

## 一様伝播系の散乱問題

京大理 池部 晃生

§0.

Maxwell 方程式など古典物理学に現われる伝播現象を記述する一階微分方程式系に対して標題の *uniformly propagative system* なる名稱を付したのは Wilcox [1] が最初らしい(?)。ここでは少し違う *formulation* を行うが、本質的には大した違いはないであろう。後述 (§3) の *non-static uniformly propagative system* に関しては Lax-Phillips [2] の研究があり、外部問題を扱っている。定数係数の Maxwell 方程式に関しては、Schmidt ([3] 及び [2] の Appendix) による外部問題の研究がある。Maxwell 方程式は波動方程式と密接な関係があり、彼はこれを利用している。以下に述べるのは一般の *uniformly propagative system* に対する *wave operator* の存在と不変性についてである。(外部問題ではなく全空間の問題である。 *perturbed system* は当然変数係数。) *wave operator* の完全性については最後に触れる。

### §1. Uniformly propagative systems

古典物理に現われる wave propagation 現象の多くは、次の1階偏微分方程式系で記述される:

$$(1.1) \quad E(x) \frac{\partial}{\partial t} u = \sum_{j=1}^m A_j \frac{\partial}{\partial x_j} u.$$

$x$  は空間変数で  $x = (x_1, x_2, \dots, x_n) \in \mathbb{R}^n$ .  $t$  は時間変数で  $t \in \mathbb{R}^1$ .  $E(x)$  は空間を充す medium によって決まる量であつて, positive definite  $m \times m$  matrix の値をとる函数.

$A_j$  は constant, symmetric  $m \times m$  matrix.  $u = u(x)$  は  $m$ -vector valued function ( $u(x) \in \mathbb{C}^m$ ).

先ず, medium が一様である場合を考える. このとき  $E(x)$  は constant になるが, これは unit matrix としてよい.

(1.1) において  $A_j$  の代りに  $E^{-\frac{1}{2}} A_j E^{-\frac{1}{2}}$  を考えればよいからである. かくして,  $\partial/\partial t = \partial_t$ ,  $\partial/\partial x_j = \partial_j$  と略記して

$$(1.2) \quad \partial_t u = \sum_{j=1}^m A_j \partial_j u$$

を得る. (1.2) の特性方程式

$$(1.3) \quad P(\lambda; \xi) = \det \left( \lambda I - \sum_{j=1}^m A_j \xi_j \right) = 0$$

の根を,  $\lambda_1(\xi)$ ,  $\lambda_2(\xi)$ ,  $\dots$ ,  $\lambda_m(\xi)$  とする. これらの中には等しいものかあつてもよいが, decreasing order にならべ

であるものとする:

$$(1.4) \quad \lambda_1(\xi) \geq \lambda_2(\xi) \geq \dots \geq \lambda_m(\xi).$$

このとき次の関係は容易に示される:

$$(1.5) \quad \lambda_j(-\xi) = -\lambda_{m-j+1}(\xi) \quad (j=1, \dots, m).$$

方程式系 (1.2) が *uniformly propagative* であるとは次の何れかが成立つことと定義する:

- i)  $|\xi|=1$  に対して  $\lambda_j(\xi) \neq 0$  for all  $j$ , すなわち  $\sum A_j \xi_j$  が non-singular である;
- ii)  $|\xi|=1$  に対して

$$(1.6) \quad \lambda_1(\xi) \geq \dots \geq \lambda_p(\xi) > 0 = \lambda_{p+1}(\xi) = \dots = \lambda_{m-p}(\xi) > \\ > \lambda_{m-p+1}(\xi) \geq \dots \geq \lambda_m(\xi)$$

なる整数  $p \leq \frac{m}{2}$  が与に無関係に存在する.

i) の場合には  $m$  は偶数でなければならぬ. ii) の場合には  $m$  の偶奇は問わぬが,  $\sum A_j \xi_j$  の positive, 0, negative eigenvalues に対応する部分空間の次元はそれぞれ一定である. 特に positive (eigenvalues に対応する) eigenspace と negative eigenspace の次元は一致する.

上にあげた *uniformly propagative system* の定義は C.

Wilcox のそれとは異なるが, *less restrictive* である (Wilcox [1] を見よ).

