^{14}C の β 線による液体シンチレーションのけい光効率測定

大西 正義, 仁木 栄次*

(1971 年 10 月 26 日受理)

^{14}C の β 線がシンチレーター (トルエン 1 l + PPO 4 g + POPOP 0.1 g) を照射したときの液体シンチレーションを, サンプリングオシロスコープ SAS 500 による光パルス測定装置で観測し, パルス曲線下の面積よりアノードパルス電流量を求めた. セル ($2 \times 25 \times 30$ mm) 内のシンチレーター中で発生した液体シンチレーション光パルスが光電面にいたるまでの, 幾何学的集光効率を求めると, 0.50 であった. そして, シンチレーターのけい光スペクトルと吸収スペクトル, さらに光電子増倍管の絶対量子効率分光曲線などより, 放出光子数を求めると, 670 ± 50 であった. これをけい光効率に換算すると, $2.6 \pm 0.3\%$ となる. そのうち, fast component と slow component のけい光効率はそれぞれ 2.1% と 0.47% であった.

1 緒 言

けい光効率測定に関する研究についてはあまり多くは報告されていない. ただ, 可視光ないしは紫外線の光励起によるけい光の効率測定の例がいくらかある. たとえば, Wright は, アントラセン結晶の表面における光励起によるけい光を測定し, microcrystalline のけい光を分子けい光 (molecular fluorescence) とみなして比較したり¹⁾. そしてけい光減衰曲線を双方について求め, そこからけい光効率を得ている. また Melhuish は, Wawilow の理論に従って酸化マグネシウムの反射剤を利用し, 光量子計により, 硫酸キニーネのけい光効率を求めている²⁾.

一般的にけい光効率は励起方法と試料の状態によって大きく影響をうける. そして放射線励起の場合には, 相対的なけい光効率の測定例はたくさんあるが, 絶対けい光効率測定については実験例は少ない. この場合には, 光励起のけい光効率測定の際のいろいろな考え方を直接適用することができない. なされている測定例でも光電子増倍管の分光曲線補正とか集光効率の補正などで問題をもっている. そのためたとえば, 放射線励起によるけい光効率測定での実験例は主としてアントラセン結晶であるが, その測定値は, 3.5³⁾, 4.2⁴⁾, 5⁵⁾, 10%⁶⁾ など, かなりの範囲にわたっている. また著者が行なった液体シンチレーションのけい光効率測定についてはほとんど測定例がなく, 光量をある程度期待できる 1 MeV 以上の β 線 α 線による液体シンチレーションの相対波高

値を測定しているだけである⁷⁾. しかし, この液体シンチレーション法は, 弱 β 線核種 (^{14}C , ^3H など) を使用することにより, たん白質その他有機物の重要な分析法であり, 弱 β 線核種による液体シンチレーションのけい光効率を測定することにより, 各種の情報が得られると思われる. この液体シンチレーションのけい光効率の数少ない実験例として, Hastings らの実験がある⁸⁾. Hastings は, 光量計 (actinometer) で入射光量を測定し, グリコーゲン溶液による入射光からの散乱光量を計算で求めている. そして, その散乱光量をもとにし, bacterial luminescence の標準光源 (スペクトル既知, 単位 = quanta/sec/cm³) を設定する. この移動可能な標準光源を使って, ^{14}C による液体シンチレーション光を単位 (quanta/sec/cm³) で求め, けい光効率に換算し, 5.25% という数値を得ている. 入射荷電粒子のエネルギーが小さくなると, 溶媒のラディカル生成などのため LET は大きくなるが, 逆にけい光効率は減少する. たとえば 50 keV の β 線が入射したとき, 1 MeV の β 線と比較して, けい光効率は 7 割程度に減少する⁹⁾. また 1 MeV の β 線入射のとき, 液体シンチレーションのけい光効率は, アントラセンのけい光効率の 6 割以下と推定される¹⁰⁾. したがって液体シンチレーションのけい光効率は 5.25% とすると, アントラセンのけい光効率は 13% 以上となり, 従来の実験値と比較して, かなり大きな値である. 散乱光量の求め方, 光量計, 光量子計の問題などと理由はいくつか考えられるが, 5.25% のけい光効率は少し大きすぎる.

