

Ֆիզիկա

УДК 621.373

Ա. Ա. ԿՈՒՏՈՒԶՅԱՆ

ՖԵՄՏՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԱԶԴԱԿՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՍԵՂՄՈՒՄԸ

Սպեկտրալ սեղմման երևույթի նկատմամբ աճող հետաքրքրությունը պայմանավորված է վերջերս բացահայտված նրա մի շարք հնարավորություններով՝ որոնք առնչվում են լազերային ֆիզիկայի հրատապ խնդիրներ հանդիսացող գերկարճ ազդանշանի գրանցման և կառավարման [1–3], ինչպես նաև մութ սոլիտոնի գեներացումով պայմանավորված օպտիկական կայի խնդիրների հետ [4, 5]: Այս երկու կիրառությունների տեսանկյունից ավելի կարևոր է երևույթի հետազոտումը օպտիկական ազդանշանի հնարավոր կարճ տևողությունների դեպքում:

Սպեկտրալ սեղմման երևույթի իրականացման համակարգը բաղկացած է դիսպերսիոն հապաղման գծից (ԴՀԳ) և օպտիկական միամող լուսատարից [6]: Անոմալ դիսպերսիայով ԴՀԳ-ում ազդակը երկարում է ժամանակի մեջ և ստանում բացասական չիրայ: Լուսատարում ազդակի ոչ գծային ինքնազդեցությունը հանգեցնում է չիրայի մարման և սպեկտրի սեղմման: Տևողությունների ֆեմտովայրկյանային տիրույթում դիֆրակցիոն ցանցերի կամ պրիզմաների զույգ հանդիսացող ԴՀԳ-ն կարող է դրսևորել բարձր կարգի դիսպերսիոն, իսկ լուսատարը նաև բարձր կարգի ոչ գծային հատկություններ [7]: [8] հողվածում առանձին վերլուծվել է խնդրային արագությունների դիսպերսիայի դերը սպեկտրալ սեղմման պրոցեսում: Այս աշխատանքում ներկայացված են սպեկտրալ սեղմման վրա բարձր կարգի ոչ գծային և դիսպերսիոն գործոնների ազդեցությունների թվային հետազոտման արդյունքները:

Հետազոտության մեթոդիկան: Աշխատանքը կատարվել է սպեկտրալ սեղմման գործընթացը նկարագրող հավասարումների թվային լուծման միջոցով: Լուսատարում ճառագայթման ինքնազդեցությունը ֆեմտովայրկյանային տիրույթում նկարագրվում է Շրեդինգերի ընդհանրացված հավասարումով [9].

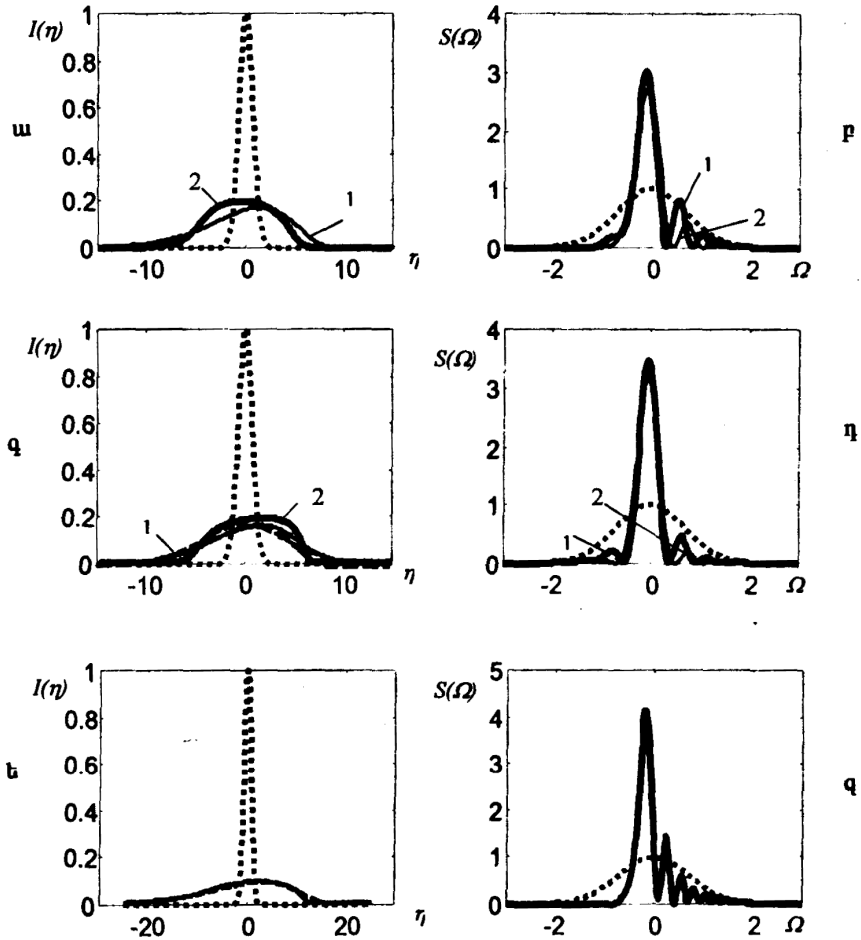
$$i \frac{\partial \psi}{\partial \zeta} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} + i\mu_1 \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta^3} + R|\psi|^2 \psi - R\mu_2 \psi \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \eta} - i\mu \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \eta} \psi, \quad (1)$$

