and Fourier transforms are applied to the line spread functions thus obtained. These MTFs are the product of the MTFs of the chamber in x -component or y -component of the depth radiation in the measurement plane, of the depth dose distribution of the x rays through the slit in the measurement plane and of the focus in the position of the measurement plane in air.

Next, the chamber is removed from the phantom, the vacancy is filled with acrylic of the same quality, and an x-ray film is placed where the ionization chamber was. Then, the line image density distribution produced by the irradiating x rays on it is measured with a microphotometer. After the density distribution is restored to the intensity distribution with the aid of the film characteristic curve obtained by the experiment in the same acrylic phantom, Fourier transform is applied to it. This MTF indicates the product of the MTF of the focus and that of the distribution of the x rays through the slit. As evidenced by

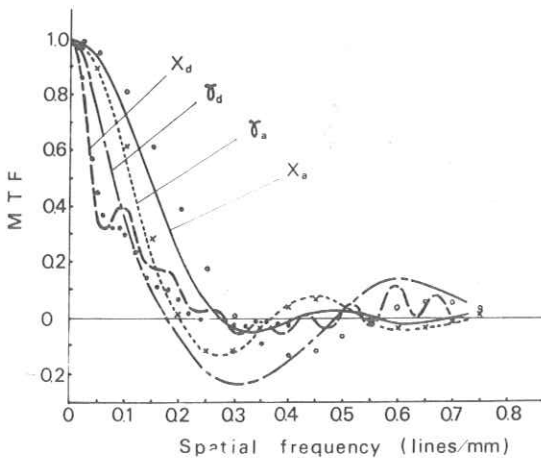


FIG. 5. Comparison between calculations and experiments of the MTFs of the ionization chamber in x -component. X_a : In air dosimetry of x rays. γ_a : In air dosimetry of γ rays. X_d : In depth dosimetry of x rays. γ_d : In depth dosimetry of γ rays. \circ : MTFs calculated of the 4 mm. diameter chamber in air. \times : MTFs calculated of the 6 mm. diameter chamber in air. \bullet : MTFs calculated of the 4 mm. diameter chamber for the scattered radiation.

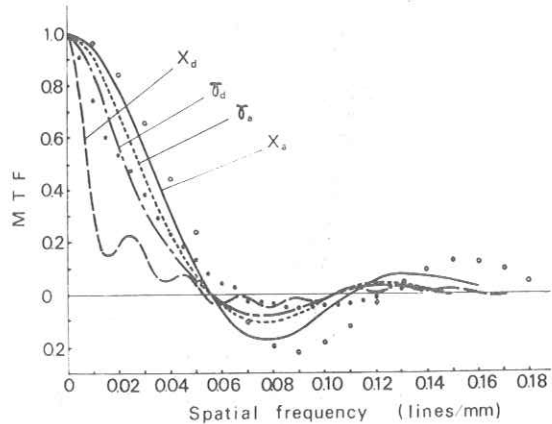


FIG. 6. Comparison between calculations and experiments of the MTFs of the ionization chamber in y -component. X_a : In air dosimetry of x rays. γ_a : In air dosimetry of γ rays. X_d : In depth dosimetry of x rays. γ_d : In depth dosimetry of γ rays. \circ : MTFs calculated of the 2 d=16 mm. sized chamber in air. \bullet : MTFs calculated of the 2 d=16 mm. sized chamber for the scattered radiation.

Equation (6), the MTFs of the ionization chamber in x -component and in y -component of the depth radiation in the measurement plane are easily obtained by a simple division (Fig. 5 and 6). Furthermore, the numerical results obtained by the calculations with Equations (14) and (18) are each plotted.

Then, the lead slit is removed, the collimator adjusted, a slit field of 40 mm. width is formed, parallel to the major axis of the x-ray tube, in the measurement plane, and the dose distribution of the field which consists of the depth radiation is measured in the same way as when the lead slit was used. The scanning distance of the ionization chamber is 80 mm. with the center of the field at its center. From the MTF of this distribution, $f(\nu, \tau)$ is to be calculated by means of Equation (7), and thus the Fourier transform of the real dose distribution in the field consisting of the depth radiation is obtained. The inverse Fourier transform by the numerical integration following Equation (8) is the only one left to be done; *i.e.*, the real depth dose distribution of the field is to be found.