Hastings の方法とは異なり, 著者は高速光パルス測

* 東京大学工学部: 東京都文京区本郷 7 丁目

定装置で液体シンチレーション光パルスを直接測定した¹⁰⁾。この方法によると、第1に液体シンチレーション光パルスの二つの部分（すなわち fast component と slow component）に分けてけい光量子効率を求めることができる¹⁰⁾。第2に、トリガー回路をいろいろ使い分けて、放射線の種類とかエネルギーに応じた量子効率を求める展望をもっている。第3に、この方法では少ない量の線源でよい。したがって扱いやすいし、クエンチングのない領域でけい光効率を求めることができる。

また、著者はフレネルの公式により集光効率を求めた。点光源により実験的に集光効率を求めることは、この場合困難である。点光源法の場合、精度よく測定するためには光源を光電面から離さなければならない。しかし、シンチレーション光パルスの光量が少ないため、むしろ光電面にできるだけ近づけなければならない。したがってシンチレーション光の場合、点光源法によって幾何学的集光効率を求めることは、あまり期待できない。

この結果、著者は、¹⁴C の β 線による液体シンチレーションのけい光効率として、 $2.6 \pm 0.2\%$ を得たので報告する。

2 装 置

シンチレーション光パルスの測定系の大まかなブロックダイアグラムを Fig. 1 に示す。この測定系では、ヘッドオン型の Philips 社製光電子増倍管 56AVP/03 と岩崎通信機社製 サンプリグオシロスコープ SAS 500 によってシンチレーション光パルスを出力サンプリグ法で測定している。⁹⁰Sr-⁹⁰Y の β 線 (2.27 MeV) が厚さ 3 mm の石英板を通過するときに発生するチェレンコフ光をこの装置で測定し、インパルス応答 $f(t)$ を求めると、式 (1) が得られた¹⁰⁾。ただし、 t_0 は遅れ時間である。 t, t_0 : nsec 単位

$$f(t) = \frac{1}{4.0} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{5.2}} \dots\dots\dots (1)$$

したがって、パルス幅が約 3 nsec 以上あれば、光パルスの測定は可能である。

和光純薬 シンチゾル-トルエン 1 l に PPO (2,5-di-phenyl oxazole) 4 g と POPOP [1,4-bis{2-(5-phenyl-oxazolyl)}benzene] 0.1 g を混合してシンチレーターを作製し、濃硫酸に通したアルゴンガスを 10 分間吹き込み、溶存酸素を除いた。このシンチレーターを白板ガラス製セル (厚さ 1.5 mm, 内り 2×25×30 mm) に入れ、さらに ¹⁴C 標識ベンゼン (0.45 μ Ci) を加えた。そ

Fig. 1 Block diagram

(1) Photomultiplier; (2) High voltage supply; (3) Pulse amp.; (4) Delay cable; (5) Sampling oscilloscope; (6) X-Y recorder; (7) Pulse shaping circuit; (8) Pulse height analyzer

して光電子増倍管の光電面に東芝シリコンオイル TSF 451-50 万 cs で “optical coupling” をした。

平たんな波長特性をもつ真空熱電対を利用する日本分光製熱電対放射計 RMA 8 型でタングステンランプの黒体ふく射 (2854°K) のエネルギー分布を測定し、この光源のエネルギー分布曲線とこの光源の各波長に対する光電子増倍管の出力より光電面の相対分光曲線を求めた。そのときカソードとその他の電極間には 200V をかけている。そして 500 m μ で校正のされている光電管 R330 でその波長における光量を求め、相対分光曲線を絶対分光曲線に変換した。さらに縦軸を量子効率に書き直した図が Fig. 2 である。なお、分光のスリット幅は 5 m μ であり、測定の際の光電面の受光面積は 1 cm² (円形) である。またこの光電子増倍管のカソード印加電圧

Fig. 2 Absolute quantum efficiency of 56AVP/03

と電流増幅率の関係を Fig. 3 に示す. 測定するときには, カソードに $\ominus 2170\text{V}$ の高圧をかけて行なった. そのときの増幅率は, 3.09×10^7 であった. この値の誤差は 4% 以内と推定される.