որտեղ $\psi(\zeta, \eta)$ -ն դանդաղ փոփոխվող ամպլիտուդն է՝ նորմավորված համակարգի մուտքում ունեցած իր առավելագույն արժեքով, $L_D^{(2)} = \tau^2 / k_2$ – հարաբերական հեռավորությունը ($L_D^{(2)} = \tau^2 / k_2$ – դիսպերսիոն երկարությունը, τ -ն ժամանակային կիսալայնությունն է ինպուլսի $1/e$ մակարդակի վրա,

$k_j = |d^j k / d\omega^j|$, որտեղ k -ն ալիքային վեկտորն է, ω -ն՝ հաճախությունը), $\eta = (t - z/u) / \tau_0$ - վազող ժամանակը (z -ը տարածական կոորդինատն է, u -ն՝ խմբային արագությունը, τ_0 -ն՝ իմպուլսի սկզբնական տևողությունը): Ոչ գծայնության բնութագիրը որոշվում է $R \equiv L_D / L_{NL}$ նույնությամբ, որտեղ $L_{NL} = (kn_2 I_0)^{-1}$ - ոչ գծային երկարությունն է, $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-16} \text{ սմ}^2 / \text{Վտ}$ - կվարցի ոչ գծայնության գործակիցը, I_0 -ն՝ ճառագայթման մուտքային ինտենսիվությունը: Յուրաքանչյուր գործոնի ներդրման չափը որոշվում է համապատասխան գործակցով. երրորդ կարգի դիսպերսիան՝ $\mu_1 = k_3 / (k_2 \tau_0)$ -ով, ոչ գծային արձագանքի իներցիոնությունը՝ $\mu_2 = \tau_R / \tau_0$ -ով, ալիքային ոչ ստացիոնարությունը՝ $\mu = T / (\pi \tau_0)$ -ով: Ինչպես երևում է, գործակիցների արժեքների որոշման մեջ իմպուլսի տևողությունը կարևոր բնութագրերից է: ԴՆԳ-ում ճառագայթման վարքի նկարագիրը հանգեցնում է (1) հավասարմանը՝ $R = 0$, $\zeta = -Z$ պայմաններով, որտեղ Z -ը ԴՆԳ-ի երկարությունն է (քաղա): (1) հավասարման թվային լուծման ընթացքում կիրառվել է ֆիզիկական գործոններով բաղադրված մեթոդը, դիսպերսիոն քայլում կիրառվել է Ֆուրիեի արագ ձևափոխության ալգորիթը: Որպես սկզբնական պայմաններ ընտրվել են իմպուլսի գաուսյան տեսքը և սպեկտրալ սահմանափակությունը: Որոշվել են ժամանակային և սպեկտրալ բաշխումները՝ $I(\eta) = |\psi(\eta)|^2$ և $S(\Omega) = |f(\Omega)|^2$ ($f(\Omega)$ -ն կոմպլեքս ամպլիտուդի ֆուրիե-պատկերն է, Ω -ն՝ հարաբերական հաճախությունը) ԴՆԳ-ից հետո և համակարգի ելքում: Բերված արդյունքները վերաբերում են իմպուլսի $\Delta t = 30 - 35 \text{ ֆՎ}$ ($\tau_0 = 20 \text{ ֆՎ}$) տևողությանը ($\Delta t = 2(\ln(2))^{1/2} \tau_0$, Δt -ն ժամանակային լայնությունն է իմպուլսի 1/2 մակարդակի վրա), որին համապատասխանում են գործակիցների հետևյալ արժեքները. ԴՆԳ-ում $\mu_1 = 0,4$, լուսատարում $\mu_1 = 0,05$, $\mu_2 = 0,3$, $\mu = 0,043$: ԴՆԳ-ի և լուսատարի երկարությունները՝ $Z = 6$, $f = 3$ համապատասխանաբար:

