



S phát sóng hài bậc II của chùm Bessel trong tinh thể KTP

Tóm tắt. Thử nghiệm các khám phá lý thuyết và thực nghiệm về những tính chất cơ bản của sự nhân đôi tần số của các chùm Bessel do tác động của hiệu ứng phi tuyến trong tinh thể KTP. Các tính toán về tác động phi tuyến và hình dạng của các thành phần sóng phẳng của chùm Bessel được quan sát trong thực nghiệm. Cấu trúc không gian của hài bậc hai trong miền xa bao gồm một vùng trung tâm và một vùng ngoài tâm. Sự phân kỳ do nhiễu xạ của chùm trung tâm yếu (~ 1.7 mrad). Hiệu suất chuyển đổi năng lượng $\sim 21\%$ ở vị trí chùm Bessel, lớn hơn ba lần hiệu suất chuyển đổi của chùm laser ban đầu. Mô hình lý thuyết dựa trên sự biến đổi trong các sóng hài bậc II như sự chuyển đổi của các chùm Bessel, nó mang lại một mô tả chính xác về các tính năng lý thuyết và không gian được quan sát của hài bậc hai.

1. Giới thiệu

Hiện nay, chùm ánh sáng dạng sóng Bessel bậc 0 và bậc cao hơn đã thu hút sự chú ý [1-3]. Tính chất cơ bản về mặt cấu trúc của chùm Bessel (BLB) là tổng hợp các vector sóng của phân tích Fourier của chúng nằm trên một nón. Vì lý do này, một sóng quang học ngang, không nhiễu xạ trong trường hợp của chùm không biên, hình thành thành phần ngang của chùm Bessel. Chùm Bessel bậc cao không gian được đặc trưng bởi tiêu điểm “kéo dài ra”, nghĩa là, bằng sự phân kỳ nhiễu xạ bổ sung để tạo thành phần trung tâm của chùm. Chùm Bessel có một số tính chất quang học thú vị, những tính chất có một số tính chất phi tuyến đáng quan tâm [4-10].

Sự tạo sóng hài bậc II của chùm Bessel trong tinh thể KDP dựa trên các hiệu ứng phi tuyến bậc hai I và II được báo cáo trong [4]. Sự thay đổi góc nón của phần tử nhân đôi tần số không gian của chùm Bessel có thể nhận thấy là làm biến đổi hình học của phần tử trong tinh thể. Sự thay đổi này trong góc nón của chùm Bessel có thể được xem như sự thay đổi bậc sóng hiệu dụng của nó. Bài báo [4] đã chứng minh rằng phân tích Fourier của phần tử phi tuyến từ tần số hài bậc hai có hai đặc tính riêng biệt của chùm bậc cao và chùm Bessel hài bậc hai dựa trên hiệu ứng tác động phi tuyến. Về sau, sự tạo sóng hài bậc II của khám phá bằng cách bơm vào chùm Bessel dựa trên các hiệu ứng phi tuyến Cherenkov. Bài báo [6] đã chứng minh rằng về mặt lý thuyết, trong phép gần đúng trường không nhiễu xạ, hiệu suất nhân đôi tần số của chùm Bessel lớn hơn khoảng 50% chùm Gauss. Khảo sát lý thuyết và thực nghiệm về sự tạo sóng hài bậc III của chùm Bessel và Bessel-Gauss trong môi trường khí đã được báo cáo trong [7-9]. Các tính chất của các chùm Bessel trong những trường hợp phi tuyến là tổng hợp của các kích hoạt các tác động phi tuyến khác nhau. Tán xạ Raman cũng được nghiên cứu [10] và đang tham gia quang liên quan đến các chùm Bessel được báo cáo trong [11,12].

Một tính chất quan trọng của tính chất quang học phi tuyến của chùm Bessel, khác biệt với chùm Gauss là khả năng kích hoạt, trong quá trình phi tuyến, các tác động phi tuyến khác nhau và phi tuyến trong nón vector sóng của chùm. Trong

trình hợp tác các vector của chùm Bessel, không cần phải luôn luôn thỏa mãn hình phẳng vector của các thành phần ngang của vector sóng của phân Fourier của các chùm Bessel. Thông thường, mối liên quan này không trực tiếp, trên mặt không gian xác định, của hàm Bessel $J_0(q\rho)$ với các giá trị q khác nhau. Về mặt vật lý, khả năng có thể đồng nhất các tác động của các chùm Bessel với sự không bảo toàn của các thành phần vector sóng ngang quy cho sự hiện diện của sự ghép giữa các thành phần này và mặt xung Bessel.

Sở dĩ là các tác động của các chùm Bessel với các trình trong đồng sóng và bước sóng ngang có cấu trúc mode ngang có thể biểu diễn bởi các hàm Bessel. Trong những trình hợp phần, các trình quang học và phân cực phi tuyến có thể xem như sự chọn lọc của các hàm Bessel mode, trực tiếp nhau.