Fig. 3 Current gain of the photomultiplier 56AVP/03

3 集光効率の計算

3.1 屈折率の測定

Pulfrich の屈折率計で, SL 1 型 Hg 光源を使って, シンチレーターとシリコンオイルの屈折率を求めた結果を Table I に示す. これらの測定は 31°C の温度のもとで行なった. またセルの白板ガラスと光電子増倍管のガラス B40 の屈折率は, 20°C の条件下の値であり, このガラスの屈折率は, $10\sim 35^\circ\text{C}$ 程度の温度変化において, 1×10^{-4} 以下の変動を示すと推定される.

Table I Refractive indexes

Substance	4358 Å	5461 Å	5780 Å	4000 Å	4300 Å	4500 Å
Toluene	1.5120	1.4951	1.4920			
Toluene+PPO†	1.5125	1.4956	1.4925			
Toluene+POPOP††	1.5120	1.4951	1.4919			
Toluene+PPO+POPOP	1.5128	1.4956	1.4923			
Silicone oil	1.4112	1.4034	1.4018			
Benzene	1.5166	1.4990	1.4960			
B40				1.4925	1.4902	1.4890
Sheet glass				1.5392	1.5347	

† PPO 4 g/l; †† POPOP 0.1 g/l

3.2 フレネルの理論

屈折率 N_1 の系 I から屈折率 N_2 の系 II へ光が入射

するときの透過率は, フレネルの公式を計算することより得られる. 通常, 光の電場の振動方向が入射面 T に垂直な場合と平行な場合とに分け, 二つの偏光波をそれぞれ S 波 P 波と称す. S 波の場合の入射と透過の状態を Fig. 4 に示す. S 波 P 波の透過率 T_S , T_P は, フレネルの公式により, それぞれ式 (2), (3) で与えられる.

$$T_S = \frac{N_2 \times \cos \theta_2}{N_1 \times \cos \theta_1} |t_S|^2 \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$T_P = \frac{N_2 \times \cos \theta_2}{N_1 \times \cos \theta_1} |t_P|^2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$t_S = \frac{2 \times N_1 \times \cos \theta_1}{N_2 \times \cos \theta_2 + N_1 \times \cos \theta_1} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$t_P = \frac{2 \times N_1 \times \cos \theta_1}{N_1 \times \cos \theta_2 + N_2 \times \cos \theta_1} \quad \dots\dots\dots (5)$$

以上の式は, 系 I, II の両媒質において, 光の吸収がないことを前提としている.

使用したシンチレーターのけい光は, $380\sim 500\text{ m}\mu$ のけい光スペクトルを示すが, この領域において, 白板ガラス, シリコンオイル TSF 451-50 万 cs, B40 すべて吸収はまったくない. シンチレーター自身による吸収についても, 後述するように, 吸収による影響も小さく, また液体シンチレーションのけい光スペクトル波長範囲

Fig. 4 Reflection and refraction of polarized wave S

T: Plane of incidence; B: Boundary plane; K_i : Incident wave; K_r : Reflected wave; K_t : Transmitted wave

における透過率の変化も小さいので、吸収と透過を分離して考えることができる。

3.3 集光効率の計算

点 X において放射されたシンチレーション光パルスは、Fig. 5 に示してあるように、透過と反射をくりかえして、光電子増倍管の B40 の内壁に蒸着されているアンチモン-セシウムに至る。境界面 P で受光するときの幾何学的集光係数を g_1 とすると、

$$g_1(\theta_1) = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta_1)$$

$$\therefore \Delta g_1(\theta_1) = -\frac{1}{2} \Delta \cos \theta_1 \quad \dots\dots\dots (6)$$