次に, (1.1) または (1.2) の右辺に現われる微分作用素について考える.  $\mathbb{C}^m$  における *scalar product* を

$$(1.7) \quad \langle u, v \rangle = \sum_{j=1}^m u_j \bar{v}_j$$

で表わす.  $u \in \mathbb{C}^m$  の長さは

$$(1.8) \quad |u| = \langle u, u \rangle^{\frac{1}{2}}$$

$\mathcal{L}_2$  を次のように定義する:

$$(1.9) \quad \mathcal{L}_2 = [L_2(\mathbb{R}^n)]^m = \{u : \int |u(x)|^2 dx\}.$$

積分範囲を明記しない場合は, いつでも  $\mathbb{R}^n$  上での積分と解する.  $\mathcal{L}_2$  は通常のとスカラ乗法によって *vector space* となるが, 更に *norm* と *inner product* を

$$(1.10) \quad \|u\|_1 = \left[ \int |u(x)|^2 dx \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (u, v)_1 = \int \langle u(x), v(x) \rangle dx$$

で定義すれば *Hilbert space* となる. これを  $\mathcal{H}_1$  で表わす.

さて形式的微分作用素

$$(1.11) \quad T u(x) = i \sum_{j=1}^m A_j \partial_j u(x)$$

を考えよう.  $u(x)$  の Fourier 変換  $\hat{u}(\xi)$  を

$$(1.12) \quad \hat{u}(\xi) = (2\pi)^{-\frac{n}{2}} \int e^{-i\xi \cdot x} u(x) dx$$

で定義すれば, 形式的に

$$(1.13) \quad (Tu)^\wedge(\xi) = \sum_{j=1}^m A_j \xi_j \hat{u}(\xi)$$

を得る. (1.13) 右辺の multiplicative operator を通じて,  $H_1$  を次のように定義する:

$$(1.14) \quad (H_1 u)^\wedge(\xi) = \sum_{j=1}^m A_j \xi_j \hat{u}(\xi) \text{ for } u \in \mathcal{D}(H_1) = \left\{ u \in L_2 : \sum_{j=1}^m A_j \xi_j \hat{u}(\xi) \in L_2 \right\}.$$

( $\mathcal{D}(H_1) = H_1$  の定義域).  $H_1$  は self-adjoint になるが, 一般には elliptic とはならないので  $\mathcal{D}(H_1) = \mathcal{D}'_{L_2} \equiv \{ u \in L_2 : \xi_j \hat{u}(\xi) \in L_2 \text{ for all } j \}$  とはならない.

次に (1.1) に associate する self-adjoint operator を決める. そのために  $E(x)$  に対して次のように仮定する

$$(1.15) \quad \exists c, c' > 0 \text{ such that } cI \leq E(x) \leq c'I, x \in \mathbb{R}^n.$$

$L_2$  に norm および inner product を

$$(1.16) \quad \|u\|_2 = \langle u, u \rangle_2^{\frac{1}{2}}, \quad (u, v)_2 = \int \langle E(x)u(x), v(x) \rangle dx$$

のように定義してできる Hilbert space を  $\mathcal{H}_2$  とする.  $\mathcal{H}_1$ -norm と  $\mathcal{H}_2$ -norm とは同等である:

$$(1.17) \quad c \|u\|_1^2 \leq \|u\|_2^2 \leq c' \|u\|_1^2.$$

$L_2$  における operator  $H_2$  を

$$(1.18) \quad H_2 u = E^{-1} H_1 u \quad \text{for } u \in \mathcal{D}(H_2) = \mathcal{D}(H_1)$$

と定義する. ただし  $E^{-1}$  は  $E(x)^{-1}$  による multiplicative operator.  $H_2$  を  $\mathcal{H}_2$  における operator と見做せば, selfadjoint になることは次の関係から明らかであろう:

$$(1.19) \quad \begin{aligned} (H_2 u, v)_2 &= \int \langle E(x) E(x)^{-1} (H_1 u)(x), v(x) \rangle dx \\ &= (H_1 u, v)_1. \end{aligned}$$

$H_1$  の spectral properties は (1.14) から略明らかであろう. 今,  $\omega \in S^{n-1}$  ( $|\omega| = 1$ ) として,  $-\sum A_j(\sigma \omega_j)$  の固有値  $-\sigma \lambda_k(\omega)$  とそれに属する固有 vector  $r_k(\omega)$  を考えよう.  $r_k(\omega)$  が  $\sigma$  に依らぬように, また関係

$$(1.20) \quad r_k(-\omega) = +r_k(\omega) \quad k' = m - k + 1$$

を満たすように,  $\omega$  の可測函数として  $r_k(\omega)$  をとることが出来ることはよいであろう. そこで  $\hat{u}(\sigma \omega)$  の  $r_k(\omega)$  成分

$$(1.21) \quad \hat{u}_k(\sigma\omega) = \langle \hat{u}(\sigma\omega), \Gamma_k(\omega) \rangle$$