Một chính xác về những tác động của các lý thuyết về tác động phẳng về các chùm Bessel [13]. Các các lý thuyết này là sự thay đổi trong phương pháp phân cực phi tuyến bình thường. Các biểu thức [13] giới thiệu các thành phần Fourier chỉ không phải là hàm không gian của sự phân cực phi tuyến hình thành ban đầu. Chẳng hạn, trong trình hợp phần của chùm Bessel, các thành phần Fourier của phân cực phi tuyến tức thời là hai lần vì tích của thành phần Fourier của chùm Bessel tức thời của nó cho phép các tích phân theo không gian biểu diễn xen kẽ của các trục và trình phân cực phi tuyến lên nên luôn luôn mode bằng nhau và bằng 0 nếu chúng khác nhau. Vì thế, các tác động phẳng về các chùm Bessel của trình biểu hiện sự cộng và do đó, sự chọn lọc tác động (chẳng hạn, trong các dao động tham số quang bước sóng ngang bên trong) chỉ cần quan tâm trong thực hành.

Tính không trực tiếp của các hàm Bessel và sự tồn tại các tác động vector của chùm Bessel là nguyên nhân làm cho phân cực không gian của trình của do chùm Bessel liên tục. Đây là một chứng cứ về tính nghiêm trọng phát triển mô hình lý thuyết chính xác về các trình chuyển tức thời của chùm Bessel trong các bước sóng ngang ngoài [4-9].

Tuy nhiên, những tính chất này vẫn còn là những vấn đề tranh luận, nghiêm túc và cần có sự phát triển của các hình thức chuyển tức thời dựa trên các chùm Bessel. Do đó, nên các chúng tôi là xây dựng mô hình lý thuyết thể hiện các khám phá về mặt thực nghiệm chuyển tức thời của các chùm Bessel để hiểu rõ hơn vì sao cho tất cả các tác động vectơ có thể xuất hiện bên trong chùm Bessel. Trái ngược với những công trình khảo sát sự tồn tại của sóng hài bậc hai đã xuất bản trước đây [4-6], hình thức khảo sát hình phẳng của chúng tôi đã nghiên cứu tính chất nhân đôi tức thời do không góc hình phẳng trong các tác động loại II xuất hiện trong tinh thể KTP.

2. Thực nghiệm:

Trong khám phá thực nghiệm về tác động vector của các chùm Bessel, chúng tôi đã dùng tinh thể KTP phi tuyến có độ nhớt cao. Tác động thu được là $e_1 - e_2$, các trình biểu hiện không góc hình phẳng. Ánh sáng cho qua khe hẹp biểu diễn trong hình 1. Bước sóng laser Nd : YAG công suất Q

($\lambda = 1.064\mu\text{m}$) di đ ng chùm siêu Gauss (hình 2), v i đ ng kính 5.5mm và phân k $\theta \leq 0.8\text{mrad}$ c cho qua m t khe đ ng kính $D = 4\text{mm}$ và r i c a t i m t axicon. đ ng xung laser là 5ns, n đ ng l đ ng c a chúng là 4mJ, và t n s là 10Hz. Axicon c làm b đ ng th y tinh có chỉ t s $n = 1.5$, có góc $\alpha = 2^\circ$ t i áy và c dùng đ chuy n chùm siêu Gauss thành chùm Bessel. Chùm Bessel này xu t hi n sau axicon trong vùng $0 < z < z_f$, ó $z_f = D/2\gamma$ là tiêu c ; $\gamma = (n-1)\alpha$ là góc nón c a chùm Bessel, ngh a là nó là n a góc t i nh c a nón vector sóng.

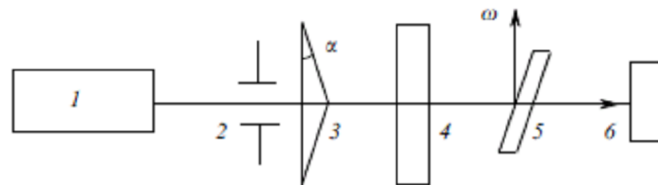


Figure 1. Schematic diagram of the apparatus: (1) Nd:YAG laser; (2) aperture; (3) axicon; (4) KTP crystal; (5) beam splitter; (6) energy meter.

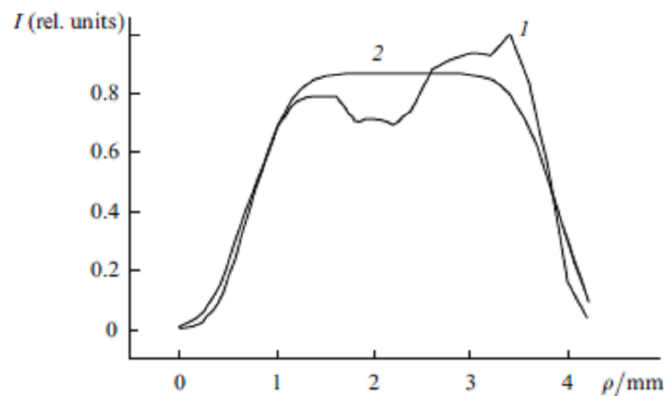


Figure 2. Transverse distribution of the intensity I in the fundamental-frequency beam (1) and its approximation by a super-Gaussian profile (2).