となり、さらに境界面 Q, R を透過しアンチモン-セシウムに至るとき幾何学的係数を g_4 とすると、 g_4 は式 (7) で与えられる。

$$\Delta g_4(\theta_1) = -\frac{1}{2} \Delta A_1(\theta_1) \times A_2(\theta_1) \times A_3(\theta_1) \times \Delta \cos \theta_1$$

$$\dots\dots\dots (7)$$

ただし、 A_1, A_2, A_3 は、反射と透過をくりかえしながら、それぞれ境界面 P, Q, R を透過する確率である。したがって全体の幾何学的係数 G は、

$$G = \int \Delta g_4(\theta_1) =$$

$$-\frac{1}{2} \int_1^y A_1(\theta_1) \times A_2(\theta_1) \times A_3(\theta_1) \times d \cos \theta_1$$

$$\dots\dots\dots (8)$$

となる。 y は、境界面 P, Q, R のどこかで全反射がおきたときの $\cos \theta_1$ の値である。

式 (8) の積分をするため、 $\cos \theta_1$ の 1 から 0 までの

Fig. 5 Optical passage to the photocathode

I: Scintillator; II: Sheet glass; III: Silicone oil;
IV: B40; V: Sb-Cs; VI: Air

範囲を 2000 等分する。そして式 (9) を得る。

$$G = \frac{1}{2} \sum_{N=1}^{y'} A_1(\theta_1) \times A_2(\theta_1) \times A_3(\theta_1) \times \frac{1}{2000} \quad \dots (9)$$

$$\cos \theta_1 = 1.0 - \frac{N-1}{2000} \quad \dots\dots\dots (10)$$

Fig. 5 に示してあるように、反射と透過後 5 回めまでに境界面を横切る場合について考慮し、その和で、 A_1, A_2, A_3 を求める。測定した屈折率の値を使って、式 (9) において $N=1$ から全反射がおきるときまで積分して、S 波 P 波それぞれの G を求める。実際のシンチレーション光は偏光波ではなく無偏光と考えられるから、二つの平均をとることにより、シンチレーション光の幾何学的係数 G が得られる。以上の考え方のもとに計算を行なった結果、以下の結果が得られた。なお、測定波長以外の屈折率は、Hartmann の式より求めた。

(1) 境界面 Q と R においては、反射と透過後、3 度めまたは 5 度めにその境界面を通過する光の割合は小さくて、 G にほとんど影響を与えない。

シンチレーター系において、反射と透過後、2 度め、3 度め、または 5 度めに境界面 P を通過する光の割合も小さくて、 G にほとんど影響を与えない。

境界面 P と S で 3 回反射され、4 度めに境界面 P を通過する光も同様である。これらによる G の変動はすべて 0.3% 以内である。

(2) 点 X から背面方向に放射され、境界面 T で反射され、4 度めに境界面 P を通過する光の割合は大きい。白板ガラスと空気の屈折率の差が大きいため、境界面 T でほとんどの光は反射され、結果として、 G に大きく影響を与えている。

(3) 温度変化によるガラスの屈折率の変動は、 G に対してほとんど影響を与えない。POPOP のけい光スペクトル領域でシンチレーターの屈折率は、 1×10^{-3} の許容差で溶媒トルエンの屈折率に近似できる。またトルエンの屈折率が 1.513 (31°C 測定値) から 1.518 (20°C 文献値) まで変動すると、 G は 1% 程度の変動を示す¹¹⁾。

(4) トルエン溶媒中 POPOP のけい光スペクトルの平均波長は 433 μm である。そのとき、シンチレーター、白板ガラス、シリコンオイル、B40 の屈折率は、それぞれ、1.513, 1.535, 1.411, 1.490 である。そして (2) の境界面 T における反射を含めると、 G は 0.495 となる。また、この反射を無視すると、 G は 0.304 であった。この値に対し、390~480 μm の光の波長の変化によって、 G は 2% 程度の変動を示す。

(5) 全反射は境界面Qでおこり, そのとき θ_1 は 69° であった. セルは $2 \times 25 \times 30 \text{ mm}$ であるので, その容積中の約 $4/5$ の場所で放射されたシンチレーション光パルスには, 以上の計算に基づく幾何学的係数 G を適用できる. したがって, 以上の計算結果はシンチレーター中で発生したすべてのシンチレーション光パルスに近似的に適用できると思われる.