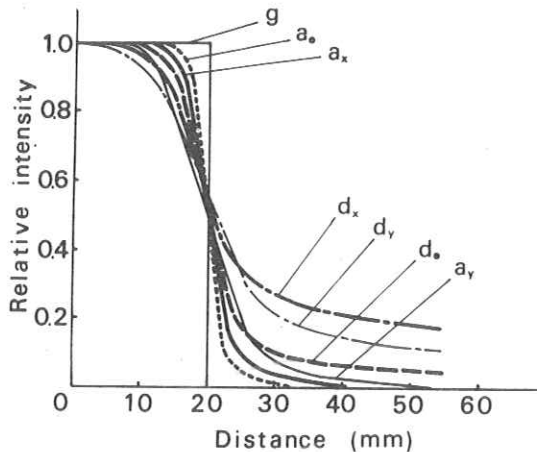


FIG. 7. In the x-ray dosimetry, the dose distribution in the field of 40 mm. width, calculated from the MTFs of the fields by inverse Fourier transforms. a_x : The apparent dose distribution, the dose distribution of the field affected by the blur caused by the focus and by the chamber in the direction of x -axis in air dosimetry. a_y : The apparent dose distribution in the direction of y -axis in air dosimetry. d_x : The apparent dose distribution in the direction of x -axis in depth dosimetry. d_y : The apparent dose distribution in the direction of y -axis in depth dosimetry. a_o : The dose distribution of the field affected by the blur caused by the focus; *i.e.*, desired real dose distribution in air dosimetry. d_o : The real dose distribution in depth dosimetry. g : Geometric dose distribution of the field.

Figure 7 indicates the dose distributions in air and in depth in the x-ray field and Figure 8 those in the γ -ray field.

DISCUSSION

Let us discuss the results shown in Figures 5 and 6 in the light of the four assumptions. Several per cent errors are found between the calculated results in Assumption 1 from Equations (10), (12), (14) and (18) and the MTFs calculated from the real shape. Assumption 2 might be regarded as valid since the ionization current is in direct ratio to the ionization volume. Assumption 3 is daring. Actually the sensitivity to radiation is not uniform at every point in the ionization chamber, which can be observed, for example, in the results shown in Figures 5 and 6.

In Figure 5, as is noted from the comparison of curve X_a with the values calculated subject to $2r=4$ mm. and $2r=6$

mm., the experimental results (curve X_a) are apt to be close to the former ($2r=4$ mm.) in low frequency and to the latter ($2r=6$ mm.) in high frequency. This implies that, in the line spread function, the experimental results will be close to the calculated ones of the 4 mm. diameter chamber in the low dose domain and of the 6 mm. diameter chamber in the high dose domain. This shows that the chamber center with its stem is better than any other part in sensitivity to x rays. The fact that, in the low frequency domain, the measured results are more towards the lower level than the calculated ones ($2r=4$ mm.) is due to the ionizing effect of the air equivalent material in the chamber. In Figure 6, in comparison of curve X_a with the values calculated subject to $2d=16$ mm., the MTFs shown by the actual chamber are, on the whole, of only slightly lower frequency than the calculated re-

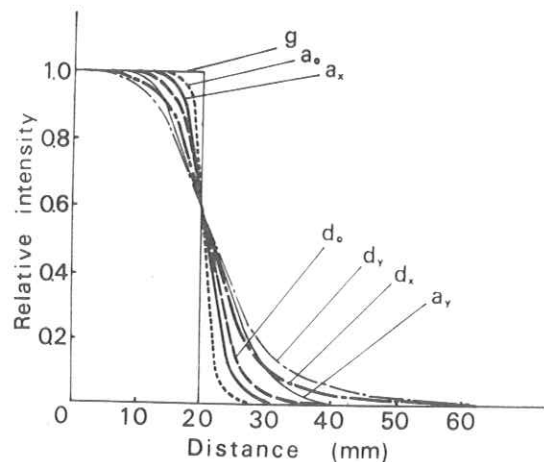


FIG. 8. In the γ -ray dosimetry, the dose distribution in the field of 40 mm. width, calculated from the MTFs of the fields by inverse Fourier transforms. a_x : The apparent dose distribution, the dose distribution of the field affected by the blur caused by the focus and by the chamber in the direction of x -axis in air dosimetry. a_y : The apparent dose distribution in the direction of y -axis in air dosimetry. d_x : The apparent dose distribution in the direction of x -axis in depth dosimetry. d_y : The apparent dose distribution in the direction of y -axis in depth dosimetry. a_o : The dose distribution of the field affected by the blur caused by the focus; *i.e.*, desired real dose distribution in air dosimetry. d_o : The real dose distribution in depth dosimetry. g : Geometric dose distribution of the field.

sults; therefore it may be concluded that the sensitivity characteristics are uniform in the direction of y -axis. The slightly poorer results are due chiefly to Assumption 1 and the experimental errors.

In Figure 5, curve γ_a is more towards the lower level than curve X_a in regards to MTFs, and the chamber becomes larger in its effective size, since the MTF is in good agreement with the values calculated subject to $2 r=6$ mm. In the MTFs of the chamber in Figure 6, curve γ_a nearly agrees with curve X_a , little difference being noted in the values of their MTFs.