Tinh th KTP dày $L = 3\text{mm}$ và nó c nh h đ ng l i trong m t ph đ ng xy v i góc $\phi_{pm} = 23^\circ$ i v i tr c x theo h đ ng h p pha c đ ng tuy n c a t đ ng tác lo i II. đ ng góc h p pha c a t đ ng tác oe – e kho đ ng 35mrad [14]. Tinh th c đ i chuy n đ c theo tr c chùm c th so sánh s t o sóng hài b c hai trong các ph n khác nhau c a chùm Bessel. Vi c o các tham s hài b c 2 c th c hi n t i kho đ ng cách $z \approx 2.5z_f$ t axicon.

Biên đ ng không gian c a hài ph thu c m nh vào s nh h đ ng c a tr c c a chùm Bessel t n s c b n i v i h đ ng h p pha ϕ_{pm} . Khi tr c chùm trùng v i h đ ng h p pha, b c x hài b c hai c truy n trong vùng hình tr v i c c i t i tâm và t i vùng xung quanh. Bán kính c a vòng xung quanh b đ ng bán kính c a vòng b c x t n s c b n. Hình 3 bi u di n biên đ ng ngang c a c đ ng hài b c hai c quan sát th y trong th c nghi m trong m t ph đ ng h p pha (xy) trong tinh th KTP. Vi c biên đ ng này h i b t i x đ ng là h qu c a s không i x đ ng c a chùm t n s c b n (Hình 2). Khi tr c chùm Bessel l ch v i h đ ng h p pha m t

l ợng $\Delta\phi = \phi - \phi_{pm}$, i x ợng tr c c a tr ợng hài b c hai bi n m t và, n u $\Delta\phi$ cao, s t o hài b c hai ch x y ra t i c c i trung tâm.

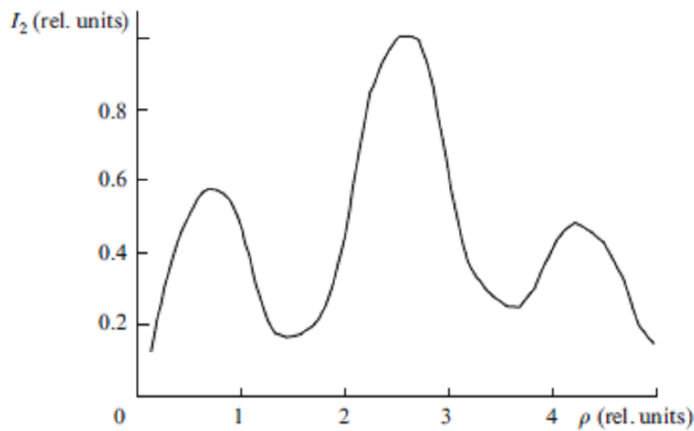


Figure 3. Transverse profile of the second-harmonic intensity I_2 in the far zone.

S phân kì c a c c i trung tâm c o và ợng i ta th y r ợng nó h i ph thu c vào t a d c. Trong vùng trung tâm, ngh a là vùng c xác nh b i $60\text{ mm} < z < 100\text{ mm}$, s phân kì kho ợng 1.7 mrad . G n axicon và c ợng g n tiêu i m s phân kì t ợng $2.5 - 3\text{ mrad}$.

c tuy n n ợng l ợng c a hài b c hai (hình 4) c xác nh v i chùm siêu Gauss t n s c b n (b m) c ợng 25 MW cm^{-2} . Hi u su t chuy n i toàn ph n b m thành hài b c hai c ch ợng t là ph thu c không n i u vào t a d c và giá tr c c i c a nó kho ợng 21%. S ph thu c vào t a c a hi u su t chuy n i c a chùm trung tâm t ợng t . V i s hi n đi n c a axicon, hi u su t chuy n i chùm siêu Gauss kho ợng 7% t i cùng c ợng b c x hài c b n nh tr c. Do ó, khi chuy n c u trúc chùm t siêu Gauss n Bessel, ợng nguyên kích th t ngang c a chùm, t ợng ba l n hi u su t chuy n i sóng hài b c hai.