4 液体シンチレーション 光パルスの測定

光電子増倍管のカソードに $\ominus 2170 \text{ V}$ の高圧をかけて, 液体シンチレーション光パルスを測定した. この結果を Fig. 6 に示す. アノード抵抗 50Ω とケーブル終端抵抗 50Ω によって, アノード出力電流パルスは電圧信号パルスに変換される. したがって, Fig. 6 のパルス曲線下の面積より, アノード出力パルスの電流量すなわち電子数が求められる. 測定結果からは, 1.663×10^9 の電子数が得られた. また, これは 2.665×10^{-10} クーロンに相当する. 光電子増倍管の電流増幅率が 3.09×10^7 であることより, 光電面における放出光電子数を求めると, 53.8 個であった.

Fig. 6 Liquid scintillation pulse of ^{14}C
Scintillator: Toluene+PPO+POPOP

なお, この測定するとき, 計数率と計数効率, はそれぞれ $12,500 \text{ cps}$ と 75% であった. これは熱電子放出に基づくノイズパルス数の 10 倍に相当する. さらに, Fig. 6 の液体シンチレーション光パルスの波高値が, 810 mV もあるため, ノイズパルスの寄与は 1% 以下となり無視できる¹⁰⁾.

5 けい光効率の測定

日立製けい光光度計で, POPOP (4 mg/l , トルエン溶媒) のけい光スペクトルをとる. また β ナフトール

[$2 \times 10^{-4} \text{ M}$, 溶媒: メルク 標準酢酸緩衝溶液 ($0.020 \pm 0.001 \text{ N}$) と硫酸キニーネ [10^{-3} M , 溶媒: 0.1 N 硫酸] のけい光スペクトルをとり, Lippert のスペクトルと比較して補正曲線を求める¹²⁾. そしてこの補正曲線を使って, POPOP の補正けい光スペクトル $F(\lambda)$ を得た. この平均けい光エネルギーは 2.85 eV である. POPOP の濃度が 0.1 g/l の場合のけい光スペクトル(補正済み)を Fig. 7 に示す.

また, 液体シンチレーターによる吸収を補正するため, レファレンス側を空気にして, 島津製吸収光度計で液体シンチレーターの吸収スペクトル $A(\lambda)$ を測定し, その結果を Fig. 8 に示す. 試料厚みは 10 mm である.

Fig. 7 Fluorescence spectrum of POPOP
POPOP: 0.1 g/l toluene; Excitation: $365 \text{ m}\mu$

Fig. 8 Percent transmittance of scintillator
Scintillator: Toluene+PPO+POPOP; Thickness: 1 cm

POPOP のけい光スペクトルの波長範囲で幾何学的集光効率を一定とみなすと、このシンチレーション測定装置の光電変換係数 Z は式 (12) で表わされる。

$$R = \frac{\int A(\lambda) \times B(\lambda) \times F(\lambda) \times d\lambda}{\int F(\lambda) \times d\lambda} \dots\dots\dots (11)$$

$$Z = R \times G \dots\dots\dots (12)$$

ただし、 $B(\lambda)$ は使用した光電子増倍管 56AVP/03 の絶対量子効率分光曲線である。

発生したシンチレーション光パルスが、液体シンチレーター中を、10, 5, 2.5, 1.25 mm を通過するときの R を計算すると、それぞれ 0.155, 0.160, 0.163, 0.165 であった。実際には 2~3 mm と考えてよいので、0.163 とみなした。また背面方向に放射され、ガラスと空気の境界面で反射されたのちに光電面に入射する光についても、この値の 4% の誤差内にはいっていると思われる。

光電面から放出された光電子数 53.8 個、 R の値 0.163、幾何学的集光効率 G の値 0.495 より、液体シンチレーションの放出光子数を求めると、667 個が得られた。