These results are thought to be due to the ionization of the air equivalent material being more active than that produced by the x rays, since Co^{60} γ rays are of higher energy. Therefore, it appears that Assumption 3 for calculations is satisfactory in the case of Co^{60} γ -ray dosimetry in air.

Assumption 4, that the depth doses in the measurement plane are composed of uniform scattered radiation, is more or less problematic in the case of this experiment in the depth radiation which consists of direct and scattered radiation. The assumption is even more problematic because the scattered rays approach the direction of the direct rays at high energy.

One may not be too bold to think that Assumptions 3 and 4 are approximately satisfied as regards the x -component of the chamber, since the values calculated subject to $2 r=4$ mm. are, as shown in Figure 5, in good agreement with curve X_d and largely separated from curve X_a . In comparing curve X_d in Figure 6 with the values calculated subject to $2 d=16$ mm., the MTF which the actual chamber shows moves more towards the lower level than the calculated results in the low frequency domain. This implies that, in the line spread function, the scattered x rays, considered a flare in the low dose domain, are over-measured. Similar to curve X_a in Figure 5, this shows that the chamber center with its stem is better than any other part in sensitivity to x rays. Consequently, Assumption 3 is not satisfactory. The calcu-

lated values come nearer to curve X_a than in Figure 5. This indicates that the calculated values of the scattered x rays do not differ largely from those in air despite their playing a great part in the calculations. If Assumption 3 is satisfied, curve X_d ought to be approximating the calculated values, just as in Figure 5, and so Assumption 4 is likely to be nearly satisfied.

Regarding Assumption 3, as to the MTFs of the chamber in x -ray dosimetry in air and in depth, the cause of the difference between the values of measurements and those of calculations is the same in either case, but concerning x -axis and y -axis quite a contrary tendency is observed. This is because the paths of x -ray incidence into the chamber are different.

In comparing curve X_a with curve X_d either in Figure 5 or in Figure 6, the curve X_d moves remarkably more towards the lower level than curve X_a in MTF in the low frequency domain, and it allows us to see how poor the characteristics of the chamber become by the flare of the scattered x rays.

In the Co^{60} γ -ray dosimetry in depth, the MTF of the ionization chamber approaches that in the air dosimetry, because the side scattered radiation decreases considerably, while the forward radiation increases, compared with that in x rays. Both curve γ_a in Figure 5 and in Figure 6 lose their oscillations and, moreover, the values of the MTF become larger than those of curve X_d due to the effect of the ionization of the air equivalent material. The difference between the MTFs of the curves γ_a and γ_d is not so large as that in x rays. For this reason, it may be said that Assumption 4 is not satisfactory in this case.

Here, the spurious resolutions are of interest. The phenomenon of spurious resolution by the ionization chamber has been observed in the dosimetric system, although the existence of spurious resolutions by the focus⁶ and the motion⁷ in the radiographic system is already known. In the measurement of the dose distributions of periodic structure, careful precautions should be taken.

As regards the degree of the spurious resolutions, in Figure 5, curve X_d is little different from curve X_a , in Figure 6, curve X_d is less smooth than curve X_a . This is because the edge in line spread function is made smooth by the scattered x rays, in the direction of y -axis of the chamber. The MTFs of the curves γ_a and γ_d in Figure 5 are larger than those in x rays in the degree of the spurious resolutions. This is probably because the line spread function becomes closer to a rectangle, as the result of the ionization of the air equivalent material being more active, and the side scattered radiation becoming less and the forward one more. In Figure 6, the degree of the spurious resolutions of the MTFs decreases in the following order: the curve X_a , the curves γ_a and γ_d , and the curve X_d . For the same reasons as in Figure 5, it may be concluded that the edge in the line spread function becomes gradually smooth from a rectangle and, in the curve X_d , the effect of flare is produced by the side scattered x rays.

The comparison between curve d_x or d_y and curve d_o in Figure 7 reveals that, in the measurement of the scattered x rays, the doses are measured more in the curve d_x than in the curve d_y . This can be easily explained by the fact that the ionization chamber is a cylinder. Consequently, in the depth dosimetry, we should bear in mind that the dose distribution acquired in the x -component is closer to the real one than in the y -component, while the scattered x rays are measured in larger quantities. In comparing curve a_x or a_y with curve a_o , it is natural that curve a_x should indicate values closer to curve a_o than curve a_y .

Figure 8 indicates that curve d_o becomes only a little smoother than curve a_o , and in γ -ray dosimetry in depth, the side scattered radiation is almost negligible, compared with that in x rays. The rest also is natural.

