

Esercizi Operatori

Tommaso Pedroni

Traccia dell'Esercizio 1-F

Dati due spazi di Hilbert \mathcal{H} e \mathcal{H}' e denotando con \mathbb{I} e \mathbb{I}' i rispettivi operatori identità, si mostri che $T \in \mathcal{L}(\mathcal{H}; \mathcal{H}')$ è unitario se e solo se è limitato e $T^*T = \mathbb{I}$ mentre $TT^* = \mathbb{I}'$.

Soluzione. Ricordiamo preliminarmente la definizione di operatore unitario. Un operatore $U : \mathcal{H} \rightarrow \mathcal{H}'$ si dice *unitario* se è un isomorfismo isometrico suriettivo tra i due spazi di Hilbert. Ovvero, se conserva il prodotto scalare (e quindi è un'isometria) ed è suriettivo.

Implicazione diretta (\Rightarrow): Sia T unitario.

- **Limitatezza:** Poiché T è unitario, preserva la norma: $\|T\psi\|_{\mathcal{H}'} = \|\psi\|_{\mathcal{H}}$ per ogni $\psi \in \mathcal{H}$. Di conseguenza, la norma operatoriale è $\|T\| = \sup_{\|\psi\|=1} \|T\psi\| = 1 < \infty$. Dunque T è limitato.
- **Relazioni con l'aggiunto:** Poiché T conserva il prodotto scalare, per ogni $\phi, \psi \in \mathcal{H}$ vale:

$$\langle T\phi, T\psi \rangle_{\mathcal{H}'} = \langle \phi, \psi \rangle_{\mathcal{H}}.$$

Usando la definizione di operatore aggiunto T^* , il membro di sinistra diventa $\langle \phi, T^*T\psi \rangle_{\mathcal{H}}$. Dunque:

$$\langle \phi, T^*T\psi \rangle_{\mathcal{H}} = \langle \phi, \mathbb{I}\psi \rangle_{\mathcal{H}} \quad \forall \phi, \psi \in \mathcal{H} \implies T^*T = \mathbb{I}.$$

Essendo T un'isometria suriettiva, esso è invertibile. Poiché $T^*T = \mathbb{I}$, ne segue che T^* è l'inverso sinistro di T . In uno spazio di Hilbert (e più in generale per operatori invertibili), l'inverso sinistro coincide con l'inverso destro e con l'inverso T^{-1} . Pertanto $T^* = T^{-1}$, da cui segue immediatamente che:

$$TT^* = TT^{-1} = \mathbb{I}'.$$

Implicazione inversa (\Leftarrow): Sia $T \in \mathcal{L}(\mathcal{H}; \mathcal{H}')$ limitato tale che $T^*T = \mathbb{I}$ e $TT^* = \mathbb{I}'$.

- **Isometria:** Dalla condizione $T^*T = \mathbb{I}$, per ogni $\psi \in \mathcal{H}$ abbiamo:

$$\|T\psi\|_{\mathcal{H}'}^2 = \langle T\psi, T\psi \rangle_{\mathcal{H}'} = \langle \psi, T^*T\psi \rangle_{\mathcal{H}} = \langle \psi, \mathbb{I}\psi \rangle_{\mathcal{H}} = \|\psi\|_{\mathcal{H}}^2.$$

Quindi T è un'isometria.

- **Suriettività:** Dobbiamo mostrare che $\text{Ran}(T) = \mathcal{H}'$. Sia $\eta \in \mathcal{H}'$ un vettore arbitrario. Consideriamo il vettore $\xi = T^*\eta \in \mathcal{H}$. Applicando T otteniamo:

$$T\xi = T(T^*\eta) = (TT^*)\eta = \mathbb{I}'\eta = \eta.$$

Dunque, per ogni $\eta \in \mathcal{H}'$ esiste una controimmagine $\xi \in \mathcal{H}$, il che prova che T è suriettivo.

Essendo T un'isometria suriettiva limitata, T è unitario.

Traccia dell'Esercizio 2-F

Sia dato uno spazio di Hilbert infinito dimensionale, mostrare che l'operatore identità non può mai essere compatto.

Soluzione. Sia \mathcal{H} uno spazio di Hilbert separabile con $\dim(\mathcal{H}) = \infty$ e sia $\mathbb{I} : \mathcal{H} \rightarrow \mathcal{H}$ l'operatore identità.

Un operatore K si dice *compatto* se mappa insiemi limitati in insiemi relativamente compatti. Equivalentemente, K è compatto se, per ogni successione limitata $\{x_n\}_{n \in \mathbb{N}} \subset \mathcal{H}$, la successione trasformata $\{Kx_n\}_{n \in \mathbb{N}}$ ammette una sottosuccessione convergente in \mathcal{H} .

Poiché \mathcal{H} è infinito dimensionale, esiste in esso un sistema ortonormale infinito $\{e_n\}_{n=1}^{\infty}$ (si pensi al risultato della procedura di Gram-Schmidt applicata a un insieme numerabile linearmente indipendente).

Consideriamo la successione $\{e_n\}_{n \in \mathbb{N}}$. Essa è limitata poiché $\|e_n\| = 1$ per ogni n . Valutiamo l'azione dell'identità su tale successione: $\mathbb{I}e_n = e_n$.

Affinché \mathbb{I} sia compatto, dalla successione $\{e_n\}$ si dovrebbe poter estrarre una sottosuccessione convergente (e quindi di Cauchy). Tuttavia, per ogni $n \neq m$, calcoliamo la distanza tra due elementi della base ortonormale:

$$\|e_n - e_m\|^2 = \langle e_n - e_m, e_n - e_m \rangle = \|e_n\|^2 + \|e_m\|^2 - 2\operatorname{Re} \langle e_n, e_m \rangle = 1 + 1 - 0 = 2.$$

Dunque $\|e_n - e_m\| = \sqrt{2}$ per ogni $n \neq m$.

Questo implica che non è possibile estrarre alcuna sottosuccessione di Cauchy da $\{e_n\}$, poiché gli elementi mantengono una distanza costante e non nulla l'uno dall'altro. Di conseguenza, la successione $\{\mathbb{I}e_n\}$ non ammette sottosuccessioni convergenti.

Concludiamo che l'operatore identità in uno spazio di Hilbert infinito dimensionale non è compatto.

Traccia dell'Esercizio 3-F

Sia \mathcal{H} uno spazio di Hilbert e siano T e T' due operatori densamente definiti. Si mostri che:

- (a) Se $T \subset T'$, allora $(T')^* \subset T^*$.
 - (b) $(T')^*T^* \subseteq (TT')^*$ e l'uguaglianza vale se $T \in \mathcal{B}(\mathcal{H})$.
-

Soluzione. Punto (a)

L'ipotesi $T \subset T'$ significa che:

$$\mathcal{D}(T) \subset \mathcal{D}(T') \quad \text{e} \quad Tx = T'x \quad \forall x \in \mathcal{D}(T).$$

Sia $\phi \in \mathcal{D}(T')^*$. Per definizione di operatore aggiunto, ciò significa che esiste un vettore $\eta \in \mathcal{H}$ (denotato con $(T')^*\phi$) tale che:

$$\langle \phi, T'x \rangle = \langle \eta, x \rangle \quad \forall x \in \mathcal{D}(T').$$

Poiché $\mathcal{D}(T) \subset \mathcal{D}(T')$, la relazione sopra vale in particolare per ogni $x \in \mathcal{D}(T)$. Inoltre, per tali x , abbiamo $T'x = Tx$. Possiamo quindi scrivere:

$$\langle \phi, Tx \rangle = \langle \eta, x \rangle \quad \forall x \in \mathcal{D}(T).$$

Questa è esattamente la definizione che assicura che $\phi \in \mathcal{D}(T^*)$ e che $T^*\phi = \eta$.

Abbiamo mostrato che $\phi \in \mathcal{D}((T')^*) \implies \phi \in \mathcal{D}(T^*)$ e che l'azione degli operatori coincide. Pertanto:

$$(T')^* \subset T^*.$$

Punto (b)

Inclusione $(T')^*T^* \subseteq (TT')^*$. Sia $\phi \in \mathcal{D}(T'^*T^*)$. Per definizione di dominio del prodotto di operatori, questo implica che:

$$\phi \in \mathcal{D}(T^*) \quad \text{e} \quad T^*\phi \in \mathcal{D}(T'^*).$$

Vogliamo mostrare che $\phi \in \mathcal{D}((TT')^*)$. Consideriamo un generico $x \in \mathcal{D}(TT')$. Ricordiamo che $x \in \mathcal{D}(TT') \iff x \in \mathcal{D}(T') \wedge T'x \in \mathcal{D}(T)$.

Valutiamo il prodotto scalare $\langle \phi, TT'x \rangle$:

1. Poiché $T'x \in \mathcal{D}(T)$ e $\phi \in \mathcal{D}(T^*)$, possiamo scaricare T :

$$\langle \phi, T(T'x) \rangle = \langle T^*\phi, T'x \rangle.$$

2. Ora, poniamo $\psi := T^*\phi$. Sappiamo per ipotesi che $\psi \in \mathcal{D}((T')^*)$. Inoltre $x \in \mathcal{D}(T')$. Possiamo scaricare T' :

$$\langle \psi, T'x \rangle = \langle (T')^*\psi, x \rangle = \langle (T')^*T^*\phi, x \rangle.$$

Mettendo insieme i passaggi, abbiamo trovato che per ogni $x \in \mathcal{D}(TT')$:

$$\langle \phi, TT'x \rangle = \langle (T')^*T^*\phi, x \rangle.$$

Questo prova che $\phi \in \mathcal{D}((TT')^*)$ e che $(TT')^*\phi = (T')^*T^*\phi$.

Uguaglianza nel caso limitato. Sia ora $T \in \mathcal{B}(\mathcal{H})$. Questo implica che T è limitato e definito su tutto lo spazio, ovvero $\mathcal{D}(T) = \mathcal{H}$ e $\mathcal{D}(T^*) = \mathcal{H}$. Dobbiamo mostrare l'inclusione inversa: $(TT')^* \subseteq (T')^*T^*$.

Osserviamo preliminarmente che, essendo $\mathcal{D}(T) = \mathcal{H}$, il dominio del prodotto TT' si semplifica:

$$\mathcal{D}(TT') = \{x \in \mathcal{D}(T') : T'x \in \mathcal{D}(T)\} = \{x \in \mathcal{D}(T') : T'x \in \mathcal{H}\} = \mathcal{D}(T').$$

Sia ora $\phi \in \mathcal{D}((TT')^*)$. Questo significa che esiste un η tale che:

$$\langle \phi, TT'x \rangle = \langle \eta, x \rangle \quad \forall x \in \mathcal{D}(TT') = \mathcal{D}(T').$$

Essendo T limitato e definito ovunque, il suo aggiunto T^* è anch'esso definito ovunque ($T^* \in \mathcal{B}(\mathcal{H})$). Possiamo usare la proprietà dell'aggiunto per operatori limitati $\langle \phi, Ty \rangle = \langle T^*\phi, y \rangle$ per qualsiasi $y \in \mathcal{H}$. Ponendo $y = T'x$ (che è un vettore lecito in \mathcal{H}), otteniamo:

$$\langle \phi, T(T'x) \rangle = \langle T^*\phi, (T'x) \rangle.$$

Confrontando le due espressioni, abbiamo:

$$\langle T^*\phi, T'x \rangle = \langle \eta, x \rangle \quad \forall x \in \mathcal{D}(T').$$

Questa uguaglianza ci dice esattamente che il funzionale lineare $x \mapsto \langle T^*\phi, T'x \rangle$ è limitato (rappresentabile da η). Per definizione di aggiunto di T' , ciò implica che il vettore $T^*\phi$ appartiene al dominio di $(T')^*$, ovvero:

$$T^*\phi \in \mathcal{D}((T')^*).$$

Poiché $\phi \in \mathcal{H} = \mathcal{D}(T^*)$ è sempre vero, la condizione $T^*\phi \in \mathcal{D}((T')^*)$ è sufficiente per affermare che:

$$\phi \in \mathcal{D}((T')^*T^*).$$

Ciò conclude la dimostrazione dell'uguaglianza.

Traccia dell'Esercizio 4-F

Sia \mathcal{H} uno spazio di Hilbert e sia dato $T : \mathcal{D}(T) \subset \mathcal{H} \rightarrow \mathcal{H}$. Si mostri che T è essenzialmente autoaggiunto se e solo se T è denso e chiudibile in \mathcal{H} e $T^* = \overline{T}$.