Fig. 6 の液体シンチレーションの計数効率は、75% であった。 ^{14}C の β 線スペクトルにおいて、高いエネルギーの 75% の部分の平均エネルギーは 72.1 keV である¹³⁾。また放出光子の平均エネルギーが 2.85 eV であることより、液体シンチレーションのけい光効率を求めると、2.64% が得られた。またこの値から β 線 (1 MeV) によるアントラセン結晶のけい光効率は 5~6% と推定される。

また、Fig. 6 の光パルスは二つの部分からなりたち、fast component と slow component に分けられる¹⁰⁾。サンプリングオシロスコープのホールド回路出力を対数変換させたのちに X-Y 記録計に描かせ¹⁰⁾、その結果より fast component と slow component の光量の比を求めると、9:2 であった。したがって fast component と slow component のけい光効率はそれぞれ 2.1% と 0.47% 程度と推定される。

誤差を推定しようとする、問題となるのは G の誤差である。著者は、大幅な誤差範囲をとり、以下の事情から G の誤差を 4% 以内とした。

- ① 温度は 30°C 付近で一定である。
- ② スペクトル関係に基づく誤差は 2% 以内である。
- ③ 幅の狭いセル (2×12×30 mm) を使って測定すると光量の変動は 1% 程度である。(セルの厚さ)/(セルの幅) の比が小さいほど R の計算の理想的な状態と考えられる。

他の誤差は、電流増幅率: 4%, アノード電流量: 2%, 変換効率 (R): 4% と推定される。

$$\sqrt{4^2 + 4^2 + 2^2 + 4^2} = \sqrt{52} < 8$$

したがって、光子数の誤差は 8% 以内と推定される。

また、 β 線平均エネルギー: 3%, 光子平均エネルギー: 2% と推定される。

$$\sqrt{52 + 3^2 + 2^2} = \sqrt{65} < 9$$

したがって、けい光効率の誤差は 9% 以内と思われる。

このセルに 1.5 μCi の ^{14}C を加えて同様に実験を行ない、積分型演算増幅器を内蔵するタケダ 6254B デジタルボルトメーターでアノード出力 (50 Ω 負荷) を直接測定した。シンチレーションに基づくアノード電流は $1.24 \times 10^{-5} \text{ A}$ (これは、一つのパルスあたり 2.23×10^{-10} クーロンに相当する) であり、また暗電流は $6 \times 10^{-7} \text{ A}$ であった。 β 線の平均エネルギーを 61 keV 程度と推定すると¹³⁾、けい光効率は 2.58% となる。したがってパルス測定法の場合の 2.6% とほぼ合っている。

6 結 言

液体シンチレーターとシリコンオイルの屈折率を測定し、フレネルの公式より幾何学的集光効率を求めると 0.50 であった。そして、 ^{14}C の β 線による液体シンチレーションの平均放出光子数として、 670 ± 50 が得られた。これをけい光効率に換算すると 2.6% となり、また誤差は 9% 以内と推定される。

光励起のけい光効率測定の場合と同様に、この結果を使って他の液体シンチレーションのけい光効率を推定することができる。

また、fast component と slow component のけい光効率は、それぞれ 2.1% と 0.47% であった。

文 献

- 1) G. T. Wright : *Proc. Phys. Soc.*, **B68**, 241 (1955).
- 2) W. H. Melhuish : *J. Phys. Chem.*, **65**, 229 (1961).
- 3) R. C. Sangster, J. W. Irvine : *ibid.*, **24**, 670 (1956).
- 4) F. B. Harrison : *Nucleonics*, **10**, No. 6, 40 (1952).
- 5) G. T. Wright : *Proc. Phys. Soc.*, **B68**, 929 (1955).
- 6) M. Furst, H. Kallmann, B. Kramer : *Phys. Rev.*, **89**, 416 (1953).
- 7) 三浦 功, 菅 浩一, 俣野恒夫 : “放射線計測学”, (1966), (裳華房).
- 8) J. W. Hastings, G. Weber : *J. Opt. Soc. Amer.*, **53**, 1410 (1963).