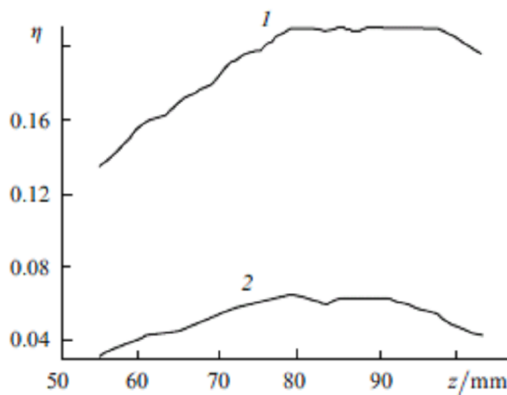


Figure 4. Dependences of the efficiency of conversion to the second harmonic η on the distance from the axicon: (1) global conversion efficiency; (2) efficiency of conversion into the axial beam.

3. Mô hình lí thuy t

u tiên, chúng ta s xác nh c u trúc không gian c a tr ng b c x t n s c b n. Chúng ta s th a nh n mô hình chùm siêu Gauss lo i

$$E_0(\rho) = A_0 \exp\left(-\frac{\rho^p}{2\rho_0^p} - \frac{ik_0\rho^2}{2R}\right), \quad (1)$$

ây ρ là t a ngang; ρ_0 là n a r ng chùm; p là b c c a hàm siêu Gauss; R là bán kính m t u sóng c a ng cong. So sánh bi n th c trên v i phân b c ng th c nghi m cho th y r ng $p \approx 6$ và $R \approx 10$. Tr ng c a chùm Bessel c hình thành b i axicon có th c tính t h th c

$$E_1(\rho) = \frac{-ik_0 A_0}{z} \int \exp\left[\frac{ik_0\rho_1^2}{2}\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{R}\right) - \frac{\rho_1^p}{2\rho_0^p} - ik_0\gamma\rho_1\right] \times J_0\left(\frac{k_0\rho\rho_1}{z}\right) \rho_1 d\rho_1, \quad (2)$$

ây $J_0(z)$ là hàm Bessel b c 0. Tính tích phân bi u th c trên b ng ph ng pháp pha tr ng thái xác l p cho ta

$$E_1(\rho, z) = A_1(z) J_0[k_0\gamma(z)\rho], \quad (3)$$

ây

$$A_1(z) = 2\pi\gamma \left[\frac{zR}{\lambda(R-z)}\right]^{1/2} \exp\left[-\frac{\gamma(z)^p z^p}{2\rho_0^p}\right]; \quad (4)$$

$$\gamma(z) = \frac{\gamma}{(1-z/R)}.$$

T bi u th c (3) và (4) nó cho phép r ng khi tr ng u vào c mô t b i bi u th c (2), axicon hình thành chùm Bessel v i các tham s bi n i theo h ng d c. Phân b c ng c a chùm Bessel theo h ng d c c i u khi n b i biên d ng c ng theo ph ng ngang c a tr ng u vào, trong khi ó s thay i góc nón γ ph thu c vào cong c a m t u sóng tr ng.

Hình 5 cho th y phân b c ng d c theo tr c $I_1(0, z)$ c a chùm Bessel phía sau axicon c tính t bi u th c (4). Do ó, s không ng u theo ph ng d c c quan sát trong th c nghi m c a hi u su t chuy n i h ài b c hai (hình 4) là k t qu c a s không ng u theo ph ng d c t ng ng c a chùm Bessel b m. Qu th c, tr ng c mô t b i bi u th c (3) là phân c c tuy n tính t i góc 45° i v i m t ph ng chính xy c a tinh th KTP. Vì lí do này, hai chùm Bessel lo i c mô t b i bi u th c (3) c kích ho t trong tinh th ; chúng có s phân c c th ng và b t th ng và biên c a chúng là

$$E_{10,c}(\rho, z) = A_{10,c}(z) J_0(q_1\rho), \quad (5)$$

ây $q_1 = k_0\gamma(z)$. Th t là t nhiên khi gi s r ng trong m t tinh th m ng, s bi n i c ng và góc nón c a chùm Bessel không quan tr ng. H n n a, i v i giá tr nh c a tham s γ , kích th t theo ph ng ngang c a chùm c mô t b i bi u th c (5) c ng có th c xem nh không i trong tinh th phi tuy n. Do ó, s tr n chùm Bessel t n s c b n v i các ch phân c c khác nhau nh k t qu c a t ng tác o – e lo i II trong m t tinh th phi tuy n t o ra tr ng u theo ph ng d c v i s phân c c phi tuy n t n s 2ω và v i biên d ng ngang

$\propto J_0^2(q_1\rho)$. Trong vùng này n m t i vùng hình tr bán kính R_B , b ng v i bán kính c a chùm Bessel b m.