Soluzione. Implicazione diretta (\Rightarrow): Sia T essenzialmente autoaggiunto. Per la **Definizione 84**, questo implica tre fatti:

1. $\mathcal{D}(T)$ è denso in \mathcal{H}
2. $\mathcal{D}(T^*)$ è denso in \mathcal{H}
3. $T^* = (T^*)^*$

Poiché $\mathcal{D}(T^*)$ è denso, per il **Teorema 82 (punto 2)**, possiamo affermare che T è chiudibile e che vale l'identità fondamentale:

$$\overline{T} = (T^*)^*.$$

Sostituendo questa identità nella condizione 3 (essenziale autoaggiunzione), otteniamo:

$$T^* = \overline{T}.$$

Abbiamo quindi mostrato che T è denso (cond. 1), chiudibile (dal Teorema 82) e che $T^* = \overline{T}$.

Implicazione inversa (\Leftarrow): Supponiamo che:

H1. $\mathcal{D}(T)$ sia denso.

H2. T sia chiudibile.

H3. $T^* = \overline{T}$.

Dobbiamo verificare che T soddisfi la **Definizione 84**. La prima condizione della definizione ($\mathcal{D}(T)$ denso) è garantita da H1.

Poiché T è chiudibile (H2), il **Teorema 82 (punto 2)** assicura che $\mathcal{D}(T^*)$ è denso (soddisfacendo così la seconda condizione della Def. 84) e che vale:

$$(T^*)^* = \overline{T}.$$

Utilizzando l'ipotesi H3 ($T^* = \overline{T}$), possiamo sostituire \overline{T} nell'equazione precedente:

$$(T^*)^* = T^*.$$

Questo soddisfa la terza condizione della **Definizione 84**. Dunque T è essenzialmente autoaggiunto.

Traccia dell'Esercizio 5-F

Dati due spazi di Hilbert \mathcal{H} e \mathcal{K} e un operatore unitario $U : \mathcal{K} \rightarrow \mathcal{H}$, si mostri che se $T : \mathcal{D}(T) \subset \mathcal{H} \rightarrow \mathcal{H}$ è essenzialmente autoaggiunto, allora lo è anche l'operatore $T' \doteq U^{-1}TU$ definito su $\mathcal{D}(T') = U^{-1}\mathcal{D}(T)$.

Soluzione. Sia T essenzialmente autoaggiunto. Per la **Definizione 84**, valgono:

- $\mathcal{D}(T)$ e $\mathcal{D}(T^*)$ sono densi in \mathcal{H} .
- $T^* = (T^*)^*$.

Dobbiamo verificare le stesse condizioni per T' .

1. Densità dei domini. L'operatore U è unitario, dunque è un isomorfismo isometrico suriettivo. Un tale operatore mappa insiemi densi in insiemi densi.

- Poiché $\mathcal{D}(T)$ è denso in \mathcal{H} , allora $\mathcal{D}(T') = U^{-1}\mathcal{D}(T)$ è denso in \mathcal{K} .
- Calcoliamo l'aggiunto $(T')^*$. Essendo U limitato con inverso limitato ($U^* = U^{-1}$), vale la regola dell'aggiunto del prodotto:

$$(T')^* = (U^{-1}TU)^* = U^*T^*(U^{-1})^* = U^{-1}T^*U.$$

Il dominio di $(T')^*$ è $\mathcal{D}((T')^*) = U^{-1}\mathcal{D}(T^*)$. Poiché $\mathcal{D}(T^*)$ è denso per ipotesi, anche $\mathcal{D}((T')^*)$ è denso in \mathcal{K} .

2. Condizione autoaggiuntezza dell'aggiunto. Dobbiamo verificare che $(T')^* = ((T')^*)^*$. Calcoliamo l'aggiunto dell'aggiunto di T' :

$$((T')^*)^* = (U^{-1}T^*U)^* = U^*(T^*)^*(U^{-1})^* = U^{-1}(T^*)^*U.$$

Poiché T è essenzialmente autoaggiunto, per definizione sappiamo che $T^* = (T^*)^*$. Sostituendo questa uguaglianza nell'equazione sopra:

$$((T')^*)^* = U^{-1}T^*U.$$

Osserviamo che il membro di destra è esattamente l'espressione di $(T')^*$ trovata in precedenza. Dunque:

$$((T')^*)^* = (T')^*.$$

Tutte le condizioni della **Definizione 84** sono soddisfatte per T' , che è quindi essenzialmente autoaggiunto.

Traccia dell'Esercizio 1

Sia \mathcal{H} uno spazio di Hilbert e sia $T = T^* \in \mathcal{B}_\infty(\mathcal{H})$ un operatore compatto autoaggiunto. Dato $\psi_0 \in \mathcal{H}$, si considerino le equazioni:

1. $T\psi = \psi$
2. $T\psi = \psi + \psi_0$

Si mostri che:

- (a) Se l'unica soluzione di (1) è $\psi = 0$, allora l'equazione (2) ammette un'unica soluzione.
- (b) Se l'equazione (1) ammette soluzioni $\psi \neq 0$, allora l'equazione (2) è risolubile se e solo se ψ_0 è ortogonale ad ogni soluzione di (1).

Soluzione. Definiamo l'operatore $S : \mathcal{H} \rightarrow \mathcal{H}$ come:

$$S := T - I.$$

Poiché T è limitato (in quanto compatto) e I è limitato, S è un operatore limitato. Inoltre, poiché T è autoaggiunto ($T = T^*$) e l'identità è autoaggiunta, S è autoaggiunto:

$$S^* = (T - I)^* = T^* - I^* = T - I = S.$$

Le equazioni date possono essere riscritte come:

1. $S\psi = 0$ (Equazione omogenea)
2. $S\psi = \psi_0$ (Equazione non omogenea, a meno di un segno ininfluente su ψ_0)

Parte (a)

Ipotesi: L'unica soluzione della (1) è $\psi = 0$. Questo implica che $\text{Ker}(S) = \{0\}$.

1. Analisi del Nucleo $\text{Ker}(S)$

Dobbiamo formalizzare che $\text{Ker}(S)$ è un sottospazio vettoriale (banale ma necessario per rigore). Il nucleo è definito come $\text{Ker}(S) = \{\psi \in \mathcal{H} \mid (T - I)\psi = 0\}$.

- **Contiene lo zero:** $S(0) = T(0) - 0 = 0$, quindi $0 \in \text{Ker}(S)$.
- **Chiusura rispetto alle operazioni lineari:** Siano $\phi_1, \phi_2 \in \text{Ker}(S)$ e $\alpha, \beta \in \mathbb{C}$.

$$S(\alpha\phi_1 + \beta\phi_2) = \alpha S(\phi_1) + \beta S(\phi_2) = \alpha \cdot 0 + \beta \cdot 0 = 0.$$

Pertanto $\alpha\phi_1 + \beta\phi_2 \in \text{Ker}(S)$.

Dunque $\text{Ker}(S)$ è un sottospazio lineare. Per l'ipotesi di questa sezione, $\text{Ker}(S) = \{0\}$, il che implica che l'operatore S è **iniettivo**. L'unicità della soluzione, qualora esista, è garantita. Resta da dimostrare l'esistenza (suriettività).

2. Dimostrazione della Chiusura del Rango e Suriettività

Per dimostrare che l'equazione $S\psi = \psi_0$ ammette soluzione per ogni ψ_0 , dobbiamo mostrare che $\text{Ran}(S) = \mathcal{H}$. Essendo S autoaggiunto, vale la decomposizione ortogonale:

$$\mathcal{H} = \overline{\text{Ran}(S)} \oplus \text{Ker}(S).$$

Dato che $\text{Ker}(S) = \{0\}$, segue che $\overline{\text{Ran}(S)} = \mathcal{H}$. Ovvero, l'immagine è densa. Per concludere che $\text{Ran}(S) = \mathcal{H}$, è necessario e sufficiente dimostrare che $\text{Ran}(S)$ è un insieme **chiuso**.

Dimostrazione della chiusura di $\text{Ran}(S)$. Sia $\{y_n\}_{n \in \mathbb{N}} \subset \text{Ran}(S)$ una successione convergente ad un elemento $y \in \mathcal{H}$, cioè $\lim_{n \rightarrow \infty} \|y_n - y\| = 0$. Dobbiamo dimostrare che esiste un $x \in \mathcal{H}$ tale che $Sx = y$.

Poiché $y_n \in \text{Ran}(S)$, per ogni n esiste un unico $x_n \in \mathcal{H}$ (per l'iniettività dimostrata al punto 1) tale che:

$$Sx_n = y_n.$$

Passo fondamentale: Limitazione della successione preimmagine. Dobbiamo dimostrare che la successione $\{x_n\}$ è limitata in norma. Procediamo per **assurdo**. Supponiamo che $\{x_n\}$ non sia limitata. Allora esiste una sottosuccessione (che per semplicità di notazione indichiamo ancora con x_n) tale che:

$$\|x_n\| \rightarrow \infty \quad \text{per } n \rightarrow \infty.$$

Definiamo la successione normalizzata:

$$z_n := \frac{x_n}{\|x_n\|}.$$

Osserviamo che $\|z_n\| = 1$ per ogni n . Applichiamo l'operatore S :

$$Sz_n = S\left(\frac{x_n}{\|x_n\|}\right) = \frac{1}{\|x_n\|} Sx_n = \frac{y_n}{\|x_n\|}.$$

Poiché $y_n \rightarrow y$ (quindi è limitata in norma) e $\|x_n\| \rightarrow \infty$, abbiamo:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} Sz_n = 0.$$

Ricordando che $S = T - I$, possiamo scrivere:

$$(T - I)z_n \rightarrow 0 \implies z_n - Tz_n \rightarrow 0 \implies z_n \approx Tz_n.$$

Poiché $\{z_n\}$ è una successione limitata (norma unitaria) e l'operatore T è **compatto**, dalla definizione di compattezza segue che esiste una sottosuccessione $\{z_{n_k}\}$ tale che $\{Tz_{n_k}\}$ converge fortemente ad un vettore $z^* \in \mathcal{H}$.

Dalla relazione $z_{n_k} - Tz_{n_k} \rightarrow 0$, segue che anche la successione $\{z_{n_k}\}$ deve convergere a z^* :

$$z_{n_k} \rightarrow z^*.$$

Per la continuità di S , abbiamo:

$$Sz^* = S\left(\lim_{k \rightarrow \infty} z_{n_k}\right) = \lim_{k \rightarrow \infty} Sz_{n_k} = 0.$$

Quindi $z^* \in \text{Ker}(S)$. Ma per ipotesi $\text{Ker}(S) = \{0\}$, quindi $z^* = 0$. Tuttavia, sappiamo che $\|z_{n_k}\| = 1$ per ogni k , quindi per continuità della norma:

$$\|z^*\| = \lim_{k \rightarrow \infty} \|z_{n_k}\| = 1.$$

Siamo giunti a una contraddizione ($0 = \|z^*\| = 1$). L'ipotesi che $\{x_n\}$ fosse illimitata è falsa. Dunque $\{x_n\}$ è limitata.

Conclusione della chiusura: Poiché $\{x_n\}$ è limitata e T è compatto, esiste una sottosuccessione $\{x_{n_j}\}$ tale che Tx_{n_j} converge a un qualche vettore w . Dall'equazione $Sx_{n_j} = y_{n_j}$, abbiamo:

$$(T - I)x_{n_j} = y_{n_j} \implies x_{n_j} = Tx_{n_j} - y_{n_j}.$$

Il termine di destra converge (poiché $Tx_{n_j} \rightarrow w$ e $y_{n_j} \rightarrow y$), quindi x_{n_j} converge ad un elemento $x := w - y$. Per continuità di S :

$$Sx = \lim_{j \rightarrow \infty} Sx_{n_j} = \lim_{j \rightarrow \infty} y_{n_j} = y.$$

Dunque $y \in \text{Ran}(S)$. Abbiamo dimostrato che $\text{Ran}(S)$ è chiuso.

Conclusione Parte (a): Poiché $\text{Ran}(S)$ è chiuso e $\text{Ker}(S) = \{0\}$, abbiamo:

$$\text{Ran}(S) = (\text{Ker}(S^*))^\perp = (\text{Ker}(S))^\perp = \{0\}^\perp = \mathcal{H}.$$

L'operatore S è quindi una biiezione su \mathcal{H} . L'equazione (2) ammette una ed una sola soluzione.

