

# Scattering for the combined power type nonlinear Schrodinger equation\*

津田塾大学大学院 理学研究科 数学専攻 後期博士課程 2 年  
渡邊 南†

## 1 導入

本講演では次の非線形シュレディンガー方程式について考察する。

$$i \frac{\partial u}{\partial t} + \Delta u + |u|^{\frac{4}{d}} u + |u|^{p-1} u = 0. \quad (\text{NLS})$$

ただし,  $i = \sqrt{-1}$ ,  $1 + \frac{4}{d} < p < 1 + \frac{4}{d-2}$  で  $\Delta = \sum_{j=1}^d \frac{\partial^2}{\partial x_j^2}$  はラプラシアンである. さらに (NLS) の質量  $\mathcal{M}(\psi)$  とハミルトニアン  $\mathcal{H}(\psi)$  を次で導入する.

$$\mathcal{M}(u) = \frac{1}{2} \|u\|_{L^2}^2, \quad \mathcal{H}(u) = \frac{1}{2} \|\nabla u\|_{L^2}^2 - \frac{d}{2(d+2)} \|u\|_{L^{\frac{2(d+2)}{d}}}^{\frac{2(d+2)}{d}} - \frac{1}{p+1} \|u\|_{L^{p+1}}^{p+1}. \quad (1.1)$$

任意の  $u_0 \in H^1(\mathbb{R}^d)$  に対して, ある時間  $T_{\max}, T_{\min} > 0$  と,  $u|_{t=0} = u_0$  を満たす (NLS) の解  $u \in C((-T_{\min}, T_{\max}), H^1(\mathbb{R}^d))$  が存在して, 質量とハミルトニアンに対して保存則が成り立つ. つまり

$$\mathcal{M}(u(t)) = \mathcal{M}(u_0), \quad \mathcal{H}(u(t)) = \mathcal{H}(u_0) \quad \text{for all } t \in (-T_{\min}, T_{\max}). \quad (1.2)$$

例えば, Cazenave and Weissler[4] を参照. さらに, (NLS) の解  $u(t, x)$  は  $|x|^2 u_0 \in L^2(\mathbb{R}^d)$  であるとき, 次のビリアル恒等式を満たす.

$$\frac{d^2}{dt^2} \int_{\mathbb{R}^d} |x|^2 |u(t, x)|^2 dx = 8\mathcal{K}(u(t)) \quad \text{for all } t \in (-T_{\min}, T_{\max}). \quad (1.3)$$

ただし

$$\mathcal{K}(u) = \|\nabla u\|_{L^2}^2 - \frac{d}{d+2} \|u\|_{L^{\frac{2(d+2)}{d}}}^{\frac{d}{2(d+2)}} - \|u\|_{L^{p+1}}^{p+1}. \quad (1.4)$$

(NLS) に対して定在波解  $\psi(t, x) = e^{i\omega t} u(x)$  ( $\omega > 0$ ) を考えると,  $u$  は次の非線形楕円型方程式を満たす.

$$-\Delta u + \omega u - |u|^{\frac{4}{d}} u - |u|^{p-1} u = 0, \quad u \in H^1(\mathbb{R}^d) \setminus \{0\} \quad (\text{SP})$$

与えられた  $\omega > 0$  に対して, (SP) の作用汎関数  $\mathcal{S}_\omega$  を次で定義する.

$$\mathcal{S}_\omega(u) := \omega \mathcal{M}(u) + \mathcal{H}(u). \quad (1.5)$$

$\mathcal{S}'_\omega(Q_\omega) = 0$  であることと,  $Q_\omega \in H^1(\mathbb{R}^d)$  が (SP) の弱解であることは同値である. また, 基底状態とは, (SP) の非自明な解の中で対応する汎関数  $\mathcal{S}_\omega$  を最小にするものである.