を考之, 更に

$$(1.22) \quad \tilde{u}(\sigma, \omega) = \hat{u}(\sigma\omega), \quad \tilde{u}_k(\sigma, \omega) = \hat{u}_k(\sigma\omega)$$

なる関係で  $\sigma < 0$  まで定義域を拡張しておけば, 函数  $\tilde{u}_k(\sigma, \omega)$  の作る空間を適当に normalize することによつて, この空間においては,  $-\sum A_j \sigma_j$  (これは定義から  $H_1$  と unitary 同値) が  $\sigma$  を掛ける演算で表わされることかわかる. ただし, これは  $k=1, \dots, p$  の場合 ( $k=m-p+1, \dots, m$  の場合は  $\sigma$  の範囲を  $\sigma$  まで拡張したことによつて cover されている) であつて,  $k=p+1, \dots, m-p$  の場合は, 明らかに 0 を作用させることと同等である. 以上のことから  $H_1$  の絶対連続スペクトルは実軸全体を覆い, 特異スペクトルは  $\{0\}$  であることかわかるであらう.

## §2. Wave operator の存在と不変性

$H_1, H_2$  をそれぞれ Hilbert spaces  $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$  で何らかう self-adjoint operators とする. また  $J$  を  $\mathcal{H}_1$  から  $\mathcal{H}_2$  への bounded operator とする. このとき,  $H_1, H_2, J$  によつて決定される wave operator  $W(H_2, H_1; J)$  を

$$(2.1) \quad W(H_2, H_1; J) = s\text{-}\lim_{t \rightarrow \infty} e^{itH_2} J e^{-itH_1} P_1$$

で定義する。ここに  $s\text{-}\lim = \text{strong limit}$ ,  $P_1$  は  $H_1$  の絶対連続部分空間への orthogonal projection である。  $t \rightarrow -\infty$  の極限も同様に考えられるが、取扱いは  $t \rightarrow \infty$  のときと同じなので、(2.1) だけを考察する。

先ず  $H_1$  は  $\mathbb{R}^1$  で定義した  $H_1$  で, uniformly propagative system を characterize していると仮定する。

次に  $H_2$  に対する仮定であるが, これも前節で定義した  $H_2$  であつて,  $E(x)$  が遠方で  $I$  に近づくものとする。もっと詳しく云えば

$$(2.2) \quad (1+|x|^2)^{-1} \|E(x) - I\| \in L_2(\mathbb{R}^m)$$

と仮定する。(2.2) における norm は  $\mathbb{C}^m$  から  $\mathbb{C}^m$  への作用素に対する適当な norm である。

Hilbert spaces  $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$  も前節で導入したものを考える。したがつて,  $\mathcal{H}_1$  と  $\mathcal{H}_2$  とは vector space としては同じもの  $L_2$  である。

$J$  — identification operator とよばれる — は

$$(2.3) \quad \mathcal{H}_1 \ni u \longrightarrow Ju = u \in \mathcal{H}_2$$



と定義する。この identification operator の扱いは、特にこうしなければならないというわけではない。実際

$$(2.4) \quad (J_a u)(x) = E(x)u(x),$$

$$(2.5) \quad (J_b u)(x) = E(x)^{-\frac{1}{2}}u(x)$$

などで定義されるものも考えられる。しかも  $J, J_a, J_b$  は wave operator を問題にする場合には、ある意味ですべて同等であることが示される (Kato [4] 参照)。

我々の目的は  $W(H_2, H_1; J)$  の存在を示すことにある (尤も存在は, Wilcox [1] が  $E(x)$  に対するもっと弱い条件で示している。ただし彼の uniformly propagative systems に対してである)。

そこで今、

$$(2.6) \quad W(t) = e^{itH_2} J e^{-itH_1}$$

とし、 $u \in \mathcal{D}(H_1) = \mathcal{D}(H_2)$  をとって  $W(t)u$  を  $t$  について微分して、更に積分した結果を見よう：

$$(2.7) \quad W(t)u = Ju + i \int_0^t e^{i\tau H_2} (H_2 J - J H_1) e^{-i\tau H_1} u d\tau$$