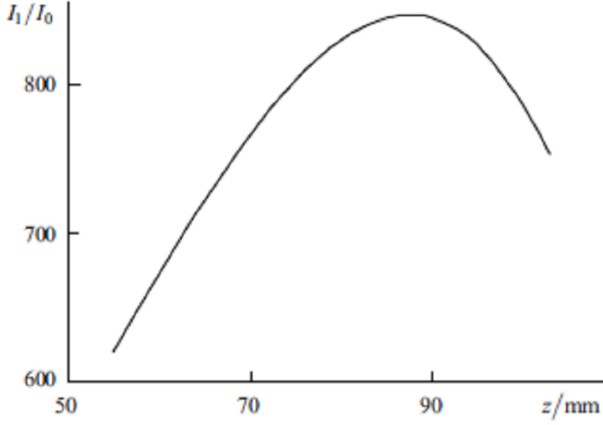


Figure 5. Relative axial intensity I_1/I_0 of a Bessel pump beam considered as a function of the distance from the axicon (I_0 is the intensity of a super-Gaussian fundamental-frequency beam).

Trong vùng này, biên c a tr ng hài b c hai có th c bi u di n b i chu i Fourier-Bessel:

$$E_2(\rho, z) = \sum_{m=1}^M A_{2m} j_0(q_{2m}\rho) . \quad (6)$$

Các hàm Bessel bi n m t khi $\rho = R_B$ và $q_{2m}R_B = (m - 0.25)\pi$, nghĩa là bi u th c trên bi u di n s khai tri n theo các mode c a vùng hình tr bán kính R_B . Các hàm Bessel chu n hóa sau c a vào bi u th c trên

$$\begin{aligned} j_0(q_{2m}\rho) &= J_0(q_{2m}\rho) / \sqrt{\pi} R_B J_1(q_{2m}R_B) \quad \text{for } \rho < R_B , \\ j_0(q_{2m}\rho) &= 0 \quad \text{for } \rho \geq R_B , \end{aligned} \quad (7)$$

Sao cho $2\pi \int_0^{R_B} j_0^2(q_{2m}\rho) \rho d\rho = 1$. S thu n ti n c a nh ng phép chu n hóa nh th c bi t là ch kh n ng mô t t ng tác phi tuy n b ng m t tích phân xen ph .

Bi u th c (5) và (6) đ n n các ph ng trình rút g n sau cho biên ph c c a các chùm t n s c b n A_{1o} , A_{1e} và hài b c hai A_{2m} :

$$\begin{aligned} \frac{dA_{1o}}{dz} &= i\sigma_{1o} A_{1e}^* \sum_{m=1}^M g_m A_{2m} \exp(i\Delta k_z z) , \\ \frac{dA_{1e}}{dz} &= i\sigma_{1e} A_{1o}^* \sum_{m=1}^M g_m A_{2m} \exp(i\Delta k_z z) , \\ \frac{dA_{2m}}{dz} &= i\sigma_{2m} g_m A_{1o} A_{1e} \exp(-i\Delta k_z z) , \end{aligned} \quad (8)$$

ây $\sigma_{1o,e} = 4\pi^2 d_{eff} / n_{1o,e}$ và $\sigma_2 = 4\pi^2 d_{eff} / n_2$ là h s ghép phi tuy n; $n_{1o,e}$ và n_2 là chi t su t t i t n s ω và 2ω ; d_{eff} là h s phi tuy n b c hai hi u đ ng. Tích phân xen ph c a các tr ng t ng tác c cho b i các bi u th c

$$g_m = 2\pi \int_0^{R_B} j_0^2(q_1\rho) j_0^2(q_{2m}\rho) \rho d\rho \quad (m = 1, 2, \dots, M) . \quad (9)$$

H phương trình (8) tính số sóng dọc pha $\Delta k_z = k_{2mz} - k_{10z} - k_{1ez}$, giả các thành phần dọc của vector sóng của chùm Bessel $k_{10z,ez} = (k_{10,e}^2 - q_1^2)^{1/2}$, $k_{2mz} = (k_2^2 - q_{2m}^2)^{1/2}$. Số pha xuất hiện bởi vì các tác động vector trong các chùm Bessel và công bố vì tác động của công suất xuất hiện tại góc $\gamma/n_{10,e}$ của hướng ϕ_{pm} của hướng pha vô hướng thông thường. Tính toán bằng số thu được bằng cách dùng chỉ số của tính chất KTP từ tính số sóng và tính số sóng hài bậc hai [14] cho rằng số sóng dọc pha Δk_z gần giống nhau với các tác động vector và vô hướng, và trong trường hợp của chúng ta nó khoảng 6 cm^{-1} . Phép gần đúng này áp dụng cho các chùm Bessel của chúng ta với góc nón nhỏ $\gamma \approx 1^\circ$ và tính chất KTP với khoảng góc hướng pha $\Delta = \phi \approx 2^\circ$.