解の大域挙動を調べるためには, その形状の変化の様子を調べる必要がある. それを調べるために, 解の分散性を表すビリアル恒等式を用いる. 初期値  $u_0$  の作用汎関数が基底状態より小さい場合には, 変分法の特徴付けからビリアル汎関数  $\mathcal{K}(u)$  の符号が不変であるポテンシャル井戸が定義できる. 本研究では, ビリアル汎関数の正負に分けてポテンシャル井戸を設定し, それぞれの集合から出発した (NLS) の解を調べる. これまでの研究 [4] では, 質量臨界とソボレフ劣臨界 (臨界) の二重幕を含む一般の非線形項の場合について, 負の場合に解が爆発することを示した. 本講演では, 質量臨界とソボレフ劣臨界の (NLS) について, ビリアル汎関数が正の場合に解の大域挙動を調べた結果について述べる. 先行研究 [2] において, 空間変数の次元が 4 以下の場合に解の散乱について結果を得られている. 本研究ではその次元の制限を除くとともに, 非線形項を一般化した. (簡単のため, 発表は二重幕の場合についてのみにした.)

\*本研究は菊池弘明氏 (津田塾大学) と浜野大氏 (埼玉大学) の共同研究に基づく.

†m18mwata@gm.tsuda.ac.jp

## 2 主結果

最小化問題を以下のようにおく.

$$m_\omega := \inf\{\mathcal{S}_\omega(u) : u \in H^1(\mathbb{R}^d) \setminus \{0\}, \mathcal{K}(u) = 0\}. \quad (2.1)$$

次の結果が得られた.

**定理 2.1.**  $d \geq 4$  のとき, 任意の  $\omega > 0$  に対して,  $m_\omega > 0$  であり,  $m_\omega$  の最小元が存在する. さらに,  $m_\omega$  の最小元は (SP) の基底状態である.

さらに, 得られた基底状態に対してポテンシャル井戸を次のように定義する.

$$\mathcal{A}_{\omega,+} := \{u \in H^1(\mathbb{R}^d) : \mathcal{S}_\omega(u) < m_\omega, \mathcal{K}(u) > 0\}. \quad (2.2)$$

$\mathcal{A}_{\omega,+}$  は (NLS) の時間に関する不変集合であり, さらに集合から出発した解について, 次の結果を得た.

**定理 2.2.**  $d \geq 4$  とする.  $\omega > 0$ ,  $u_0 \in \mathcal{A}_{\omega,+}$  とし,  $u|_{t=0} = u_0$  とする (NLS) の解とする. このとき, 任意の  $t \in (-T_{min}, T_{max})$  に対して  $\mathcal{K}(u(t)) > 0$  であり, ある  $\varepsilon_0 > 0$  が存在して

$$\inf_{t \in (-T_{min}, T_{max})} \mathcal{K}(u(t)) \geq \varepsilon_0 \quad (2.3)$$

が成り立つ. さらに,  $u_0 \in \mathcal{A}_{\omega,+}$  を初期値とする解は散乱する. つまり, ある  $\phi \in H^1(\mathbb{R}^d)$  が存在して

$$\lim_{t \rightarrow \pm\infty} \|u(t) - e^{it\Delta}\phi\|_{H^1} = 0 \quad (2.4)$$

## 3 鍵となる定理

以降,  $1 + \frac{4}{d} < p < 1 + \frac{4}{d-2}$  とする. 本研究では, 先行研究における次元の制限を取り除くために, 次のように散乱ノルムを定義した:  $s_p$  を critical regularity とする:

$$s_p := \frac{d}{2} - \frac{2}{p-1} \quad (0 < s_p < 1). \quad (3.1)$$

さらに

**定義 3.1** (admissible pair).  $(q, r)$  が  $L^2$ -admissible とは

$$\frac{2}{q} = d \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{r} \right) \quad (3.2)$$

を満たすことである. ただし,  $2 \leq r \leq \frac{2d}{d-2}$  ( $2 \leq r \leq \infty$  if  $d = 1$ ,  $2 \leq r < \infty$  if  $d = 2$ ).

さらに,  $q_1$  を

$$(d-2)q_1 < 2d, \quad p+1 < q_1 \quad (3.3)$$

を満たすようにとる. このとき, 指数  $r_0$ ,  $r_1$ , そして  $\tilde{r}_1$  を次のようにとる.