Parte (b)

Ipotesi: L'equazione (1) ammette soluzioni $\psi \neq 0$. Questo significa che $\text{Ker}(S) \neq \{0\}$. $\text{Ker}(S)$ è l'autospazio di T relativo all'autovalore 1. Poiché T è compatto, questo autospazio ha dimensione finita, ma qui ci basta sapere che non è banale.

Dalla teoria generale (e ricalcando la dimostrazione di chiusura fatta al punto (a), che rimane valida anche se il nucleo non è nullo), sappiamo che $\text{Ran}(S)$ è un sottospazio chiuso di \mathcal{H} .

Essendo $\text{Ran}(S)$ chiuso, vale esattamente:

$$\text{Ran}(S) = (\text{Ker}(S^*))^\perp.$$

Poiché S è autoaggiunto ($S = S^*$), abbiamo:

$$\text{Ran}(S) = (\text{Ker}(S))^\perp.$$

L'equazione (2), $S\psi = \psi_0$, ha soluzione se e solo se $\psi_0 \in \text{Ran}(S)$. In virtù dell'uguaglianza sopra, questo equivale a:

$$\psi_0 \in (\text{Ker}(S))^\perp.$$

Ovvero, ψ_0 deve essere ortogonale a ogni vettore del nucleo di S . Poiché i vettori di $\text{Ker}(S)$ sono esattamente le soluzioni dell'equazione omogenea (1), l'equazione (2) è risolubile se e solo se ψ_0 è ortogonale ad ogni soluzione della (1).

□

Traccia dell'Esercizio 2

Sia $g \in L^2([0, 2\pi])$. Definito l'operatore $T : L^2([0, 2\pi]) \rightarrow L^2([0, 2\pi])$ come:

$$f \mapsto T(f) \doteq g * f = \int_0^{2\pi} g(x-y)f(y) dy$$

si mostri che $T \in \mathcal{B}_\infty(L^2([0, 2\pi]))$ (ovvero T è compatto) e che le funzioni e^{inx} sono autovettori di T .

Soluzione. Per procedere con il dovuto rigore, assumiamo che la funzione g , data in $L^2([0, 2\pi])$, sia estesa per periodicità a tutto \mathbb{R} . Questo rende ben definita l'espressione $g(x-y)$ per ogni coppia (x, y) .

1. Spettro Puntuale: Gli autovettori

Siano $\phi_n(x) \doteq e^{inx}$ con $n \in \mathbb{Z}$. Verifichiamo direttamente che questi sono autovettori applicando l'operatore integrale.

$$(T\phi_n)(x) = \int_0^{2\pi} g(x-y)e^{iny} dy.$$

Operiamo il cambio di variabile $z = x - y$. Di conseguenza $y = x - z$ e $dy = -dz$. Gli estremi di integrazione si trasformano come segue: $y = 0 \rightarrow z = x$ e $y = 2\pi \rightarrow z = x - 2\pi$.

$$(T\phi_n)(x) = \int_x^{x-2\pi} g(z)e^{in(x-z)}(-dz) = e^{inx} \int_{x-2\pi}^x g(z)e^{-inz} dz.$$

L'integranda $h(z) = g(z)e^{-inz}$ è il prodotto di funzioni 2π -periodiche, ed è quindi essa stessa 2π -periodica. È fatto noto dell'analisi reale che l'integrale di una funzione periodica su un intervallo pari al periodo è invariante per traslazione degli estremi:

$$\int_{x-2\pi}^x h(z) dz = \int_0^{2\pi} h(z) dz.$$

Sostituendo, otteniamo:

$$(T\phi_n)(x) = e^{inx} \left(\int_0^{2\pi} g(z)e^{-inz} dz \right).$$

Definendo lo scalare $\lambda_n \doteq \int_0^{2\pi} g(z)e^{-inz} dz$, abbiamo dimostrato che:

$$T\phi_n = \lambda_n \phi_n.$$

Dunque, le funzioni ϕ_n sono autovettori di T relativi agli autovalori λ_n .

2. Completezza del sistema ortonormale

Per poter analizzare le proprietà spettrali globali dell'operatore, dobbiamo assicurarci che gli autovettori trovati generino l'intero spazio. Definiamo il sistema normalizzato:

$$u_n(x) \doteq \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{inx}, \quad n \in \mathbb{Z}.$$

Il sistema $\{u_n\}_{n \in \mathbb{Z}}$ è chiaramente ortonormale rispetto al prodotto scalare standard di L^2 : $\langle u_n, u_m \rangle = \delta_{nm}$.

Per dimostrarne la completezza, mostriamo che il complemento ortogonale del sottospazio generato da $\{u_n\}$ è il solo vettore nullo. Sia $f \in L^2([0, 2\pi])$ tale che $\langle f, u_n \rangle = 0$ per ogni $n \in \mathbb{Z}$.

$$\langle f, u_n \rangle = \int_0^{2\pi} f(x) \overline{u_n(x)} dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} f(x) e^{-inx} dx = 0.$$

Gli integrali sopra corrispondono (a meno del fattore di normalizzazione) ai coefficienti di Fourier di f , denotati \hat{f}_n . L'ipotesi $\langle f, u_n \rangle = 0, \forall n$ implica $\hat{f}_n = 0, \forall n$. Per il **Teorema di Unicità** della serie di Fourier (conseguenza della densità dei polinomi trigonometrici e della completezza di L^2), una funzione L^2 con tutti i coefficienti di Fourier nulli è nulla quasi ovunque.

$$f = 0 \quad \text{q.o.}$$

Pertanto, $\{u_n\}_{n \in \mathbb{Z}}$ è una base ortonormale completa (Base di Hilbert) per \mathcal{H} .

3. Compattezza e Classe di Hilbert-Schmidt

Per dimostrare che T è compatto ($T \in \mathcal{B}_\infty(\mathcal{H})$), dimostreremo la condizione più forte che T è un operatore di Hilbert-Schmidt. Un operatore T è di Hilbert-Schmidt se, data una base ortonormale $\{e_k\}$, la quantità $\|T\|_{HS}^2 \doteq \sum_k \|Te_k\|^2$ è finita.

Scegliamo come base proprio gli autovettori normalizzati $\{u_n\}_{n \in \mathbb{Z}}$. Poiché $Tu_n = \lambda_n u_n$, abbiamo:

$$\|Tu_n\|^2 = \|\lambda_n u_n\|^2 = |\lambda_n|^2 \|u_n\|^2 = |\lambda_n|^2.$$

La norma Hilbert-Schmidt è dunque data dalla serie degli autovalori al quadrato:

$$\|T\|_{HS}^2 = \sum_{n \in \mathbb{Z}} |\lambda_n|^2.$$

Analizziamo i termini λ_n . Dalla definizione data nel punto 1:

$$\lambda_n = \int_0^{2\pi} g(z) e^{-inz} dz.$$

Possiamo riscrivere λ_n in funzione dei coefficienti di Fourier della funzione g rispetto alla base ortonormale $\{u_n\}$. I coefficienti di Fourier sono $\hat{g}_n = \langle g, u_n \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} g(z) e^{-inz} dz$. Risulta evidente che:

$$\lambda_n = \sqrt{2\pi} \hat{g}_n.$$

Sostituendo nella somma:

$$\sum_{n \in \mathbb{Z}} |\lambda_n|^2 = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \left| \sqrt{2\pi} \hat{g}_n \right|^2 = 2\pi \sum_{n \in \mathbb{Z}} |\hat{g}_n|^2.$$

Poiché per ipotesi $g \in L^2([0, 2\pi])$, l'**Identità di Parseval** garantisce che la somma dei quadrati dei suoi coefficienti di Fourier converga al quadrato della norma della funzione:

$$\sum_{n \in \mathbb{Z}} |\hat{g}_n|^2 = \|g\|_{L^2}^2 < \infty.$$

Di conseguenza:

$$\|T\|_{HS}^2 = 2\pi \|g\|_{L^2}^2 < \infty.$$

L'operatore T è dunque di Hilbert-Schmidt. Poiché la classe degli operatori di Hilbert-Schmidt è contenuta in quella degli operatori compatti ($\mathcal{B}_{HS} \subset \mathcal{B}_\infty$), concludiamo che T è un operatore compatto. \square

Traccia dell'Esercizio 3

Sia data una matrice $\sigma \in \mathcal{M}(n; \mathbb{R})$ positiva e sia $\psi \in L^2(\mathbb{R}^n)$. Si mostri che l'operatore

$$L \doteq \operatorname{div}(\sigma \nabla) = \nabla \cdot (\sigma \nabla)$$

è essenzialmente autoaggiunto sullo spazio di Hilbert \mathcal{H} , dove ∇ è l'operatore gradiente.

Soluzione. Per affrontare il problema con il dovuto rigore, è necessario specificare il dominio iniziale dell'operatore. Poiché stiamo trattando operatori differenziali su \mathbb{R}^n non limitati, assumiamo come dominio di definizione lo spazio delle funzioni test a supporto compatto:

$$\mathcal{D}(L) = C_0^\infty(\mathbb{R}^n) \subset L^2(\mathbb{R}^n).$$

L'operatore L è simmetrico su questo dominio. Infatti, per ogni $\phi, \psi \in C_0^\infty(\mathbb{R}^n)$, integrando per parti due volte e assumendo che i termini di bordo svaniscano (garantito dal supporto compatto), e sfruttando la simmetria di σ (implicita nella definizione di positività per matrici reali in questo contesto, $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$):

$$\langle L\phi, \psi \rangle = \int_{\mathbb{R}^n} \nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) \bar{\psi} dx = - \int_{\mathbb{R}^n} (\sigma \nabla \phi) \cdot \nabla \bar{\psi} dx = \int_{\mathbb{R}^n} \phi \overline{\nabla \cdot (\sigma \nabla \psi)} dx = \langle \phi, L\psi \rangle.$$

Per dimostrare che L è **essenzialmente autoaggiunto** (ovvero che la sua chiusura \bar{L} è autoaggiunta, $\bar{L} = L^*$), utilizziamo il **Criterio di Von Neumann**. Dobbiamo mostrare che gli indici di difetto sono nulli, ovvero:

$$\ker(L^* - iI) = \{0\} \quad \text{e} \quad \ker(L^* + iI) = \{0\}.$$

Poiché L è a coefficienti reali, è sufficiente studiare una delle due equazioni, in quanto la coniugazione complessa mappa le soluzioni di una in quelle dell'altra. Cerchiamo quindi le soluzioni distribuzionali $\psi \in L^2(\mathbb{R}^n)$ dell'equazione:

$$L\psi = i\psi \implies \nabla \cdot (\sigma \nabla \psi) - i\psi = 0.$$

1. Diagonalizzazione e Cambio di Variabili

La matrice σ è definita positiva. Per il Teorema Spettrale reale, esiste una matrice ortogonale $O \in O(n)$ tale che:

$$O^T \sigma O = D = \operatorname{diag}(\lambda_1, \dots, \lambda_n), \quad \text{con } \lambda_k > 0.$$

Operiamo un cambio di variabili nello spazio \mathbb{R}^n definito dalla rotazione $y = O^T x$. Poiché O è ortogonale, la trasformazione è un'isometria unitaria su $L^2(\mathbb{R}^n)$ (preserva il prodotto scalare e la norma), quindi non altera le proprietà spettrali (come l'appartenenza a L^2). Esprimiamo l'operatore differenziale nelle nuove coordinate y . Notiamo che $\nabla_x = O \nabla_y$. L'operatore diventa:

$$\nabla_x \cdot (\sigma \nabla_x) = (O \nabla_y)^T \sigma (O \nabla_y) = \nabla_y^T (O^T \sigma O) \nabla_y = \nabla_y^T D \nabla_y = \sum_{k=1}^n \lambda_k \frac{\partial^2}{\partial y_k^2}.$$

L'equazione agli autovalori nelle coordinate ruotate diventa:

$$\sum_{k=1}^n \lambda_k \frac{\partial^2 \psi}{\partial y_k^2} - i\psi(y) = 0.$$

2. Analisi delle Soluzioni in L^2

Vogliamo dimostrare che l'unica soluzione $\psi \in L^2(\mathbb{R}^n)$ a questa equazione è $\psi \equiv 0$. Possiamo procedere con la **separazione delle variabili** come suggerito. Cerchiamo soluzioni elementari della forma $\psi(y) = \prod_{k=1}^n f_k(y_k)$. Sostituendo nell'equazione e dividendo per ψ :

$$\sum_{k=1}^n \lambda_k \frac{f_k''(y_k)}{f_k(y_k)} = i.$$

Affinché questa uguaglianza valga per ogni y , ogni termine della somma deve essere costante:

$$\lambda_k \frac{f_k''(y_k)}{f_k(y_k)} = c_k, \quad \text{con} \quad \sum_{k=1}^n c_k = i.$$

Questo porta a n equazioni differenziali ordinarie:

$$f_k''(y_k) = \frac{c_k}{\lambda_k} f_k(y_k).$$

Poniamo $\mu_k^2 = \frac{c_k}{\lambda_k}$. Le soluzioni generali sono combinazioni lineari di esponenziali:

$$f_k(y_k) = A_k e^{\mu_k y_k} + B_k e^{-\mu_k y_k}.$$

Affinché la soluzione prodotto $\psi(y)$ appartenga a $L^2(\mathbb{R}^n)$, è necessario che ciascun fattore $f_k(y_k)$ appartenga a $L^2(\mathbb{R})$ (o sia nullo). Analizziamo l'appartenenza a $L^2(\mathbb{R})$ della funzione $e^{\mu y}$.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |e^{\mu y}|^2 dy = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2\operatorname{Re}(\mu)y} dy.$$

Questo integrale converge se e solo se $\operatorname{Re}(\mu) \neq 0$ e l'intervallo è limitato opportunamente, ma su tutto \mathbb{R} diverge sempre a meno che la funzione non sia identicamente nulla.