従って、 $W = W(H_2, H_1; J)$  の存在を示すためには

$$(2.8) \quad \int_0^\infty \|(H_2 J - J H_1) e^{-itH_1} u\| dt < \infty$$

を見れば十分である。ここでの  $\|\cdot\|$  は  $\mathfrak{H}_1$  より  $\mathfrak{H}_2$  への operator norm である。しかも  $\|W(t)\|$  が一様有界であるから、 $u$  は  $P_1 \mathfrak{H}_1 \cap \mathcal{D}(H_1)$  で dense な集合からとってきたものを考えれば十分である。

今  $\varphi(\cdot)$  を実軸上の実数値関数として、(2.7), (2.8) における  $u$  を  $e^{-is\varphi(H_1)} u$  で置換えてみる。そうして (2.8) ばかりでなく

$$(2.9) \quad \lim_{s \rightarrow \infty} \int_0^\infty \|(H_2 J - J H_1) e^{-itH_1} e^{-is\varphi(H_1)} u\| dt = 0$$

が成り立つとしよう。そうすると、先ず (2.7) より

$$(2.10) \quad W e^{-is\varphi(H_1)} u = J e^{-is\varphi(H_1)} u + i \int_0^\infty \dots e^{-is\varphi(H_1)} u dt$$

であるから、(2.9) によって

$$(2.11) \quad J e^{-is\varphi(H_1)} u - W e^{-is\varphi(H_1)} u \rightarrow 0 \quad (s \rightarrow \infty)$$

が得られる。ここで  $W$  の intertwining property

$$(2.12) \quad W e^{-is\varphi(H_1)} = e^{-is\varphi(H_2)} W$$

(これは  $W$  の定義 (2.1) より従う。詳しくは [4] 参照) を

用いると, (2.11) に左から  $e^{is\varphi(H_2)}$  を掛けることによつて

$$(2.13) \quad e^{is\varphi(H_2)} J e^{-is\varphi(H_1)} u \rightarrow W u \quad (s \rightarrow \infty)$$

が得られる。このことは  $W(\varphi(H_2), \varphi(H_1); J)$  が存在して  $W = W(H_2, H_1; J)$  に等しいことを示している。これが wave operator の不変性とよばれている事実である。

故に,  $\mathcal{D}$  を  $e^{-is\varphi(H_1)} u$ ,  $u \in \mathcal{D}$ ,  $s > 0$ , が  $\mathcal{D}(H_1) = \mathcal{D}(H_2)$  に属するような  $\mathcal{D}$  の fundamental set として,  $u \in \mathcal{D}$  について (2.9) を示せば,  $W$  の存在と不変性が示されることになる。

$\varphi$  は 区分的になめらか, かつ strictly increasing とする。もう少し詳しく云うと,  $\mathcal{R}^1$  が可附番箇の区間  $\{I_j\}$  に分割され,  $I_j$  の内部  $I_j^\circ$  において  $\varphi'(\lambda) > 0$ , かつ適当な regularity があるものとする。しかしここでは簡単のため,  $\mathcal{R}^1$  全体で

$$(2.14) \quad \varphi'(\lambda) > 0$$

を仮定する。

(2.9) を確かめるためには  $e^{-itH_1} u$ ,  $e^{-is\varphi(H_1)} u$  を計算しておく必要がある。§1 の結果を使ってこれらを探めておこう。  $\sum A_j(\sigma\omega_j)$  の固有値  $\lambda_k(\omega)$  に属する固有 vector  $r_k(\omega)$  への  $\hat{u}(\sigma\omega)$  の成分を  $\hat{u}_k(\sigma\omega)$  と書けば

$$(2.15) \quad (H_1 u)_k^\wedge(\sigma\omega) = -\sigma \lambda_k(\omega) \hat{u}_k(\sigma\omega).$$

これより

$$(2.16) \quad (e^{-itH_1} u)_k^\wedge(\sigma\omega) = e^{i\sigma\lambda_k(\omega)t} \hat{u}_k(\sigma\omega),$$

$$(2.17) \quad (e^{-is\varphi(H_1)} u)_k^\wedge(\sigma\omega) = e^{is\varphi(\sigma\lambda_k(\omega))} \hat{u}_k(\sigma\omega).$$

故に

$$(2.18) \quad e^{-itH_1} e^{-is\varphi(H_1)} u(x) = (2\pi)^{-\frac{n}{2}} \sum_{j=1}^m \int_{S^{n-1}} e^{i\sigma\omega \cdot x} e^{i\sigma\lambda_k(\omega)t + is\varphi(\sigma\lambda_k(\omega))} \times \hat{u}_k(\sigma\omega) \frac{\nu_k(\omega)}{\sigma^{n-1}} d\sigma d\omega.$$