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_0} &:= \frac{d}{2} \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{q_1} \right), \\ \frac{1}{r_1} &:= \frac{d}{2} \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{q_1} - \frac{s_p}{d} \right), \\ \frac{1}{\tilde{r}_1} &:= \frac{d}{2} \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{q_1} + \frac{s_p}{d} \right). \end{aligned}$$

ここで,  $(q_1, r_0)$  は  $L^2$ -admissible である. これらの指数に対してさらに  $(q_2, r_2)$  を

$$\frac{p-1}{q_2} = 1 - \frac{2}{q_1}, \quad \frac{1}{r_2} := \frac{d}{2} \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{q_2} - \frac{s_p}{d} \right). \quad (3.4)$$

を満たすようにとる. このとき,  $I \subset \mathbb{R}$  に対して

$$X(I) := L_t^{\frac{2(d+2)}{d}}(I, L_x^{\frac{2(d+2)}{d}}) \cap L_t^2(I, L_x^{\frac{2d}{d-2}}) \cap L_t^{r_1}(I, L_x^{q_1}) \cap L_t^{r_2}(I, L_x^{q_2})$$

とおく. このとき以下の評価が成り立つ:

補題 3.2 (Strichartz estimate).  $I \subset \mathbb{R}$ ,  $J = \bar{I}$ , そして  $t_0 \in J$  とする. もし  $(\gamma, \rho)$  が  $L^2$ -admissible に対して  $f \in L^{\gamma'}(I, L^{\rho'}(\mathbb{R}^d))$  であるなら, 任意の admissible pair  $(q, r)$  に対して,

$$t \mapsto \Phi_f(t) = \int_{t_0}^t e^{i(t-s)\Delta} f(s) ds \quad \text{for } t \in I \quad (3.5)$$

は  $L^q(I, L^r(\mathbb{R}^d)) \cap C(J, L^2(\mathbb{R}^d))$  に属する. さらに, ある定数  $C(I)$  に依存しない  $\delta$  が存在して

$$\|\Phi_f\|_{L_t^q L_x^r} \leq C_{st} \|f\|_{L_t^{\gamma'} L_x^{\rho'}} \quad \text{for every } f \in L \in L^{\gamma'}(I, L^{\rho'}(\mathbb{R}^d)). \quad (3.6)$$

補題 3.3 ([3]).  $d \geq 3$ ,  $2 + \frac{4}{d} < p + 1 < 2 + \frac{4}{d-2}$  とする.  $t_1 \in \mathbb{R}$  で  $I$  を  $t_1$  を含む区間とする. このとき, 以下が成り立つ:

$$\left\| \int_{t_1}^t e^{i(t-t')\Delta} F(t') dt' \right\|_{L_t^{r_1} L_x^{q_1} \cap L_t^{r_2} L_x^{q_2}} \leq C_{st} \|F\|_{L_t^{r_1'} L_x^{q_1'}}. \quad (3.7)$$

このように設定したノルム  $\|\cdot\|_{X(\mathbb{R})}$  に対して, 次が成り立つことがわかった.

定理 3.4 (Scattering energy space).  $u \in H^1(\mathbb{R}^d)$  を (NLS) の解とし, 以下を満たすとする:

$$\|u\|_{X(\mathbb{R})} < \infty, \quad \|u\|_{L_t^\infty(\mathbb{R}, H^1)} < \infty.$$

このとき次を満たす  $\phi_\pm \in H^1(\mathbb{R}^d)$  が一意に存在する.

$$\lim_{t \rightarrow \pm\infty} \|u(t) - e^{it\Delta} \phi_\pm\|_{H^1} = 0.$$

この定理を用いて

$$\forall u_0 \in \mathcal{A}_{\omega,+} \implies \|u\|_{X(\mathbb{R})} < \infty$$

を示すことで, 主結果を得た.

## 参考文献

- [1] T. CAZENAVE AND F. WEISSLER, *The Cauchy problem for the critical nonlinear Schrödinger equation in  $H^s$* . *Nonlinear Anal.* **14** (1990), 807–836.
- [2] X. CHENG, *Scattering for the mass super-critical perturbations of the mass critical nonlinear Schrödinger equations*, *Illinois Journal of Mathematics* Vol. **64**, No. 1(2020), 21–48.
- [3] D. FOSCHI, *Inhomogeneous Strichartz estimate*, *Journal of Hyperbolic Differential Equations* Vol. **02**, No. 01(2005), 1–24.
- [4] H. KIKUCHI AND M. WATANABE, *Existence of ground state and blowup solution for a class of nonlinear Schrödinger equations involving mass and energy critical exponents*, *Nonlinear Differ. Equ. Appl.* (2020).