H phương trình (8) sẽ có giá trị trong phép gần đúng công suất không [15]. Nếu trong những phương trình này chúng ta giả sử rằng $|A_{10}|^2 = |A_{1e}|^2 = |A_1|^2/2$, chúng ta thay thế các biên riêng phần $a_{2m} = A_{2m} \exp(i\Delta k_z z)$ cho bởi các phương trình sau:

$$\frac{d^2 a_{2m}}{dz^2} - i\Delta k_z \frac{da_{2m}}{dz} = -\sigma_1 \sigma_2 g_m |A_1|^2 \sum_{s=1}^M g_s a_{2s} \quad (m = 1, 2, \dots, M), \quad (10)$$

đây giả sử rằng $\sigma_{10} = \sigma_{1e} = \sigma_1$. Nếu m là phương trình trong hướng trên của nhân với g_m , và nếu các vế trái và vế phải của giả sử rằng, kết quả là phương trình vi phân sau cho hàm $B(z) = \sum_{m=1}^M g_m a_{2m}$:

$$\frac{d^2 B(z)}{dz^2} - i\Delta k_z \frac{dB}{dz} + p^2 B(z) = 0, \quad (11)$$

$$p = \left[\left(\frac{\Delta k_z}{2} \right)^2 + \sigma_1 \sigma_2 |A_1|^2 \sum_{m=1}^M g_m^2 \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Nghiệm của phương trình (11) chịu điều kiện biên $A_{2m}(0) = 0$ thu được dạng $B(z) = B_0 \sin(pz)$. Thay B(z) vào phương trình (10) và xác định hằng số B_0 từ phương trình (8) cho ta

$$A_{2m} = \frac{4\pi i \sigma_2 P_1 g_m \exp(-i\Delta k_z z/2) \sin(pL)}{cn_1 p}, \quad (13)$$

đây L là chiều dày tinh thể. Biểu thức trên của công suất bậc cao từ tính số sóng bậc hai $P_1 = cn_1 |A_1|^2 / 8\pi$. Nếu chúng ta dùng biểu thức này và tính toán $P_2 = cn_2 \sum_{m=1}^M |A_{2m}|^2 / 8\pi$ cho công suất hài bậc hai, chúng ta thu được hệ số chuyển đổi hài bậc hai toàn phần:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{4} \frac{P_0^2}{P_0^2 + (\Delta k_z/2)^2} \times \sin^2 \left\{ \left[\left(\frac{\Delta k_z}{2} \right) + \frac{P_1}{P_0} \left(\sum_{m=1}^M g_m^2 \right)^{1/2} \right] L \right\}, \quad (14)$$

Ây $P_0 = cn_1^2 n_2 \lambda^2 / 128 \pi^5 d_{eff}^2$ là một tham số có thể nguyên công suất. Từ biểu thức trên, hiện nhiên rằng hiệu suất tạo sóng hài bậc hai về cơ bản sẽ xác định bởi tích phân g_m biểu diễn sự xen pha các chùm Bessel riêng phần với chùm bơm, và bởi số mode M tương ứng có thể tạo ra. Hình 6 cho thấy sự phụ thuộc của g_m^2 vào chỉ số mode hàm Bessel m . Chúng ta có thể thấy rằng tích phân xen pha có hai cực đại là $m = m_1 = 1$ và $m = m_2 \approx 2q_1 R_B / \pi + 0.25$ và số mode tối đa có thể tạo ra là $M \approx 62$. Vì lý do này, sự đóng góp lớn nhất vào hiệu suất tạo sóng hài bậc hai có thể tạo ra bởi hai nhóm mode mà chúng ta chú ý đến là các mode lân cận các cực đại này. Một khác, sự mô tả chính xác sự tạo sóng hài bậc hai đòi hỏi rằng tất cả các mode từ $m=1$ đến $m=M$ sẽ được xem xét.

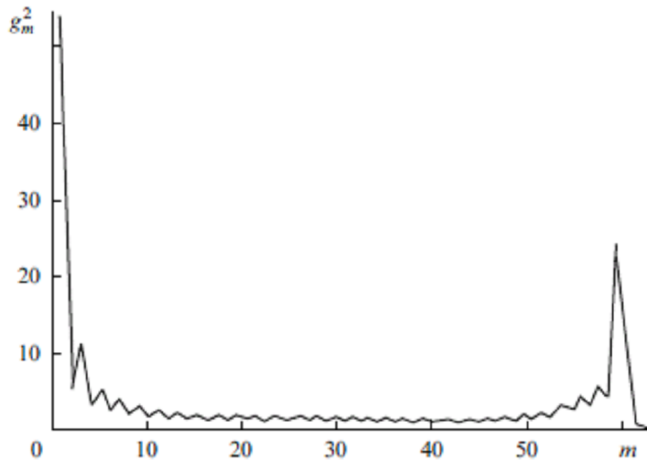


Figure 6. Dependence of the parameter g_m^2 on the mode index m .