- Se $\operatorname{Re}(\mu) > 0$, l'esponenziale esplode a $+\infty$.
- Se $\operatorname{Re}(\mu) < 0$, l'esponenziale esplode a $-\infty$.
- Se $\operatorname{Re}(\mu) = 0$ (cioè μ immaginario puro), la funzione è oscillante con modulo costante 1, e quindi non integrabile su \mathbb{R} .

Dato che $\sum c_k = i$, almeno uno dei coefficienti c_k (e quindi μ_k) deve essere non nullo e complesso, impedendo l'esistenza di soluzioni decadenti su tutto l'asse reale simultaneamente. Poiché le combinazioni lineari (e limiti L^2) di tali soluzioni generano lo spazio delle soluzioni, concludiamo che:

$$\ker(L^* - iI) = \{0\}.$$

Analogamente, si dimostra che $\ker(L^* + iI) = \{0\}$.

Conclusione

Avendo dimostrato che gli indici di difetto sono $(0, 0)$, per il criterio di Von Neumann l'operatore L definito su $C_0^\infty(\mathbb{R}^n)$ è essenzialmente autoaggiunto. La sua unica estensione autoaggiunta è la sua chiusura. \square

Traccia dell'Esercizio 4

Sia dato il dominio $I = [0, 1]$ e si consideri il problema di Dirichlet per $\psi : I \rightarrow \mathbb{R}$:

$$\begin{cases} -\frac{d^2\psi}{dx^2} + \psi = f \\ \psi|_{\partial I} = 0 \end{cases}$$

dove $f \in C^\infty(I)$. Si mostri che esiste ed è unica una soluzione *debole* $\psi_0 \in H_0^1(I)$ tale che:

$$\int_I \psi_0 h \, dx + \int_I \frac{d\psi_0}{dx} \frac{dh}{dx} \, dx = \int_I f h \, dx, \quad \forall h \in H_0^1(I).$$

Soluzione. Per dimostrare l'esistenza e l'unicità della soluzione debole, riformuliamo il problema nel linguaggio dell'analisi funzionale sugli spazi di Hilbert, identificando la struttura variazionale dell'equazione.

1. Lo Spazio di Hilbert e il Prodotto Scalare

Consideriamo lo spazio di Sobolev $H^1(I)$, definito come:

$$H^1(I) = \left\{ v \in L^2(I) \mid \frac{dv}{dx} \in L^2(I) \right\}.$$

Questo spazio è dotato del prodotto scalare naturale:

$$\langle u, v \rangle_{H^1} \doteq \int_I u(x)v(x) dx + \int_I \frac{du}{dx}(x) \frac{dv}{dx}(x) dx,$$

che induce la norma $\|u\|_{H^1}^2 = \|u\|_{L^2}^2 + \|u'\|_{L^2}^2$.

Lo spazio funzionale di riferimento per il problema di Dirichlet omogeneo è il sottospazio $H_0^1(I)$, che è la chiusura in norma H^1 delle funzioni $C_0^\infty(I)$ a supporto compatto. Essendo un sottospazio chiuso di uno spazio di Hilbert, $H_0^1(I)$ è esso stesso uno spazio di Hilbert rispetto al prodotto scalare $\langle \cdot, \cdot \rangle_{H^1}$ ereditato da $H^1(I)$.

2. Analisi del Membro di Sinistra (Forma Bilineare)

Osserviamo il membro sinistro dell'equazione integrale data:

$$A(\psi_0, h) \doteq \int_I \psi_0 h dx + \int_I \frac{d\psi_0}{dx} \frac{dh}{dx} dx.$$

Confrontando questa espressione con la definizione del prodotto scalare, notiamo immediatamente che:

$$A(\psi_0, h) = \langle \psi_0, h \rangle_{H^1}.$$

Pertanto, il problema variazionale richiede di trovare $\psi_0 \in H_0^1(I)$ tale che il suo prodotto scalare con una generica funzione test h sia uguale a un certo valore determinato da f .

3. Analisi del Membro di Destra (Funzionale Lineare)

Definiamo il funzionale lineare $F : H_0^1(I) \rightarrow \mathbb{R}$ associato al termine noto:

$$F(h) \doteq \int_I f(x)h(x) dx.$$

Dobbiamo verificare che questo funzionale sia continuo (limitato) su $H_0^1(I)$. Essendo $f \in C^\infty(I)$ su un dominio limitato, certamente $f \in L^2(I)$. Applicando la disuguaglianza di Cauchy-Schwarz in $L^2(I)$:

$$|F(h)| = \left| \int_I f h dx \right| \leq \|f\|_{L^2} \|h\|_{L^2}.$$

Dalla definizione della norma in H^1 , è evidente che $\|h\|_{L^2} \leq \|h\|_{H^1}$ (poiché si aggiunge il termine positivo della derivata). Quindi:

$$|F(h)| \leq \|f\|_{L^2} \|h\|_{H^1}.$$

Poiché $\|f\|_{L^2}$ è una costante finita, il funzionale F è limitato:

$$\|F\|_{(H_0^1)^*} \leq \|f\|_{L^2} < \infty.$$

Dunque F appartiene allo spazio duale topologico $(H_0^1(I))^*$.

4. Applicazione del Teorema di Riesz-Fréchet

Il problema debole può essere riscritto in forma astratta come segue: Cercare $\psi_0 \in H_0^1(I)$ tale che:

$$\langle \psi_0, h \rangle_{H^1} = F(h), \quad \forall h \in H_0^1(I).$$

Siamo nelle ipotesi del **Teorema di Rappresentazione di Riesz-Fréchet**:

Per ogni funzionale lineare continuo F su uno spazio di Hilbert H , esiste ed è unico un elemento $u \in H$ tale che $F(v) = \langle u, v \rangle_H$ per ogni $v \in H$. Inoltre $\|u\|_H = \|F\|_{H^*}$.

Applicando il teorema con $H = H_0^1(I)$, garantiamo che:

1. **Esistenza:** Esiste un vettore $\psi_0 \in H_0^1(I)$ che rappresenta il funzionale F .
2. **Unicità:** Tale vettore è unico.

Tale ψ_0 è, per definizione, l'unica soluzione debole del problema di Dirichlet assegnato. □

Traccia dell'Esercizio 5 $\psi(0) = 0$

Sia $I = [0, 1]$. Si consideri l'equazione differenziale:

$$-\frac{d\psi}{dx} + \psi = f, \quad \text{con } f \in L^2(I).$$

Si definisca la mappa $K : L^2(I) \rightarrow L^2(I)$ tale che $\psi = K(f)$ è soluzione dell'equazione. Si discuta se K è limitato, compatto e/o positivo.

Soluzione. Per definire univocamente la mappa lineare K , dobbiamo fissare una condizione al contorno o iniziale, poiché la soluzione generale dell'equazione differenziale dipende da una costante arbitraria. Affinché K sia un operatore lineare ben definito, la scelta canonica è fissare la condizione iniziale omogenea $\psi(0) = 0$ (che corrisponde a porre la costante della soluzione omogenea pari a zero).

1. Costruzione Esplicita dell'Operatore Integrale

L'equazione si riscrive come:

$$\psi'(x) - \psi(x) = -f(x).$$

Utilizzando il metodo del fattore integrante e^{-x} , otteniamo:

$$\frac{d}{dx} (e^{-x}\psi(x)) = -e^{-x}f(x).$$

Integrando tra 0 e x e imponendo $\psi(0) = 0$:

$$e^{-x}\psi(x) = -\int_0^x e^{-y}f(y)dy \implies \psi(x) = -\int_0^x e^{x-y}f(y)dy.$$

L'operatore K è quindi un **operatore integrale di Volterra** della forma:

$$(Kf)(x) = \int_0^1 A(x, y)f(y)dy,$$

dove il nucleo integrale (kernel) è definito grazie alla funzione gradino di Heaviside $\theta(\cdot)$ come:

$$A(x, y) = -e^{x-y}\theta(x-y) = \begin{cases} -e^{x-y} & \text{se } 0 \leq y \leq x \leq 1 \\ 0 & \text{altrove.} \end{cases}$$

2. Limitatezza e Compattezza (Classe di Hilbert-Schmidt)

Nel caso di $L^2(I)$, mostriamo che la definizione di operatore di HS coincide con la norma L^2 del nucleo $A(x, y)$. Sia $\{e_n(y)\}$ una base ortonormale completa di $L^2(I)$. Calcoliamo $\|Ke_n\|^2$:

$$\|Ke_n\|^2 = \int_I dx |(Ke_n)(x)|^2 = \int_I dx \left| \int_I A(x, y)e_n(y)dy \right|^2.$$

Fissiamo x . La quantità interna $\int_I A(x, y)e_n(y)dy$ può essere vista come il prodotto scalare (o coefficiente di Fourier, a meno di coniugazione) della funzione $y \mapsto \overline{A(x, y)}$ rispetto al vettore di base $e_n(y)$. Per

l'**Identità di Parseval**, la somma dei quadrati dei coefficienti di Fourier di una funzione restituisce la norma quadra della funzione stessa:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left| \int_I A(x, y) e_n(y) dy \right|^2 = \int_I |A(x, y)|^2 dy.$$

Inserendo questo risultato nella definizione di norma HS:

$$\begin{aligned} \|K\|_{HS}^2 &= \sum_{n=1}^{\infty} \int_I dx \left| \left\langle \overline{A(x, \cdot)}, e_n \right\rangle_{L_y^2} \right|^2 = \int_I dx \left(\sum_{n=1}^{\infty} \left| \left\langle \overline{A(x, \cdot)}, e_n \right\rangle_{L_y^2} \right|^2 \right). \\ \|K\|_{HS}^2 &= \int_I dx \left(\int_I |A(x, y)|^2 dy \right) = \int_{I \times I} |A(x, y)|^2 dx dy. \end{aligned}$$

Abbiamo così dimostrato rigorosamente che verificare che $A \in L^2(I \times I)$ equivale a verificare che l'operatore ha "traccia finita" nel senso HS.

Giustificazione rigorosa dello scambio somma-integrale. Partiamo dall'espressione della norma Hilbert-Schmidt:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \|K e_n\|^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \int_I \left| \left\langle \overline{A(x, \cdot)}, e_n \right\rangle_{L_y^2} \right|^2 dx.$$

Definiamo la successione delle somme parziali $S_N : I \rightarrow [0, +\infty]$ come:

$$S_N(x) \doteq \sum_{n=1}^N \left| \left\langle \overline{A(x, \cdot)}, e_n \right\rangle_{L_y^2} \right|^2.$$

Osserviamo due proprietà fondamentali:

1. I termini della serie sono funzioni misurabili non negative: $x \mapsto |\langle \dots, \dots \rangle|^2 \geq 0$.
2. Di conseguenza, la successione $\{S_N(x)\}_{N \in \mathbb{N}}$ è monotona crescente: $S_{N+1}(x) \geq S_N(x)$ per ogni $x \in I$.