- 9) J. Sherpe: "Nuclear Radiation Measurement", (1960), (Temple Press).
- 10) 大西正義, 仁木栄次: 本誌, **20**, 1428(1971).
- 11) Landolt, Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik, Technik. II 8 Teil 5-633.
- 12) E. Lippert, W. Nägele, I. Seibold-Blankenstein, U. Staiger, W. Voss: *Z. anal. Chem.*, **170**, 1 (1959).
- 13) S. D. Warshaw: *Phys. Rev.*, **80**, 111 (1950).

☆

Determination of fluorescent efficiency of liquid scintillation by β ray of ^{14}C . Masayoshi ONISHI and Eiji NIKI (Faculty of Engineering, University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo)

When β ray of ^{14}C radiated the scintillator (toluene 1l+PPO 4g+POPOP 0.1g), liquid scintillation was observed with the apparatus of short resolving time for measurement of light pulses. Overall high voltage (-2170 V) was supplied to the cathode of photomultiplier 56AVP/03. Signal pulses were led to the sampling oscilloscope SAS500.

Output of the hold circuit of the oscilloscope was led to X-Y recorder and the signal pulse curves of the scintillation were recorded.

The scintillator was poured in the cell ($2 \times 25 \times 30\text{ mm}$) of sheet glass with toluene- ^{14}C . This cell was made "Optical coupling" with the photocathode of photomultiplier by silicone oil TSF451 (500,000cs).

About 75% of β rays of ^{14}C were observed, and average energy of these β rays was about 72.1 keV. The recorded pulse curve was the average pulse curve

of many scintillations. The peak height maximum of the obtained pulse curve was about 810 mV high ($R=25\ \Omega$). From the area below the curve, total anode pulse current was calculated. It was about $2.67 \times 10^{-10}\text{ coulomb}$. Then the number of ejected photoelectrons from the photocathode was about 53.8.

Corrected fluorescent spectra and absorption spectra of liquid scintillator, and absolute quantum efficiency curve of photomultiplier were obtained. Average energy of fluorescent photons was 2.85 eV. The product of these three spectra give the conversion efficiency from fluorescent photons to ejected photoelectrons.

When pathlength of absorbance were 1 cm, 5 mm, 2.5 mm, and 1.25 mm, conversion efficiency were 0.155, 0.160, 0.163, and 0.165 respectively.

Because the effective pathlength was estimated about 2~3 mm, conversion efficiency was about 0.163.

The refractive indexes of liquid scintillator and silicone oil were measured by Pulfrich refractometer. Geometrical collection efficiency was calculated with these indexes by the Fresnel equations for refraction. Photons of liquid scintillation, which were radiated from the cell to the opposite side, were reflected at the boundary face of sheet glass and air, and went to the photocathode, were large enough not to be disregarded. When this reflected light was involved, geometrical collection efficiency was about 0.50.

Number of total radiated photons was calculated with these data and was about 670 ± 50 . Then the fluorescent efficiency of liquid scintillation was about $2.6 \pm 0.3\%$. The fluorescent efficiencies of the fast component and the slow component were 2.1% and 0.47% respectively.

(Received Oct. 26, 1971)

脱着電位測定による陰イオン界面活性剤のポーラログラフ分析

篠塚 則子, 鈴木 肇, 早野 茂夫*

(1971 年 10 月 28 日受理)

アニオン界面活性剤であるドデシル硫酸ナトリウム, ドデシルベンゼンスルホン酸ナトリウム, ジ-2 エチルヘキシルスルホコハク酸ナトリウム, プチルナフタリンスルホン酸ナトリウムをポーラログラフにより脱着電位を測定することによって定量した. これらの界面活性剤は明確な吸脱着波を示し, 脱着電位と濃度の対数とは臨界ミセル濃度以下で直線関係を示した. 定量にはこの直線を用いた. 支持電解質の濃度を増すと cmc は減少するので 定量限界を下げるができるが, あまり高濃度の電解質を加えると波が不明りょうになってくる. 本方法により数 ppm から数百 ppm のアニオン界面活性剤が簡単にしかも再現性よく定量できることがわかった.

* 東京大学生産技術研究所: 東京都港区六本木 7 丁目