Từ biểu thức (14) cho phép chúng ta có thể tính hiệu suất chuyển đổi công suất chùm Bessel bơm thành các sóng hài bậc hai. Đối với KTP có thể trong thí nghiệm của chúng ta, chúng ta có $d_{eff} = d_{15} \sin^2 \phi_{pm} + d_{24} \cos^2 \phi_{pm}$ và, theo bài báo [16], $d_{15} = 1.9 \text{ pmV}^{-1}$, $d_{24} = 3.4 \text{ pmV}^{-1}$. Thay giá trị bằng số của n_1 và n_2 từ tài liệu tham khảo [14] vào trong biểu thức (14) và dùng các tham số thực nghiệm của chùm Bessel tương ứng ($P_1 = 8.10^4 \text{ W}$, $R_B = 1 \text{ mm}$) cho ta $\eta \approx 0.19$, phù hợp với giá trị thực nghiệm $\eta \approx 0.21$.

Những nhóm mode này tương ứng với các cực đại của vòng và trung tâm của quan sát trong thí nghiệm (hình 3), và đối với từng tác vector khác nhau của các thành phần sóng pha của chùm Bessel (hình 7). Điều kiện hình học không gian theo phương ngang trong sơ hình thành phần các phi tuyến (hình 7) mang lại

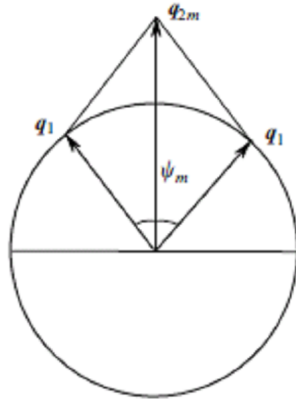


Figure 7. Vector interactions of plane-wave components of Bessel light beams.

$$2q_1 \cos\left(\frac{\psi}{2}\right) = q_{2m}, \quad (15)$$

Ây ψ là góc ph ãng v ãi ã hình chỉ u theo ph ãng ngang c ã các vector sóng c ã chùm Bessel. Hi u su t l ã nh t là các t ãng tác t ãng ãng v ãi c c ãi c ã tích phân xen ph ã. N u $m = m_1$, chúng ta nh ãn th y r ãng $\psi_1 = \pi$, nh ãng n u $m = m_2$, thì $\psi_2 \approx 0$. Do ó, nhóm mode th ãnh t t ãng ãng v ãi t ãng tác vector c ã các thành ph ãn sóng ph ãng c ã chùm Bessel b ãm c ã nh h ãng g ãn nh ãng c ãi, trong khi nhóm th ã hai t ãng ãng v ãi các t ãng tác g ãn c ãng tuy ãn. Mode hài b c ã hai t ãng ãng v ãi $m = m_1$ t ãng ãng v ãi chùm Bessel v ãi m t c c ãi trung tâm trong chùm Bessel b ãm. N u $m = m_2$, s ã vòng trong chùm Bessel hài b c ã hai g p ã hai l ãn s ã vòng trong chùm Bessel t ãn s c ã b ãn.

Bi u th c (13) cho các biên ã riêng ph ãn A_{2m} có th ã c ã dùng ã tính c u trúc không gian theo ph ãng ngang $E_{2(\rho)}$ c ã tr ãng hài b c ã hai:

$$E_2(\rho) \sim \sum_m A_{2m} j_0(q_{2m}\rho). \quad (16)$$

Hình 8 cho th y ph ãn b c ãng ã hai b c ã hai theo ph ãng ngang trong vùng xa. Chúng ta có th ã th y r ãng tr ãng mode k t h p có c ãi trung tâm r ã nét v ãi m t s ãnh c c ãi m t ph ãi y u. Lí do xu t hi ãn các c c ãi m t ph ãi ã ãy là s ã ã p t t ã giao thoa không hoàn toàn c ã các vòng m t ph ãi c ã các chùm Bessel riêng ph ãn. B ãi vì các chùm Bessel ban ãu không nh ãu x ã trong kho ãng $0 < z < z_f$, các tính ch t ãng ãnh ãu c ã hi v ãng c ã s ã ch ãng ch t tuy ãn tính c ã ãnh ãng chùm nh ã th ã c mô t b ãi bi u th c (16). Tính ch t ã ãy bi u ãi ãn s ã khác ãnh ãu ãng k ãi ã m t tr ãng c ã mô t b ãi bi u th c (16) và các tr ãng Gauss, nó ch ã s ã m r ãng do nh ãu x ã c ãi u khi ãn b ãi kích th ã t ãng c ã chúng.