Sotto queste ipotesi, il **Teorema della Convergenza Monotona (Beppo Levi)** garantisce che l'integrale del limite coincida con il limite dell'integrale (che equivale allo scambio serie-integrale):

$$\sum_{n=1}^{\infty} \int_I (\dots) dx = \lim_{N \rightarrow \infty} \int_I S_N(x) dx = \int_I \lim_{N \rightarrow \infty} S_N(x) dx = \int_I \sum_{n=1}^{\infty} \left| \left\langle \overline{A(x, \cdot)}, e_n \right\rangle_{L_y^2} \right|^2 dx.$$

Un operatore integrale K agente su $L^2(I)$ è sicuramente limitato e compatto se è di classe **Hilbert-Schmidt**. Condizione necessaria e sufficiente affinché K sia Hilbert-Schmidt è che il suo nucleo $A(x, y)$ appartenga a $L^2(I \times I)$, ovvero che:

$$\|K\|_{HS}^2 \doteq \int_0^1 dx \int_0^1 dy |A(x, y)|^2 < \infty.$$

Calcoliamo tale norma:

$$\int_0^1 dx \int_0^1 dy | -e^{x-y} \theta(x-y) |^2 = \int_0^1 dx \int_0^x dy e^{2(x-y)}.$$

Calcoliamo l'integrale interno rispetto a y :

$$\int_0^x e^{2x} e^{-2y} dy = e^{2x} \left[-\frac{1}{2} e^{-2y} \right]_0^x = e^{2x} \left(-\frac{1}{2} e^{-2x} + \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{2} e^{2x} - \frac{1}{2}.$$

Ora integriamo rispetto a x :

$$\int_0^1 \left(\frac{1}{2} e^{2x} - \frac{1}{2} \right) dx = \left[\frac{1}{4} e^{2x} - \frac{1}{2} x \right]_0^1 = \left(\frac{e^2}{4} - \frac{1}{2} \right) - \left(\frac{1}{4} - 0 \right) = \frac{e^2 - 3}{4}.$$

Poiché $e \approx 2.718$, il valore è finito. Essendo $\|K\|_{HS} < \infty$, concludiamo rigorosamente che:

1. K è un operatore **limitato**.
2. K è un operatore **compatto** (poiché ogni operatore Hilbert-Schmidt è compatto).

3. Positività

Un operatore K si dice positivo se $\langle f, Kf \rangle \geq 0$ per ogni $f \in L^2(I)$. Verifichiamo questa proprietà utilizzando una funzione test semplice (controesempio). Sia $f(x) = 1$ (funzione costante unitaria). Calcoliamo Kf :

$$(Kf)(x) = - \int_0^x e^{x-y} \cdot 1 \, dy = -e^x [-e^{-y}]_0^x = -e^x (-e^{-x} + 1) = 1 - e^x.$$

Calcoliamo ora il prodotto scalare:

$$\langle f, Kf \rangle = \int_0^1 1 \cdot (1 - e^x) \, dx = [x - e^x]_0^1 = (1 - e) - (0 - 1) = 2 - e.$$

Sapendo che $e > 2$, otteniamo:

$$\langle f, Kf \rangle = 2 - e < 0.$$

Esiste almeno una funzione f per cui la forma quadratica è negativa. Pertanto, K **non è un operatore positivo**. □

Traccia dell'Esercizio 5 Hard

Sia $I = [0, 1]$. Si consideri l'equazione differenziale:

$$-\frac{d\psi}{dx} + \psi = f, \quad \text{con } f \in L^2(I).$$

Si definisca la mappa $K : L^2(I) \rightarrow L^2(I)$ tale che $\psi = K(f)$ è soluzione dell'equazione. Si discuta se K è limitato, compatto e/o positivo.

Soluzione. L'operatore K descritto nel testo del problema non è ben definito, in quanto l'operatore

$$D : H^1(I) \rightarrow L^2(I) \quad \psi \mapsto -\frac{d\psi}{dx} + \psi$$

ha kernel non banale, composto da tutte le funzioni del tipo Ae^x . Per questo motivo, se l'operatore K dovesse definire la soluzione dell'equazione, $K(0) = Ae^x$ ma questo non lo renderebbe lineare se non per $A = 0$. Per rendere tutto il più generale possibile, quindi dobbiamo scegliere un qualsiasi **funzionale lineare ovunque definito** $C : L^2(I) \rightarrow \mathbb{C}$ e, data una $f \in L^2(I)$ con cui risolvere il problema, definire un insieme S_C di operatori derivata con condizione iniziale

$$S_C = \{\psi \in H^1(I) \mid \psi(0) = C(f)\} \quad D_C : S_C \rightarrow L^2(I)$$

a questo punto possiamo finalmente scrivere la forma degli operatori K_C dipendenti dalla condizione iniziale e la cui forma analitica è data dall'integrale di Volterra

$$K_C : L^2(I) \rightarrow L^2(I) \quad K_C(f) := e^x \left(C(f) - \int_0^x f(y) e^{-y} dy \right)$$

K_C ora è un buon operatore perchè è lineare, ovunque definito e vale che $K_C(D_C(\psi)) = \psi$ con $\psi \in S_C$

$$\begin{aligned} K_C(-\psi' + \psi) &= e^x \left(C(f) + \int_0^x \frac{d\psi}{dy} e^{-y} dy - \int_0^x \psi e^{-y} dy \right) \\ &= e^x C(f) + e^x (\psi(y) e^{-y} |_0^x) + e^x \int_0^x \psi e^{-y} dy - e^x \int_0^x \psi e^{-y} dy \\ &= e^x C(f) + \psi(x) e^{-x} e^x - \psi(0) e^x \\ &= e^x (C(f) - \psi(0)) + \psi(x) \\ &= \psi(x) \end{aligned}$$

dove nell'ultimo passaggio abbiamo usato che $\psi \in S_C$. Perfetto, ora possiamo procedere. L'operatore descritto è somma di due componenti

$$K_C(f) = e^x C(f) + \int_0^x f(y) e^{x-y} dy = e^x C(f) + \int_0^1 f(y) \Theta(x-y) e^{x-y} dy = e^x C(f) + f \star (\Theta(x) e^x)$$

possiamo chiamare

$$K_C(f) = R_C(f) + T(f)$$

Analisi della convoluzione in $L^2([0, 1])$ come in 2

Definiamo il sistema ortonormale in $L^2([0, 1])$:

$$u_n(x) \doteq e^{2\pi i n x}, \quad n \in \mathbb{Z}.$$

Il sistema $\{u_n\}_{n \in \mathbb{Z}}$ è chiaramente ortonormale rispetto al prodotto scalare standard: $\langle u_n, u_m \rangle = \delta_{nm}$.

Per dimostrarne la completezza, mostriamo che il complemento ortogonale del sottospazio generato da $\{u_n\}$ contiene solo il vettore nullo. Sia $f \in L^2([0, 1])$ tale che $\langle f, u_n \rangle = 0$ per ogni $n \in \mathbb{Z}$.

$$\langle f, u_n \rangle = \int_0^1 f(x) \overline{u_n(x)} dx = \int_0^1 f(x) e^{-2\pi i n x} dx = 0.$$

Gli integrali sopra corrispondono esattamente ai coefficienti di Fourier di f , denotati con \hat{f}_n . L'ipotesi $\langle f, u_n \rangle = 0, \forall n$ implica $\hat{f}_n = 0, \forall n$. Per il **Teorema di Unicità** della serie di Fourier (conseguenza della densità dei polinomi trigonometrici e della completezza di L^2), una funzione L^2 con tutti i coefficienti di Fourier nulli è nulla quasi ovunque.

$$f = 0 \quad \text{q.o.}$$

Pertanto, $\{u_n\}_{n \in \mathbb{Z}}$ è una base ortonormale completa (Base di Hilbert) per \mathcal{H} .

Per dimostrare che l'operatore T è **compatto** ($T \in \mathcal{B}_\infty(\mathcal{H})$), verifichiamo la condizione più forte che T sia un operatore di Hilbert-Schmidt. Un operatore T è di Hilbert-Schmidt se, data una base ortonormale $\{e_k\}$, la quantità $\|T\|_{HS}^2 \doteq \sum_k \|Te_k\|^2$ è finita.

Scegliamo come base proprio gli autovettori $\{u_n\}_{n \in \mathbb{Z}}$. Poiché $Tu_n = \lambda_n u_n$, abbiamo:

$$\|Tu_n\|^2 = \|\lambda_n u_n\|^2 = |\lambda_n|^2 \|u_n\|^2 = |\lambda_n|^2.$$

La norma Hilbert-Schmidt è dunque data dalla serie degli autovalori al quadrato:

$$\|T\|_{HS}^2 = \sum_{n \in \mathbb{Z}} |\lambda_n|^2.$$

Analizziamo i termini λ_n . Dalla definizione dell'operatore di convoluzione su $[0, 1]$, gli autovalori sono dati dai coefficienti di Fourier del nucleo g :

$$\lambda_n = \int_0^1 g(z) e^{-2\pi i n z} dz = \hat{g}_n.$$

l'autovalore coincide esattamente con il coefficiente di Fourier \hat{g}_n .

Sostituendo nella somma:

$$\sum_{n \in \mathbb{Z}} |\lambda_n|^2 = \sum_{n \in \mathbb{Z}} |\hat{g}_n|^2.$$

Poiché per ipotesi $g \in L^2([0, 1])$, l'**Identità di Parseval** garantisce che la somma dei quadrati dei suoi coefficienti di Fourier converga al quadrato della norma della funzione:

$$\sum_{n \in \mathbb{Z}} |\hat{g}_n|^2 = \|g\|_{L^2}^2 < \infty.$$

Di conseguenza:

$$\|T\|_{HS}^2 = \|g\|_{L^2}^2 < \infty.$$

L'operatore T è dunque di Hilbert-Schmidt. Poiché la classe degli operatori di Hilbert-Schmidt è contenuta in quella degli operatori compatti ($\mathcal{B}_{HS} \subset \mathcal{B}_\infty$), concludiamo che T è un operatore compatto.

Analisi dell'operatore risolvante K

1. Limitatezza

L'operatore K_C è limitato se e solo se il funzionale C è limitato.

\Rightarrow Se C è limitato, allora per la disuguaglianza triangolare:

$$\|K_C f\|_{L^2} \leq \|Tf\|_{L^2} + \|C(f)\| \|e^x\|_{L^2}.$$

Essendo T limitato e C limitato per ipotesi, K è limitato.

\Leftarrow Se K è limitato, allora $R_C = K - T$ è differenza di operatori limitati, dunque è limitato. Poiché $R_C(f) = C(f)e^x$, la limitatezza di R implica necessariamente la limitatezza del funzionale C .

2. Compattezza

Assumendo C limitato (condizione necessaria per la limitatezza di K), l'operatore K risulta sempre compatto.

- L'operatore T è di Hilbert-Schmidt, pertanto, T è compatto.
- L'operatore $R_C(f) = C(f)e^x$ ha immagine unidimensionale, generata dal vettore e^x . Essendo un operatore di rango finito limitato, R_C è compatto. (Da esercitazione di prof. Costeri)

Poiché lo spazio degli operatori compatti è un sottospazio vettoriale, $K_C = T + R_C$ è compatto. Per il Teorema di Rappresentazione di Riesz, possiamo esplicitare la struttura di R_C : esiste un'unica $g \in L^2(I)$ tale che $C(f) = \langle g, f \rangle$, da cui $R_C(f) = R_g(f) = e^x \langle g, f \rangle$.

3. Positività

L'operatore K_C non è, in generale, positivo. Consideriamo il caso $\psi(0) = 0$ (che implica $C \equiv 0$). La forma quadratica associata è:

$$\langle K_0 f, f \rangle = \int_0^1 \psi(x)(-\psi'(x) + \psi(x))dx = \|\psi\|^2 - \frac{1}{2}\psi(1)^2. \quad (1)$$

Scegliendo la funzione test $\psi(x) = x$ quindi $f(x) = x - 1$, si ottiene:

$$\langle K_0 f, f \rangle = \int_0^1 x^2 dx - \frac{1}{2}(1)^2 = \frac{1}{3} - \frac{1}{2} = -\frac{1}{6} < 0.$$

Esistono quindi vettori f (nello specifico $f(x) = x - 1$) per cui $\langle K_0 f, f \rangle < 0$, violando la condizione di positività. □

Traccia dell'Esercizio 6

Su $L^2(\mathbb{R})$ si consideri l'operatore differenziale:

$$T = -\frac{d^2}{dx^2} + x^2 + i\frac{d}{dx}.$$

Si discuta se T ammette estensioni autoaggiunte calcolando eventualmente gli indici di difetto.

