

5S-9

ディジタルホログラムにおける 量子化手続きの反復計算時間短縮

宮本 明人 青木 由直

北海道大学工学部

1 まえがき

もともとホログラムは連続的な階調を持つが、表示装置の性能などによる制限のため、そのままでは表示が困難である。複素振幅の量子化とは、この連続階調を何値かに変換してホログラムとするための手段である。この方法はデトア位相法[1]-[2]とは異なり、直接的に複素振幅値を変換しているため、サンプル点数に伴う表示装置の解像度による制限などの影響を受けないという利点を持つ。しかしながら、このホログラムから再生像を得る際の最大の問題は、量子化誤差による雑音が再生面に発生するという点である。この問題は拘束条件を加味した反復処理により量子化する方法[3]により低減されるが、この方式は反復の1つの段階の中でさらに何回かの反復処理を行なう構造となっているため、誤差収束に多くの処理時間が必要とされるという欠点を持つ。

本稿ではこの収束時間について着目した量子化ホログラムのコード化を提案している。その結果、同じ演算時間でもより効果的な誤差収束が可能であることを実験で確認している。

2 量子化規則

連続的な複素振幅を何値かの階調で表現する際、2通りの方法が考えられる。1つは、複素振幅の振幅成分について拘束条件を適用して量子化する方法、もう1つは、複素振幅の位相成分について拘束条件を適用して量子化する方法である。本稿では、位相成分を量子化する方法でホログラムの合成を行なっている。

入力物体が次式で示される分布であると定義する。

$$f(x, y) = f(x) = |f(x)| \exp[j\varphi(x)] \quad (1)$$

$$i(x) = |f(x)|^2 \quad (2)$$

ここで、 $i(x)$ は輝度を示している。

The reduction of the calculation time in iterative procedure of digital holograms

Akihito MIYAMOTO and Yoshinao AOKI
Department of Information Engineering,
Faculty of Engineering, Hokkaido University
Nishi 8, Kita 13, Sapporo, Hokkaido 060, Japan

この入力物体のサイズが $N \times N$ であるとき、DFT 演算により次式で示されるデータ列に変換する。

$$F(u, v) = F(u) = \frac{1}{\sqrt{N^2}} \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{N-1} f(x, y) \exp \left[-j \frac{2\pi(xu + yv)}{N} \right] \quad (3)$$

このとき DFT 演算で定まった複素量が、 $|F(u)| = 1$ となるように位相成分を次式で定め、これを新たに $G(u)$ とする。

$$G(u) = \exp[-j\Phi(u)] = \arg[F(u)] \quad (4)$$

ただし、 $-\pi \leq \Phi(u) \leq \pi$ である。

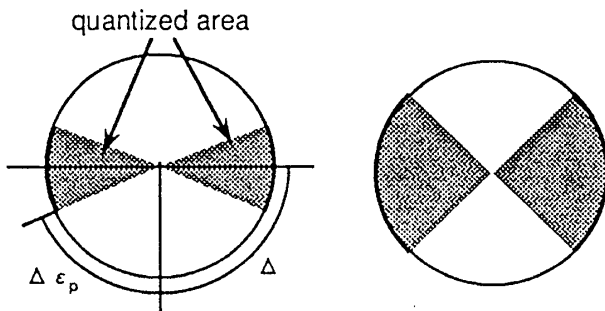
2.1 DFT 後の周波数領域における拘束条件の適用

以上の手順で定まった $G(u)$ に関して、 p 回目の反復処理における量子化を次式に定めた方法で行なうことにする。この結果、量子化レベルに応じた階調を持つ位相 $\bar{G}_p(u)$ が得られる。

$$\bar{G}_p(u) = \begin{cases} \exp[-j\pi], & \Phi(u) + \pi \leq (1 - \epsilon_p)\Delta \\ \vdots \\ \exp[-j\pi + jz(2\Delta)], & (2z - 1 + \epsilon_p)\Delta < \Phi(u) + \pi \leq (2z + 1 - \epsilon_p)\Delta \\ \vdots \\ \exp[j\pi], & (2Z - 1 + \epsilon_p)\Delta < \Phi(u) + \pi \\ G_p(u), & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5)$$

ここで、 z, Z は量子化レベルを示し、 $z = 0, 1, \dots, Z$ である。また、 $0 = \epsilon_{\text{laststep}} < \dots < \epsilon_p < \dots < \epsilon_1 < 1$ 、 $\Delta = \pi/Z$ と与えられる。

図1は拘束条件の変化を図示したものであるが、これより反復の段階に応じた非量子化領域と量子化領域が存在することがわかる。このような量子化を行なうと、反復の全ての段階で量子化を硬調に行なった時に発生する弊害、つまり、誤差収束の停滞を防止することができる。上の手続きは、文献[4]で用いられているものとほぼ同等の概念により構成されている。しか