In Figures 7 and 8, each curve g shows the dose distribution in the geometric field. It makes us see how much an effect the blurring caused by focus size and scattered

radiation has on the determination of the field.

In Fourier analysis in this study, particular attention was paid to the following matters in order to secure the accuracy of calculations:

In the Fourier transforms, as stated before, the author increased the scanning distance by 6 times the chamber size and by twice the field width.

In the inverse Fourier transforms, he intended to increase the accuracy of calculations by making the frequency band sufficiently wide.

In getting the experimental results in Figures 5 and 6, it was found that the film dosimetry, in which the measurement of dose distribution in air and in depth of the radiation through the slit in the measurement plane was performed, encounters many problems, and that above all the error in measurement of oblique incident radiations is great. However, one may be allowed to think that this remains within the experimental error.

The author would like to conclude this discussion by making a proposal for the improvement of the ionization chamber.

Nowadays, as a trend in the production of the ionization chamber, various trials are made to make its size as small as possible. A small-sized chamber of high precision is both hard to manufacture and unstable.

In the depth dosimetry, if the chamber diameter is made smaller to raise the accuracy, the length must be greater to secure the sensitivity, and consequently the scattered radiation is overmeasured. For these reasons, it is advisable that the chamber should be precise and stable, even if rather large-sized, since the blurring caused by chamber size in dosimetry can be eliminated by the method of Fourier analysis.

SUMMARY

The blur in the measurement system is analyzed by bringing into the dosimetric system the concept of Modulation Transfer

Function (MTF) which has recently been introduced into the radiographic system with fruitful results in the analysis of images.

In this paper, the dosimetry, in air and in depth, of 190 kvp. x rays and Co^{60} γ rays is treated, respectively.

First, the values of calculations and experiments of MTF of an ionization chamber are obtained. Then, the MTFs of the dose distribution of the collimated field measured by the ionization chamber are obtained.

After some treatments are given to these MTFs in the spatial frequency domain, the real dose distribution of the field is evaluated by inverse Fourier transforms. The results of experiments obtained are discussed in the light of the assumptions for calculations.

Thus by the method of Fourier analysis, it has become possible to know the real dose distribution by correcting the errors of blurring caused by the chamber size, although this has long been regarded as difficult. Therefore, the application of Fourier analysis is tried not only to obtain the expression of MTF of the ionization chamber, but, to go a step farther, and to also measure the real dose distribution.

Suguru Uchida, E.D.
Department of Radiology
Faculty of Medicine
Osaka University
Osaka, Japan

The author would like to express heartfelt thanks to Dr. Hiromu Tachiiri, Professor of

Osaka University for his understanding and warm encouragement given to this study and also to Kaoru Morikawa, B.E., Masayuki Maeda, B.E., technical officials of Osaka University and to Hiroshi Ito, B.Sc., Wakayama Workmen's Hospital for their obliging assistance in the experiments.

REFERENCES

1. GREENE, D. Observations on effect of chamber size on measurements at edge of x-ray beam. *Brit. J. Radiol.*, 1962, 35, 856-860.
2. JONES, R. A., and COUGHLIN, J. F. Elimination of microdensitometer degradation from scans of photographic images. *App. Opt.*, 1966, 5, 1411-1414.
3. JONES, R. A. Automated technique for deriving MTF's from edge traces. *Phot. Sc. England*, 1967, 11, 102-106.
4. KIMURA, I. Problems in dosimetry. *Jap. J. Radiol. Tech.*, 1963, 19, 1-38.
5. UCHIDA, S., HAYAMI, A., YAMASAKI, T., and AZUMA, I. Fourier analysis of dosimetric system. Society of Radiation Image Information, 1965, 4-7.
6. UCHIDA, S. Fourier analysis of x-ray tube focal intensity distribution along beam through optical system. *Oyo Buturi*, 1965, 34, 97-107.
7. UCHIDA, S. Fourier analysis of blur of images in layer radiography. *Oyo Buturi*, 1966, 35, 708-722.
8. UCHIDA, S. Fourier analysis of blurring caused by ionization chamber. I. In air dosimetry. *Jap. J. Appl. Phys.*, 1968, 7, 90-91.
9. UCHIDA, S. Fourier analysis of blurring caused by ionization chamber. II. In depth dosimetry. *Jap. J. Appl. Phys.*, 1968, 7, 91-92.
10. UCHIDA, S. Fourier analysis of blurring caused by ionization chamber. III. Concerning energy dependency. *Jap. J. Appl. Phys.* To be published.
11. YAMADA, K., TAKIUCHI, M., and KIMURA, I. Consideration on depth dose measurement. *Jap. J. Radiol. Tech.*, 1965, 21, 1-10.