Soluzione. Per analizzare le proprietà di autoaggiunzione di T , cerchiamo di ricondurlo a una forma canonica nota tramite una trasformazione unitaria. L'operatore ricorda molto l'Hamiltoniana dell'Oscillatore Armonico unidimensionale ($H_{HO} = -\frac{d^2}{dx^2} + x^2$), con l'aggiunta di un termine del primo ordine.

1. Completamento del Quadrato

Riscriviamo l'operatore utilizzando l'operatore momento $p = -i\frac{d}{dx}$ (in unità con $\hbar = 1$). Notiamo che $i\frac{d}{dx} = -p$.

$$T = p^2 + x^2 - p.$$

L'idea è di "completare il quadrato" per la parte dipendente dal momento, trattando p come una variabile algebrica (lecito poiché stiamo cercando una trasformazione unitaria che agisce come una traslazione nello spazio dei momenti). Osserviamo che:

$$\left(p - \frac{1}{2}\right)^2 = p^2 - p + \frac{1}{4}.$$

Pertanto possiamo scrivere:

$$T = \left(p - \frac{1}{2}\right)^2 + x^2 - \frac{1}{4}.$$

2. Equivalenza Unitaria

Vogliamo eliminare lo shift $-1/2$ nell'operatore momento. Sappiamo dalla meccanica quantistica che l'operatore di posizione x è il generatore delle traslazioni nello spazio dei momenti. Consideriamo l'operatore unitario $U : L^2(\mathbb{R}) \rightarrow L^2(\mathbb{R})$ definito dalla moltiplicazione per una fase (trasformazione di gauge):

$$(U\psi)(x) = e^{i\frac{1}{2}x}\psi(x).$$

L'aggiunto è $(U^\dagger\psi)(x) = e^{-i\frac{1}{2}x}\psi(x)$. Calcoliamo come trasforma l'operatore momento p :

$$\begin{aligned}(U^\dagger p U \psi)(x) &= e^{-ix/2} \left(-i \frac{d}{dx} \right) \left(e^{ix/2} \psi(x) \right) \\ &= e^{-ix/2} \left[-i \left(\frac{i}{2} e^{ix/2} \psi(x) + e^{ix/2} \psi'(x) \right) \right] \\ &= e^{-ix/2} e^{ix/2} \left(\frac{1}{2} \psi(x) - i \psi'(x) \right) \\ &= \left(\frac{1}{2} + p \right) \psi(x).\end{aligned}$$

Quindi $U^\dagger p U = p + \frac{1}{2}$, oppure equivalentemente $U \left(p + \frac{1}{2} \right) U^\dagger = p$. Applichiamo questa trasformazione all'operatore T :

$$\begin{aligned}\tilde{T} &\doteq U T U^\dagger = U \left[\left(p - \frac{1}{2} \right)^2 + x^2 - \frac{1}{4} \right] U^\dagger \\ &= \left[U \left(p - \frac{1}{2} \right) U^\dagger \right]^2 + U x^2 U^\dagger - \frac{1}{4}.\end{aligned}$$

Poiché U è funzione solo di x , commuta con x^2 . Inoltre, dall'inverso della relazione trovata sopra ($p \rightarrow p - 1/2$ sotto l'azione di $U^\dagger \cdot U$), il termine al quadrato diventa semplicemente p^2 . Formalmente:

$$U \left(-i \frac{d}{dx} - \frac{1}{2} \right) U^\dagger = -i \frac{d}{dx}.$$

Dunque l'operatore trasformato è:

$$\tilde{T} = p^2 + x^2 - \frac{1}{4} = -\frac{d^2}{dx^2} + x^2 - \frac{1}{4}.$$

3. Analisi dell'Operatore Trasformato

L'operatore \tilde{T} è (a meno della costante additiva $-1/4$, che non influenza le proprietà di dominio o autoaggiunzione per la nota qui sotto) l'Hamiltoniana dell'Oscillatore Armonico Quantistico:

$$H_{HO} = -\frac{d^2}{dx^2} + x^2.$$

È un risultato classico e fondamentale (dimostrabile ad esempio notando che ha uno spettro discreto completo di autofunzioni in $L^2(\mathbb{R})$, le funzioni di Hermite) che l'Oscillatore Armonico definito su $C_c^\infty(\mathbb{R})$ (o sullo spazio di Schwartz $\mathcal{S}(\mathbb{R})$) è essenzialmente autoaggiunto. Ciò significa che la sua chiusura \bar{H}_{HO} è autoaggiunta e unica.

Gli indici di difetto di un operatore essenzialmente autoaggiunto sono $(0, 0)$.

Nota: Autoaggiunzione di $S = T - I$. Verifichiamo esplicitamente che $S = T - I$ è autoaggiunto usando la definizione. Per ogni $\phi, \psi \in \mathcal{H}$:

$$\langle \phi, S\psi \rangle = \langle \phi, (T - I)\psi \rangle = \langle \phi, T\psi \rangle - \langle \phi, \psi \rangle.$$

Poiché $T = T^*$ per ipotesi, $\langle \phi, T\psi \rangle = \langle T\phi, \psi \rangle$. Inoltre, banalmente $\langle \phi, \psi \rangle = \langle I\phi, \psi \rangle$. Quindi:

$$\langle \phi, S\psi \rangle = \langle T\phi, \psi \rangle - \langle I\phi, \psi \rangle = \langle (T - I)\phi, \psi \rangle = \langle S\phi, \psi \rangle.$$

Ciò prova che $S^* = S$.

Conclusione

Poiché T è unitariamente equivalente a un operatore essenzialmente autoaggiunto (\tilde{T}), anche T è essenzialmente autoaggiunto sul dominio iniziale delle funzioni test.

- T ammette un'unica estensione autoaggiunta (la sua chiusura \bar{T}).
- Gli indici di difetto sono $n_+ = n_- = 0$.

Osservazione (Nota sul Metodo della Coniugazione). Si poteva anche osservare che, pur non essendo T reale ($T \neq \bar{T}$), esso commuta con l'operatore anti-unitario $\mathcal{J} = \mathcal{PC}$, dove \mathcal{P} è la parità ($x \rightarrow -x$) e \mathcal{C} la coniugazione complessa. Infatti:

$$\mathcal{PC}(-\partial_x^2 + x^2 + i\partial_x)(\mathcal{PC})^{-1} = -\partial_x^2 + (-x)^2 - i(-\partial_x) = T.$$

La commutazione con una coniugazione antiunitaria garantisce $n_+ = n_-$, assicurando l'esistenza di estensioni autoaggiunte, ma non la loro unicità (essenziale autoaggiunzione). Il metodo della trasformazione unitaria è quindi più forte in questo contesto.

□

Traccia dell'Esercizio 7

Sia \mathcal{H} uno spazio di Hilbert separabile e si consideri l'equazione:

$$T\psi = \lambda\psi + f,$$

con $T = T^* \in \mathcal{B}_\infty(\mathcal{H})$ (operatore compatto autoaggiunto), $\lambda \in \mathbb{C} \setminus \{0\}$ e $f \in \mathcal{H}$. Si provi che, se λ è autovalore di T , allora l'equazione ha infinite soluzioni (sottointendendo: qualora sia risolubile).

Soluzione. Riscriviamo l'equazione nella forma operatoriale omogenea:

$$(T - \lambda I)\psi = f.$$

Definiamo l'operatore $S_\lambda \doteq T - \lambda I$.

1. Proprietà Spettrali Preliminari

Poiché T è autoaggiunto, i suoi autovalori sono reali. Essendo λ un autovalore per ipotesi, segue che $\lambda \in \mathbb{R}$. Inoltre, essendo T e I operatori limitati e autoaggiunti, anche S_λ è limitato e autoaggiunto:

$$S_\lambda^* = (T - \lambda I)^* = T^* - \bar{\lambda}I^* = T - \lambda I = S_\lambda.$$

Dato che T è compatto e $\lambda \neq 0$, l'operatore S_λ è un **operatore di Fredholm** esattamente come nell'esercizio 1. Valgono le seguenti proprietà, dimostrate nell'esercizio 1:

1. Il nucleo $\text{Ker}(S_\lambda)$ ha dimensione finita.
2. Il rango $\text{Ran}(S_\lambda)$ è chiuso in \mathcal{H} .

2. Analisi dell'Esistenza e Molteplicità

L'ipotesi che λ sia un autovalore di T implica che il nucleo di S_λ non è banale:

$$\text{Ker}(S_\lambda) \neq \{0\}.$$

Sia $d = \dim(\text{Ker}(S_\lambda)) \geq 1$.

Condizione di Risolubilità. Affinché l'equazione $S_\lambda\psi = f$ ammetta soluzioni, il termine noto f deve appartenere all'immagine dell'operatore. Poiché il rango è chiuso e l'operatore è autoaggiunto, vale la decomposizione ortogonale:

$$\text{Ran}(S_\lambda) = (\text{Ker}(S_\lambda^*))^\perp = (\text{Ker}(S_\lambda))^\perp.$$

Quindi, l'equazione ammette soluzioni se e solo se $f \perp \text{Ker}(S_\lambda)$. *Nota: Se f non soddisfa questa condizione, l'insieme delle soluzioni è vuoto. Assumeremo nel seguito che f sia compatibile o che l'esercizio richieda di discutere la cardinalità dell'insieme delle soluzioni nel caso in cui questo non sia vuoto.*

Struttura dello Spazio delle Soluzioni. Supponiamo che esista almeno una soluzione particolare ψ_p tale che $S_\lambda \psi_p = f$. La soluzione generale dell'equazione lineare non omogenea è data dalla somma della soluzione particolare e della soluzione generale dell'equazione omogenea associata ($S_\lambda \phi = 0$). L'insieme delle soluzioni Σ è quindi lo spazio affine:

$$\Sigma = \psi_p + \text{Ker}(S_\lambda) = \{\psi_p + \phi \mid \phi \in \text{Ker}(S_\lambda)\}.$$

Poiché λ è un autovalore, esiste almeno un autovettore $u \neq 0$ tale che $u \in \text{Ker}(S_\lambda)$. Consideriamo la famiglia di vettori:

$$\psi_\alpha = \psi_p + \alpha u, \quad \forall \alpha \in \mathbb{C}.$$

Verifichiamo che sono soluzioni:

$$S_\lambda(\psi_\alpha) = S_\lambda \psi_p + \alpha S_\lambda u = f + \alpha \cdot 0 = f.$$

Essendo α un parametro continuo in \mathbb{C} , la famiglia $\{\psi_\alpha\}$ contiene infiniti elementi distinti. Pertanto, se l'equazione è risolubile, essa ammette infinite soluzioni. \square

Traccia dell'Esercizio 8

Si consideri una particella di massa $m > 0$ in \mathbb{R}^3 , soggetta a un potenziale centrale $V(r)$. Sia dato l'operatore:

$$T = \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{p}} + \hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{r}},$$

dove $\hat{\mathbf{r}}$ e $\hat{\mathbf{p}}$ sono gli operatori posizione e impulso. Si mostri che, per ogni $\psi \in L^2(\mathbb{R}^3)$ con $\|\psi\| = 1$ (e nel dominio dell'operatore), vale l'equazione di evoluzione:

$$\frac{d}{dt} \langle T \rangle = \frac{2}{m} \langle \hat{\mathbf{p}}^2 \rangle - 2 \langle \hat{\mathbf{r}} \cdot \nabla V \rangle.$$

Soluzione. La risoluzione dell'esercizio si basa sull'applicazione del **Teorema di Ehrenfest**, che lega la derivata temporale del valore di aspettazione di un osservabile al commutatore dell'osservabile con l'Hamiltoniana.

Ipotesi minimali per il Teorema di Ehrenfest

Sia H l'operatore Hamiltoniano autoaggiunto su un dominio denso $D(H) \subset \mathcal{H}$ e sia A un'osservabile autoaggiunta (con $\partial_t A = 0$) definita su $D(A)$. L'evoluzione temporale è data dal gruppo unitario fortemente continuo $U(t) = e^{-itH/\hbar}$.