Fig. 1 位相量子化における拘束条件の変化 ($Z = 2$)

しながら、本手法では非量子化領域と量子化領域を決定する ε のみが反復処理に関係するように構造を簡略化している。これにより同じ演算時間でも拘束条件の緩やかな量子化を行なうことが可能となり、より効果的な誤差の収束が期待できる。

2.2 逆 DFT 後の信号面における拘束条件の適用

量子化されたホログラムを逆 DFT した像 $\bar{g}_p(x)$ は入力像と異なってくるが、これは主に量子化の際に発生する誤差による妨害が原因である。したがって、反復処理でホログラムを計算する際は、逆 DFT 後の段階での補正を次式で示される規則を用いて行なうことも必要とされる。

$$g_{p+1}(x) = \begin{cases} \alpha_p |f(x)| \exp[j\bar{\gamma}_p(x)], & x \in \mathcal{F} \\ \bar{g}_p(x), & \text{otherwise} \end{cases} \quad (6)$$

$\mathcal{F}$ は入力物体が現れる領域を示し、 $\bar{\gamma}_p(x)$ は反復 p 回目における $\bar{g}_p(x)$ の位相、つまり $\arg[\bar{g}_p(x)]$ を示す。また、 α_p は式 (1) 中の $|f(x)|$ と $\bar{g}_p(x)$ の最小 2 乗誤差を満たす係数で、次式で示す関係よりなる。

$$\alpha_p = \frac{\sum_{\mathcal{F}} |f(x)| |\bar{g}_p(x)|}{\sum_x |f(x)|} \quad (7)$$

3 実験

実験では量子化レベル $Z = 2$ におけるホログラム作成による比較を行なった。入力物体としては文字 ACE ($N \times N = 64 \times 64$) を選び、これにダミーデータを加えた $N \times N = 256 \times 256$ の像を実際の処理で用いるデータとした。

図 2 は作成したホログラムからの計算機上での再生像である。なお、(a),(b) の反復回数はそれぞれ $p = 21, p = 46$ を設定している。比較のために、文献 [3] による方法で (a),(b) と同等の時間処理を行なって作成したホログラムからの再生像も示す (図 2(c),(d))。その結果、本稿で述べた量子化手続きが再生像面の誤差収束の時間短縮に有利であることがわかった。ただ

し、光学的実験における再生像とは異なり、直接透過光が抑制された像であった。

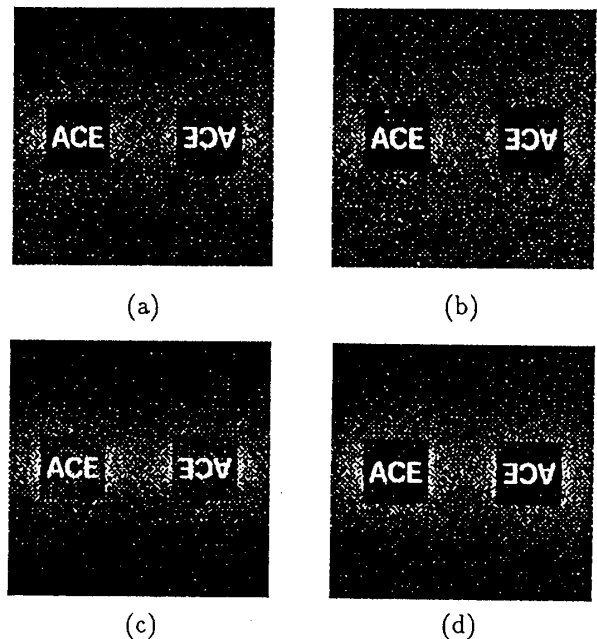


Fig. 2 シミュレーション再生像：(a),(b) 本稿で用いた量子化による再生像、(c),(d) 文献 [3] の量子化による再生像

4 あとがき

反復処理に発生する誤差をより効率的に収束させるための量子化手続きを提案し、その有効性を示した。しかしながら、今回のモデルが比較的単純であったため、今後はより複雑なモデルを想定した検討が必要である。

参考文献

- [1] B.R.Brown and A.W.Lohmann, "Complex Spatial Filtering with Binary Masks," Appl. Opt. 5, 967-969 (1966).
- [2] W.-H. Lee, "Binary computer-generated holograms," Appl. Opt. 18, 3661-3669 (1979).
- [3] F.Wyrowski, "Iterative quantization of digital amplitude holograms," Appl. Opt. 28, 3864-3870 (1989).
- [4] F.Wyrowski, "Diffractive optical elements: iterative calculation of quantized, blazed phase structures," J. Opt. Soc. Am. A 7, 961-969 (1990).