この形からわかるように (2.9) を調べるのには、各  $\nu_k$ -成分について実行すればよい。(2.18) では  $\sigma$  の範囲が  $0 < \sigma < \infty$  であるから、 $k$  は 1 から  $m$  までを動く。更に  $u$  は  $H_1$  の絶対連続部分空間に入っているとよいためから、 $k = p+1, \dots, m-p_0$  については考えなくてよい。そこで考える式は

$$(2.19) \quad (H_2 J - J H_1) v(x) = i(E(x) - I) \sum_{j=1}^n A_j \partial_j v(x)$$

であるから

$$(2.20) \quad \int_0^\infty \left[ \int \|E(x) - I\|^2 \left\| \sum_{j=1}^n A_j \int \int \sigma \omega_j e^{i\sigma\omega \cdot x} e^{i\sigma\lambda_k(\omega)t + is\varphi(\sigma\lambda_k(\omega))} \times \nu_k(\omega) \hat{u}_k(\sigma\omega) \sigma^{n-1} d\sigma d\omega \right\|^2 dx \right]^{\frac{1}{2}} dt$$

となる。

先に述べた形としては  $\hat{u}_k(\sigma\omega)$  が  $u(\sigma) \cdot V(\omega)$  の形で  $u(\sigma)$  が  
 定めらるゝその support が  $(0, \infty)$  に含まれるようなものをとる。  
 (2.20) に現われる  $\sigma$  に関する積分を考へよう:

$$(2.21) \quad \int_{\alpha}^{\beta} \sigma \quad e^{i\sigma\omega \cdot x} e^{it\sigma\lambda_k(\omega) + is\varphi(\sigma\lambda_k(\omega))} u(\sigma) \sigma^{n-1} d\sigma.$$

正しく  $0 < \alpha < \beta < \infty$  で,  $(\alpha, \beta)$  は  $u(\sigma)$  の support を含むと  
 でき. 部分積分によつて

$$(2.22) \quad (2.21) = \int_{\alpha}^{\beta} \frac{d}{d\sigma} \left\{ e^{it\sigma\lambda_k(\omega) + is\varphi(\sigma\lambda_k(\omega))} \right\} \frac{e^{i\sigma\omega \cdot x} u(\sigma) \sigma^n d\sigma}{i(t\lambda_k(\omega) + s\varphi'(\sigma\lambda_k(\omega))\lambda_k(\omega))}$$

$$= \omega \cdot x \int_{\alpha}^{\beta} \left\{ \frac{e^{i\sigma\omega \cdot x} u(\sigma) \sigma^n}{i(\quad)} d\sigma + i \int_{\alpha}^{\beta} \left\{ \frac{\quad}{(\quad)} \right\} e^{i\sigma\omega \cdot x} \frac{\partial}{\partial \sigma} (u(\sigma) \sigma^n) d\sigma \right.$$

$$\left. - i \int_{\alpha}^{\beta} \left\{ \frac{e^{i\sigma\omega \cdot x} u(\sigma) \sigma^n}{(\quad)^2} s\lambda_k(\omega) \varphi''(\sigma\lambda_k(\omega)) d\sigma, \right. \right.$$

$$\left. \left. \begin{aligned} \{ \quad \} &= e^{it\sigma\lambda_k(\omega) + is\varphi(\sigma\lambda_k(\omega))} \\ (\quad) &= t\lambda_k(\omega) + s\varphi'(\sigma\lambda_k(\omega))\lambda_k(\omega). \end{aligned} \right. \right.$$

もう一度部分積分を行うことによつて

$$(2.23) \quad |(2.21)| \leq \frac{\text{const}(1+|x|^2)}{(t+\gamma s)^2} + \frac{\text{const}(1+|x|)}{(t+\gamma s)^3} s + \frac{\text{const} s^2}{(t+\gamma s)^4}$$

を得る.  $\gamma$  はある正定数. 分子に現われる const は  $\omega, x$  に  
 よらな. (2.23) を用いれば, (2.20) の integrand [ ]<sup>1/2</sup> は

(2.2) を考慮して

$$(2.24) \quad [ \quad ]^{\frac{1}{2}} \leq \frac{\text{const}}{(t+\gamma s)^2} + \frac{\text{const}}{(t+\gamma s)^3} s + \frac{\text{const}}{(t+\gamma s)^4} s^2$$