1. Ruolo del Teorema di Stone e Domini

Per poter derivare rispetto al tempo il valore di aspettazione $\langle A \rangle_{\psi_t}$, dobbiamo garantire che lo stato ψ_t sia derivabile. Il **Teorema di Stone** stabilisce una corrispondenza biunivoca tra generatori autoaggiunti e gruppi unitari, affermando che la relazione:

$$\frac{d}{dt} U(t) \psi = -\frac{i}{\hbar} H U(t) \psi$$

è valida (nella topologia forte) **se e solo se** $\psi \in D(H)$. Pertanto, l'ipotesi $\psi \in L^2(\mathbb{R})$ **non è sufficiente**. Se $\psi \in L^2 \setminus D(H)$, la funzione $t \mapsto \psi_t$ è continua ma non derivabile, rendendo privo di senso il membro sinistro dell'equazione di Ehrenfest.

Ipotesi minimali: Affinché la relazione di Ehrenfest valga come uguaglianza tra forme quadratiche all'istante t , richiediamo:

1. $\psi_t \in D(H)$ (per l'esistenza della derivata temporale);
2. $\psi_t \in D(A)$ (per l'esistenza del valore di aspettazione).

2. Derivazione come Forma Quadratica

Sotto le ipotesi sopra citate, non è necessario che $\psi_t \in D(HA)$ o $D(AH)$ (cioè che il commutatore esista come operatore). Interpretiamo il commutatore come una forma quadratica derivando il prodotto scalare:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\langle\psi_t, A\psi_t\rangle &= \langle\dot{\psi}_t, A\psi_t\rangle + \langle\psi_t, A\dot{\psi}_t\rangle \\ &= \left\langle -\frac{i}{\hbar}H\psi_t, A\psi_t \right\rangle + \left\langle \psi_t, A\left(-\frac{i}{\hbar}H\psi_t\right) \right\rangle \\ &= \frac{1}{i\hbar}(\langle A\psi_t, H\psi_t\rangle - \langle H\psi_t, A\psi_t\rangle).\end{aligned}$$

Definendo la media del commutatore in senso debole:

$$\langle[H, A]\rangle_\psi^{weak} := \langle H\psi, A\psi\rangle - \langle A\psi, H\psi\rangle,$$

otteniamo la relazione $\frac{d}{dt}\langle A\rangle = \frac{i}{\hbar}\langle[H, A]\rangle^{weak}$.

3. Controesempio per $\psi \in L^2$

Mostriamo che $\psi \in L^2$ non basta. Consideriamo $A = X$ (operatore posizione) su $L^2(\mathbb{R})$. La funzione Lorentziana:

$$\psi(x) = \frac{C}{1+x^2}$$

appartiene chiaramente a $L^2(\mathbb{R})$ (poiché integrabile al quadrato), ma non appartiene a $D(X)$ poiché:

$$\|X\psi\|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{x}{1+x^2} \right|^2 dx < \infty \quad (\text{converge}),$$

Tuttavia, se prendiamo $\phi(x) = \frac{C}{1+|x|}$ in L^2 , allora $\|X\phi\|^2$ diverge logaritmicamente. In tal caso $\langle X \rangle_\phi$ non è definito, e l'equazione di Ehrenfest perde significato. Ancora più drasticamente, se $\psi \notin D(H)$ (energia infinita), la derivata temporale non esiste proprio. L'unico modo per dargli senso sarebbe in senso distribuzionale.

Calcolo del Commutatore

L'Hamiltoniana per una particella in un potenziale $V(r)$ è data da:

$$H = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + V(\hat{\mathbf{r}}).$$

Dobbiamo calcolare $[T, H]$. Per linearità:

$$[T, H] = \left[T, \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} \right] + [T, V(\hat{\mathbf{r}})].$$

1. Commutatore con l'Energia Cinetica

Calcoliamo $\left[T, \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} \right] = \frac{1}{2m}[\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{p}} + \hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{p}}^2]$. Poiché l'operatore impulso commuta con se stesso ($[\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{p}}^2] = 0$), il termine $\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{r}}$ si semplifica notevolmente usando la regola $[AB, C] = A[B, C] + [A, C]B$:

$$[\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{p}}^2] = \hat{\mathbf{p}} \cdot [\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{p}}^2] + \underbrace{[\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{p}}^2]}_0 \cdot \hat{\mathbf{r}} = \hat{\mathbf{p}} \cdot [\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{p}}^2].$$

Analogamente per il primo termine:

$$[\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{p}}^2] = [\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{p}}^2] \cdot \hat{\mathbf{p}} + \hat{\mathbf{r}} \cdot \underbrace{[\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{p}}^2]}_0 = [\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{p}}^2] \cdot \hat{\mathbf{p}}.$$

Utilizziamo l'identità fondamentale $[x_j, \hat{\mathbf{p}}^2] = 2i\hbar p_j$, che in notazione vettoriale si scrive $[\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{p}}^2] = 2i\hbar \hat{\mathbf{p}}$. Sostituendo:

- Primo termine: $[\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{p}}^2] = (2i\hbar\hat{\mathbf{p}}) \cdot \hat{\mathbf{p}} = 2i\hbar\hat{\mathbf{p}}^2$.
- Secondo termine: $[\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{p}}^2] = \hat{\mathbf{p}} \cdot (2i\hbar\hat{\mathbf{p}}) = 2i\hbar\hat{\mathbf{p}}^2$.

Sommando i contributi:

$$\left[T, \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m}\right] = \frac{1}{2m}(2i\hbar\hat{\mathbf{p}}^2 + 2i\hbar\hat{\mathbf{p}}^2) = \frac{4i\hbar\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} = \frac{2i\hbar}{m}\hat{\mathbf{p}}^2.$$

2. Commutatore con l'Energia Potenziale

Calcoliamo $[T, V(\hat{\mathbf{r}})]$. Poiché $V(\hat{\mathbf{r}})$ è funzione solo delle coordinate, commuta con $\hat{\mathbf{r}}$. Quindi:

$$[\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{p}}, V] = \hat{\mathbf{r}} \cdot [\hat{\mathbf{p}}, V] \quad \text{e} \quad [\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{r}}, V] = [\hat{\mathbf{p}}, V] \cdot \hat{\mathbf{r}}.$$

Utilizziamo la relazione fondamentale $[\hat{\mathbf{p}}, V] = -i\hbar\nabla V$.

- Primo termine: $\hat{\mathbf{r}} \cdot [\hat{\mathbf{p}}, V] = \hat{\mathbf{r}} \cdot (-i\hbar\nabla V) = -i\hbar(\hat{\mathbf{r}} \cdot \nabla V)$.
- Secondo termine: $[\hat{\mathbf{p}}, V] \cdot \hat{\mathbf{r}} = (-i\hbar\nabla V) \cdot \hat{\mathbf{r}} = -i\hbar(\hat{\mathbf{r}} \cdot \nabla V)$ (dato che V è scalare).

Sommando i contributi:

$$[T, V] = -2i\hbar(\hat{\mathbf{r}} \cdot \nabla V).$$

Conclusione

Unendo i risultati parziali, il commutatore totale è:

$$[T, H] = \frac{2i\hbar}{m}\hat{\mathbf{p}}^2 - 2i\hbar(\hat{\mathbf{r}} \cdot \nabla V).$$

Inserendo questo risultato nell'equazione di Ehrenfest derivata all'inizio:

$$\frac{d}{dt}\langle T \rangle = \frac{1}{i\hbar}\left\langle \frac{2i\hbar}{m}\hat{\mathbf{p}}^2 - 2i\hbar(\hat{\mathbf{r}} \cdot \nabla V) \right\rangle.$$

Semplificando il fattore $i\hbar$, otteniamo la tesi:

$$\frac{d}{dt}\langle T \rangle = \frac{2}{m}\langle \hat{\mathbf{p}}^2 \rangle - 2\langle \hat{\mathbf{r}} \cdot \nabla V \rangle.$$

□

Traccia dell'Esercizio 9 Versione Hard

Siano $T : \mathcal{D}(T) \rightarrow \mathcal{H}$ e $V : \mathcal{D}(V) \rightarrow \mathcal{H}$ due operatori su uno spazio di Hilbert \mathcal{H} tali che:

- T è autoaggiunto ($T = T^*$);
- V è simmetrico;
- V è T -limitato con limite relativo $a < 1$. Ovvero, $\mathcal{D}(T) \subset \mathcal{D}(V)$ ed esistono costanti $a \in [0, 1)$ e $b \geq 0$ tali che:

$$\|V\psi\| \leq a\|T\psi\| + b\|\psi\|, \quad \forall \psi \in \mathcal{D}(T).$$

Si mostri che l'operatore somma $S \doteq T + V$, definito su $\mathcal{D}(S) = \mathcal{D}(T)$, è autoaggiunto.

Soluzione. La dimostrazione si basa sul criterio di suriettività dei ranghi per operatori simmetrici. L'obiettivo è dimostrare che esiste un valore $\nu > 0$ sufficientemente grande tale che:

$$\text{Ran}(T + V \pm i\nu I) = \mathcal{H}.$$

Se ciò è vero, poiché $T + V$ è simmetrico, esso è necessariamente autoaggiunto.

1. Stime sul Risolvente dell'Operatore Non Perturbato

Consideriamo l'operatore non perturbato T . Poiché T è autoaggiunto, per ogni $\mu > 0$ e per ogni $\phi \in \mathcal{D}(T)$ vale l'identità pitagorica:

$$\|(T \pm i\mu I)\phi\|^2 = \langle (T \pm i\mu I)\phi, (T \pm i\mu I)\phi \rangle = \|T\phi\|^2 + \mu^2\|\phi\|^2.$$

(I termini misti si cancellano per simmetria di T). Da questa uguaglianza seguono immediatamente due disuguaglianze fondamentali. Ponendo $\psi = (T + i\mu I)\phi$ (e quindi $\phi = (T + i\mu I)^{-1}\psi$, dato che quell'operatore è invertibile essendo T autoaggiunto), abbiamo:

$$1. \mu^2\|\phi\|^2 \leq \|\psi\|^2 \implies \|(T + i\mu I)^{-1}\| \leq \frac{1}{\mu}.$$

$$2. \|T\phi\|^2 \leq \|\psi\|^2 \implies \|T(T + i\mu I)^{-1}\| \leq 1.$$

2. Stima dell'Operatore Perturbativo

Vogliamo stimare "quanto disturba" V rispetto al risolvente di T . Consideriamo il vettore

$$\phi = (T + i\mu I)^{-1}\psi$$

per un generico $\psi \in \mathcal{H}$. Applichiamo la condizione di limitatezza relativa di V (ipotesi c):

$$\|V\phi\| \leq a\|T\phi\| + b\|\phi\|.$$

Sostituendo ϕ con l'espressione in termini di ψ e utilizzando le stime del punto 1:

$$\begin{aligned} \|V(T + i\mu I)^{-1}\psi\| &\leq a\|T(T + i\mu I)^{-1}\psi\| + b\|(T + i\mu I)^{-1}\psi\| \\ &\leq a \cdot 1 \cdot \|\psi\| + b \cdot \frac{1}{\mu} \cdot \|\psi\| \\ &= \left(a + \frac{b}{\mu}\right) \|\psi\|. \end{aligned}$$

3. Costruzione dell'Inversa tramite Serie di Neumann

Definiamo l'operatore $U_\mu \doteq V(T + i\mu I)^{-1}$. Abbiamo appena dimostrato che la sua norma operatoriale è limitata da:

$$\|U_\mu\| \leq a + \frac{b}{\mu}.$$

Poiché per ipotesi $a < 1$, possiamo scegliere un valore $\mu = \nu$ sufficientemente grande tale che:

$$a + \frac{b}{\nu} < 1 \implies \|U_\nu\| < 1.$$

Intanto otteniamo che, avendo la norma limitata è un operatore limitato definito su tutto \mathcal{H} . Se la norma di un operatore U_ν è strettamente minore di 1, allora -1 non appartiene al suo spettro ($\sigma(U_\nu)$), e l'operatore $(I + U_\nu)$ è invertibile con inverso limitato). In particolare, il rango di $(I + U_\nu)$ è tutto lo spazio \mathcal{H} :

$$\text{Ran}(I + U_\nu) = \mathcal{H}.$$

4. Fattorizzazione e Conclusione

Consideriamo ora l'operatore perturbato $(T + V + i\nu I)$. Possiamo fattorizzarlo come segue per ogni $\phi \in \mathcal{D}(T)$:

$$\begin{aligned} (T + V + i\nu I)\phi &= (T + i\nu I)\phi + V\phi \\ &= [I + V(T + i\nu I)^{-1}](T + i\nu I)\phi \\ &= (I + U_\nu)(T + i\nu I)\phi. \end{aligned}$$

Analizziamo i ranghi di questa composizione:

- L'operatore $(T + i\nu I)$ mappa suriettivamente $\mathcal{D}(T)$ su \mathcal{H} (poiché T è autoaggiunto).