N u $z \gg z_f$, óng g ãp vào c u trúc không gian c ã tr ãng c ã mô t b ãi bi u th c (16) ph ã thu c ãm nh ã vào ch ã s ã mode m. ãi v ãi $m=1$, tr ãng xa có m t c c ãi duy ãnh t. M t khác, n u $m > 1$, các tr ãng riêng ph ãn hình thành ãnh ãm t c u trúc vòng v ãi bán kính ãnh ã. S ã ch ãng ch t c ã ãnh ãng tr ãng ã ãy làm ãn y sinh c c ãi trung tâm c ã quan sát trong th ã ãng hi ãm. Góc ph ãn k ãi θ_1 c ã m t tr ãng ãnh ã th ã là $\theta_1 = 2qM_1/k_2$, ãy M_1 là ch ã s ã mode cao ãnh t trong nhóm mode ãu

tiên. M t tính toán v θ_1 i v i $M_1=6$ (hình 6) cho ta $\theta_1 \approx 2$ mrad, phù h p t t v i giá tr th c nghi m $\theta_1 \approx 1.7$ mrad. S ph thu c phân kì c a chùm trung tâm c quan sát trong th c nghi m vào t a d c có th c gi i thích trên c s c a mô hình này b i s ph thu c s mode Bessel c t o ra vào c ng chùm Bessel t n s c b n.

4.K t l u n

Các khám phá lí thuy t và th c nghi m v s t o sóng hài b c hai t chùm Bessel trong tinh th KTP khi t ng tác thu c lo i II. Chùm Bessel c hình thành t chùm siêu Gauss b i m t axicon góc khúc x nh . Trên quan i m c a r ng ng cong góc h p pha l n, chúng tôi ã quan sát th c nghi m t t c các t ng tác vector và vô h ng c a các thành ph n sóng ph ng c a chùm Bessel. Chúng tôi th y r ng b c x hài b c hai có c u trúc tr ng xa bao g m m t ch m trung tâm và m t vòng ng tâm.

Chúng tôi xu t mô hình lí thuy t d a trên s bi u di n tr ng hài b c hai b i m t s ch ng ch t c a các chùm Bessel. Chúng tôi thu c bi u th c gi i tích mô t phân b không gian tr ng hài b c hai c quan sát trong th c nghi m trong các vùng g n và xa. S phân tích tích phân bi u di n s xen ph c a t ng tác tr ng t n s c b n và hài b c hai làm cho có th phân bi t hai nhóm mode óng vai trò trong vi c hình thành các chùm trung tâm và ng tâm. Ng i ta th y r ng s phân kì c a nh ng chùm này c i u khi n b i s mode Bessel c t o ra. S phân kì c a chùm trung tâm nh (~ 1.7 mrad), nó g n li n v i các góc nón c c kì nh c a các chùm Bessel c t o ra trong c c i trung tâm. i v i c ng chùm Bessel b m trung bình lên n 25 MW cm^{-2} hi u su t chuy n i hài b c hai $\eta \approx 21\%$, l n g n g p 3 l n hi u su t chuy n i chùm siêu Gauss cùng c ng . Bi u th c gi tính c rút ra cho hi u su t chuy n i trong phép g n úng c ng không i. c tính n ng l ng lí thuy t và không gian c a b c x hài b c hai c tìm ra phù h p v i các k t qu th c nghi m.

References

1. Durnin J J. *Opt. Soc. Am. A* **2** 110 (1985); **4** 651 (1987)
2. Turunen J, Vasara A, Friberg A T *Appl. Opt.* **27** 3959 (1988)
3. Herman R M, Wiggins T A *J. Opt. Soc. Am. A* **8** 932 (1991)
4. Wulle T, Herminghaus S *Phys. Rev. Lett.* **58** 1499 (1987)
5. Pandit M K, Payne F P *Opt. Quantum Electron.* **29** 35 (1997)
6. Shinozaki K, Xu C-Q, Sasaki H, Kamijoh T *Opt. Commun.* **133** 300 (1997)
7. Glushko B, Kryzhanovsky B, Sarkisyan D *Phys. Rev. Lett.* **71** 243 (1993)

8. Tewari S P, Huang H, Boyd R W *Phys. Rev. A* **51** R2707 (1995)
9. Caron C F R, Potwliege R M *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 1096 (1998)
10. Niggel L, Maier H *Opt. Lett.* **22** 910 (1997)
11. Piskarskas A P, Smilgevičius V, Stabinis A P *Appl. Opt.* **36** 7779 (1997)
12. Piskarskas A, Smilgevičius V, Stabinis A *Opt. Commun.* **143** 72 (1997)
13. Belyi V N, Kazak N S, Khilo N A *Kvantovaya Elektron. (Moscow)* **25** 537 (1998) [*Quantum Electron.* **28** 522 (1998)]
14. Dmitriev V G, Gurzadyan G G, Nikogosyan D N *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Berlin: Springer, 1991)
15. Dmitriev V G, Tarasov L V *Prikladnaya Nelineinaya Optika (Applied Nonlinear Optics)* (Moscow: Radio i Svyaz', 1982) p. 123
16. Kato K *IEEE J. Quantum Electron.* **27** 1137 (1991);
Kato K, Masutani M *Opt. Lett.* **17** 178 (1992)