と評価される。故に

$$(2.25) \quad \int_0^{\infty} \frac{dt}{(t+\gamma s)^2} = \int_{\gamma s}^{\infty} \frac{dt}{t^2} = \frac{1}{\gamma s},$$

$$\int_0^{\infty} \frac{s}{(t+\gamma s)^3} dt = s \int_{\gamma s}^{\infty} \frac{dt}{t^3} = \frac{1}{2\gamma^2 s},$$

$$\int_0^{\infty} \frac{s^2}{(t+\gamma s)^4} dt = s^2 \int_{\gamma s}^{\infty} \frac{dt}{t^4} = \frac{1}{3\gamma^3 s}$$

を見れば (2.9) が得られることがわかる。

以上の計算は極めて rough なので、条件 (2.2) はもっと改良される余地があると思われる。Wilcox [ ] は  $E(x) - I = O(|x|^{-1-\varepsilon})$  ( $\varepsilon > 0$ ) なる仮定の下に wave operator の存在を証明している。

我々の得た wave operator  $W$  が isometric であることも証明できるがここにははなすまい。このことは  $J$  と同等な unitary identification operator  $J_0$  — (2.5) — が存在することからもいえる (Kato [4] 参照。ただし [4] においては Wilcox の定義した uniformly propagative system を考えているので、我々の場合には新たに証明しなおす必要がある)。

### §3. Wave operator の完全性について

§2では  $W$  の存在と不変性について述べたが、このことから出てくる  $H_1$  と  $H_2$  との spectral similarity については何も述べなかつた。これについては Kato [ ] の一般論を参照していただく。  $H_1$  と  $H_2$  との spectral theory 的比較をすることができる場合には  $W$  の存在だけでは不十分であつて、更に  $W$  の完全性というものが要求される。我々の場合、 $W$  の存在が imply するものとして、次の事実がある： $W$  の値域は  $R_2 \mathcal{H}_2$ 、すなわち、 $H_2$  の絶対連続部分空間に含まれる。これが  $R_2 \mathcal{H}_2$  と一致する場合には  $W$  は完全であるという。

さて  $W$  の完全性についてであるが、 $H_1$  の non-trivial な null space がある場合、すなわち static fields が存在する場合 — 例之は Maxwell 方程式 — には、まだ完全性はわかつていない。  $H_1$  が non-static uniformly propagative ならば、Birman [ ] の結果を用いることによつて完全性が示される。その際、identification としては (2.5) を用いて、問題を single-space problem に帰着させるのである。

Birman の結果とは、 $H_1, H_2$  が Hilbert space の self-adjoint operators で、 $\mathcal{D}(H_1) = \mathcal{D}(H_2)$ 、 $R_2(z) \overline{R_1(z)} (H_2 - H_1) R_1(z) \in \text{trace class}$  ( $k, l \geq 0, k+l > 0$ ) ならば、 $W(H_2, H_1)$  が存在して完全である、ということである。ただし  $R_j(z) = (H_j - z)^{-1}$  で  $z$  は  $H_1, H_2$

の *resolvent sets* の共通部分に入っているものとする。この Birman の結果を使うことは、浅野潔氏の注意による（完全性は Kato の本 [6] に出ている結果 —  $R_2(z)^k - R_1(z)^k \in \text{trace class}$  ならば  $W$  は存在して完全 — を用いて示すことができるが、 $E(x)$  に対するより強い *regularity* が要求される）。

$\mathcal{H}_1$  と  $\mathcal{H}_2$  が異なる space である場合の wave operator の完全性に関する abstract criterion はまだ知られていないようである。

## 文 献

- [1] Wilcox, C.: Wave operators and asymptotic solutions of wave propagation problems of classical physics. Arch. Ratl. Mech. Anal. 22 (1965), 37-78.
- [2] Lax, P.D. & R.S. Phillips: "Scattering theory". Academic Press, New York 1967.
- [3] Schmidt, G.: Spectral and scattering theory for Maxwell's equations. Arch. Ratl. Mech. Anal. 28 (1968), 284-322.
- [4] Kato, T.: Scattering theory with two Hilbert spaces. J. Funct. Anal. 1 (1967), 342-369.



- [5] Birman, M. Sh. : Local criterion for the existence of wave operators. Dokl. Akad. Nauk SSSR 159 (1964), 485-488. (Russian).
- [6] Kato, T. : "Perturbation theory for linear operators" Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1966.