- L'operatore $(I + U_\nu)$ mappa suriettivamente \mathcal{H} su \mathcal{H} (poiché $\|U_\nu\| < 1$).

La composizione di due mappe suriettive è suriettiva. Dunque:

$$\text{Ran}(T + V + i\nu I) = \mathcal{H}.$$

Un ragionamento perfettamente analogo vale per il segno opposto $-i\nu$, dimostrando che

$$\text{Ran}(T + V - i\nu I) = \mathcal{H}$$

. Avendo dimostrato che gli operatori di difetto sono suriettivi (o equivalentemente che gli indici di difetto sono $(0, 0)$), concludiamo che $T + V$ è autoaggiunto sul dominio $\mathcal{D}(T)$. □

Traccia dell'Esercizio 9 Versione Soft

Siano $T : \mathcal{D}(T) \rightarrow \mathcal{H}$ e $V : \mathcal{D}(V) \rightarrow \mathcal{H}$ due operatori su uno spazio di Hilbert \mathcal{H} tali che:

- (a) T è autoaggiunto ($T = T^*$);
- (b) V è simmetrico;
- (c) V è T -limitato con limite relativo $a < 1$. Ovvero, $T \subset V$ ed esistono costanti $a \in [0, 1)$ e $b \geq 0$ tali che:

$$\|V\psi\| \leq a\|T\psi\| + b\|\psi\|, \quad \forall \psi \in \mathcal{D}(T).$$

Si mostri che l'operatore somma $S \doteq T + V$, definito su $\mathcal{D}(S) = \mathcal{D}(T)$, è autoaggiunto.

Soluzione. Si ottiene dalla disuguaglianza che

$$\|V\psi\| = \|T\psi\| \Rightarrow (1 - a)\|T\psi\| \leq b\|\psi\|, \quad \forall \psi \in \mathcal{D}(T)$$

quindi T è limitato, essendo autoaggiunto è ovunque definito. Essendo ovunque definito allora V è ovunque definito essendo $\mathcal{D}(T) \subseteq \mathcal{D}(V)$ per ipotesi. Ma ovunque definito e simmetrico implica limitato per Hellinger-Toeplitz. Quindi V è limitato quindi $T+V$ è limitato e simmetrico ossia autoaggiunto. □

Traccia dell'Esercizio 10 Metodo I

Sia \mathcal{H} uno spazio di Hilbert con norma $\|\cdot\|$. Sia $\|\cdot\|'$ una seconda norma su \mathcal{H} tale che $\exists C > 0$:

$$\|\psi\| \leq C \|\psi\|', \quad \forall \psi \in \mathcal{H}.$$

Sia $T : \mathcal{D}(T) \rightarrow \mathcal{H}$ un operatore simmetrico tale che $\exists \kappa > 0$:

$$\|T\psi\|' \leq \kappa \|\psi\|', \quad \forall \psi \in \mathcal{H}.$$

Mostrare che $T \in \mathcal{B}(\mathcal{H})$.

[Hint: Un operatore lineare chiuso tra spazi di Banach e con dominio denso (inteso come tutto lo spazio) è limitato]

Soluzione. Per dimostrare che $T \in \mathcal{B}(\mathcal{H})$ (ovvero che T è limitato rispetto alla norma standard $\|\cdot\|$), utilizzeremo il suggerimento fornito, che è un richiamo al Teorema del Grafico Chiuso. La strategia si divide in due passi logici:

1. Identificazione del dominio e dimostrazione che T è un operatore chiuso su $(\mathcal{H}, \|\cdot\|)$.
2. Applicazione del Teorema del Grafico Chiuso.

1. Analisi del Dominio e Chiusura

La seconda disuguaglianza fornita nel testo afferma che:

$$\|T\psi\|' \leq \kappa \|\psi\|', \quad \forall \psi \in \mathcal{H}.$$

L'uso del quantificatore $\forall \psi \in \mathcal{H}$ implica necessariamente che il dominio di T coincide con l'intero spazio di Hilbert:

$$D(T) = \mathcal{H}.$$

Inoltre, per ipotesi, T è un operatore **simmetrico**. Un operatore simmetrico T definito su tutto lo spazio di Hilbert è sempre un operatore **chiuso**. Dimostriamolo formalmente per completezza (senza dare per scontato il teorema di Hellinger-Toeplitz).

Sia $\{\psi_n\}_{n \in \mathbb{N}} \subset \mathcal{H}$ una successione tale che:

$$\psi_n \xrightarrow{\|\cdot\|} \psi \quad \text{e} \quad T\psi_n \xrightarrow{\|\cdot\|} \phi.$$

Dobbiamo mostrare che $\phi = T\psi$. Poiché T è simmetrico, per ogni $\eta \in \mathcal{H}$ vale l'uguaglianza:

$$\langle T\psi_n, \eta \rangle = \langle \psi_n, T\eta \rangle.$$

Passando al limite per $n \rightarrow \infty$ e sfruttando la continuità del prodotto scalare:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \langle T\psi_n, \eta \rangle = \langle \phi, \eta \rangle,$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \langle \psi_n, T\eta \rangle = \langle \psi, T\eta \rangle.$$

Quindi:

$$\langle \phi, \eta \rangle = \langle \psi, T\eta \rangle.$$

Sfruttando nuovamente la simmetria di T sul membro di destra:

$$\langle \phi, \eta \rangle = \langle T\psi, \eta \rangle, \quad \forall \eta \in \mathcal{H}.$$

Poiché l'uguaglianza vale per ogni η , segue che $\phi = T\psi$. Abbiamo così dimostrato che il grafico di T è chiuso rispetto alla topologia indotta dalla norma $\|\cdot\|$.

2. Applicazione del Teorema del Grafico Chiuso

Siamo ora nelle seguenti condizioni:

- $T : \mathcal{H} \rightarrow \mathcal{H}$ è un operatore lineare.
- \mathcal{H} è uno spazio di Hilbert (e quindi di Banach) rispetto alla norma $\|\cdot\|$.
- T è un operatore **chiuso** rispetto a $\|\cdot\|$.
- $D(T) = \mathcal{H}$ (il dominio è l'intero spazio).

Il **Teorema del Grafico Chiuso** afferma che un operatore chiuso definito su tutto uno spazio di Banach a valori in uno spazio di Banach è necessariamente continuo (limitato). Pertanto:

$$T \in \mathcal{B}(\mathcal{H}).$$

Osservazione (Sulle norme ausiliarie). Le condizioni sulla norma ausiliaria $\|\cdot\|'$ e la limitatezza di T rispetto ad essa (ossia $T \in \mathcal{B}(\mathcal{H}, \|\cdot\|')$) sono condizioni sufficienti a garantire la buona definizione dell'operatore, ma la dimostrazione della limitatezza in norma standard $\|\cdot\|$ segue direttamente dalla struttura simmetrica dell'operatore e dal fatto che sia definito ovunque (Teorema di Hellinger-Toeplitz). L'esercizio è quindi risolvibile in modo rigoroso basandosi primariamente sulle proprietà spettrali (Simmetria + Dominio totale \implies Chiusura \implies Limitatezza).

□

Traccia dell'Esercizio 10 Metodo II

Sia \mathcal{H} uno spazio di Hilbert con norma $\|\cdot\|$. Sia $\|\cdot\|'$ una seconda norma su \mathcal{H} tale che $\exists C > 0$:

$$\|\psi\| \leq C \|\psi\|', \quad \forall \psi \in \mathcal{H}.$$

Sia $T : D(T) \rightarrow \mathcal{H}$ un operatore simmetrico tale che $\exists \kappa > 0$:

$$\|T\psi\|' \leq \kappa \|\psi\|', \quad \forall \psi \in \mathcal{H}'.$$

dove per $\mathcal{H}' = (\mathcal{H}, \|\cdot\|')$ si intende lo spazio di Hilbert definito dagli elementi di $(\mathcal{H}, \|\cdot\|)$ che sono finiti rispetto alla norma $\|\cdot\|'$ decorato della stessa. Mostrare che T è limitato rispetto alla norma $\|\cdot\|$ (ovvero $T \in \mathcal{B}(\mathcal{H})$ nel senso dell'estensione).

[Hint: Un operatore lineare chiuso tra spazi di Banach e con dominio denso è limitato]

Soluzione. L'obiettivo è dimostrare che l'operatore T è limitato rispetto alla norma naturale dello spazio di Hilbert $\|\cdot\|$, ossia che esiste $M > 0$ tale che $\|T\psi\| \leq M\|\psi\|$ per ogni $\psi \in D(T)$.

Per fare ciò, sfrutteremo l'Hint interpretando lo spazio $(\mathcal{H}, \|\cdot\|')$ come uno spazio di Banach e utilizzando il **Teorema dell'Isomorfismo di Banach** (o dell'Applicazione Inversa, Teorema 25 nelle dispense) per stabilire l'equivalenza tra le due norme.

1. Equivalenza delle Norme

Consideriamo lo spazio vettoriale \mathcal{H} equipaggiato con le due norme.

- $(\mathcal{H}, \|\cdot\|)$ è uno spazio di Banach (essendo di Hilbert).
- Assumiamo, coerentemente con l'Hint, che anche $(\mathcal{H}, \|\cdot\|')$ sia uno spazio di Banach.

Consideriamo l'operatore identità $I : (\mathcal{H}, \|\cdot\|') \rightarrow (\mathcal{H}, \|\cdot\|)$. Per ipotesi, vale la disuguaglianza:

$$\|I\psi\| = \|\psi\| \leq C \|\psi\|'.$$

Questo implica che l'operatore identità è continuo (limitato) da $(\mathcal{H}, \|\cdot\|')$ in $(\mathcal{H}, \|\cdot\|)$.

Poiché entrambi gli spazi sono di Banach e l'applicazione è biunivoca (è l'identità) e continua, per il **Teorema dell'Isomorfismo di Banach** (conseguenza del Teorema della Mappa Aperta), l'applicazione inversa $I^{-1} : (\mathcal{H}, \|\cdot\|) \rightarrow (\mathcal{H}, \|\cdot\|')$ è anch'essa continua.

Esiste quindi una costante $c > 0$ tale che:

$$\|\psi\|' \leq c\|\psi\|, \quad \forall \psi \in \mathcal{H}. \quad (2)$$

Le due norme sono pertanto equivalenti: $\|\cdot\| \sim \|\cdot\|'$.

2. Dimostrazione della Limitatezza di T

Vogliamo stimare la norma $\|T\psi\|$. Utilizziamo in sequenza: la dominazione della norma $\|\cdot\|$ da parte di $\|\cdot\|'$, l'ipotesi di limitatezza di T nella norma $\|\cdot\|'$, e infine l'equivalenza dimostrata in (2).

Per ogni $\psi \in D(T)$:

$$\begin{aligned} \|T\psi\| &\leq C \|T\psi\|' && \text{(Ipotesi 1: dominazione)} \\ &\leq C \cdot \kappa \|\psi\|' && \text{(Ipotesi 2: limitatezza in } \|\cdot\|') \\ &\leq C \cdot \kappa \cdot c \|\psi\| && \text{(Eq. 2: equivalenza inversa)} \end{aligned}$$

Ponendo $M = C\kappa c$, otteniamo:

$$\|T\psi\| \leq M\|\psi\|, \quad \forall \psi \in D(T).$$

Abbiamo così dimostrato che T è un operatore limitato rispetto alla norma dello spazio di Hilbert.

3. Estensione a tutto \mathcal{H}

Poiché T è un operatore lineare limitato definito su un sottospazio denso $D(T) \subset \mathcal{H}$, per il **Teorema di Estensione (BLT Theorem)**, T ammette un'unica estensione continua \overline{T} definita su tutto \mathcal{H} :

$$\overline{T} : \mathcal{H} \rightarrow \mathcal{H}, \quad \text{con } \|\overline{T}\| = \|T\|.$$

Essendo T simmetrico, la sua chiusura coincide con la sua estensione continua. Pertanto, possiamo concludere che l'operatore (inteso nella sua estensione) appartiene a $\mathcal{B}(\mathcal{H})$.