Արդյունքները: Նկարի ա, բ-ում պատկերված 1 և 2 կորերի համեմատումից երևում է, որ դիսպերսիոն ռեժիմում ԴՆԳ-ի երրորդ կարգի դիսպերսիայի հետևանքով առաջացած ասիմետրիկ դեֆորմացիաները ժամանակային և սպեկտրալ պատկերներում ավելի թույլ են արտահայտված, քան ոչ գծային ռեժիմում: Երկրորդ կարգի դիսպերսիան լուսատարում ոչ միայն հարթեցնում է պատկերը, այլ նաև նվազեցնում է (10–20%) սպեկտրալ սեղմման չափը, իսկ երրորդ կարգի դիսպերսիան ազդեցություն չի ունենում այդ գործընթացի վրա: Նրա ազդեցությունը սկսում է ի հայտ գալ f -ի մեծ արժեքների դեպքում սպեկտրի ոչ գծային հարստացման ժամանակ: Բարձր կարգի ոչ գծային գործոնները իրենց ազդեցությունը թողնում են ինքնազդեցության առաջին իսկ փուլում: Լուսատարում ոչ գծայնության էլեկտրոնային բնույթի շնորհիվ ոչ գծային արձագանքը գրեթե ակնթարթային է՝ $\tau_R = 3 \text{ ֆՎ}$ [9]: μ_2

գործակցի փոքրության պատճառով նրա ներդրումը նույնպես էական չէ: Լուսատարում ալիքային ոչ ստացիոնարությունը հանգեցնում է ինպուլսի գազաթի ուշացման՝ ընդհուպ մինչև հարվածային ալիքի ձևավորում, միաժամանակ սպեկտրը ենթարկելով ասիմետրիկ դեֆորմացիայի՝ q և η : Այս գործոնի



ճառագայթման ինտենսիվության ժամանակային (a , q , b) և սպեկտրալ բաշխումները (p , η , q). կետերով՝ համակարգի սուտրում, գծիկներով՝ ԴՀԳ-ից հետո, հոծ գծով՝ համակարգի ելքում; 1-ը՝ սպեկտրալ սեղմման ոչ զծային, 2-ը՝ դիսպերսիոն ռեժիմներում: Բնութագրերի արժեքները a , p , q , η -ի համար ընտրվել են՝ $f=3$, $Z=6$, ոչ զծային ռեժիմում $R=12$, դիսպերսիոնում՝ $R=9$: ԴՀԳ-ում $\mu_1=0,4$, լուսատարում $\mu_1=\mu_2=\mu=0$ (a , p), ԴՀԳ-ում $\mu_1=0$, լուսատարում $\mu_1=\mu_2=0$, $\mu=0,1$ (q , η), $R=39$, $f=3$, $Z=12$, ԴՀԳ-ում $\mu_1=0,4$, լուսատարում $\mu_1=\mu_2=\mu=0$ (b , q):

ազդեցությունը տեսանելի դարձնելու համար նկարում ցուցադրված է $\mu = 0,1$ դեպքը ($\Delta t = 10 - 20$ ՖՄ): Լուսատարում երկրող կարգի դիսպերսիայի ազդեցությունը նվազում է՝ ընդհուպ մինչև լրիվ վերացում, երբ մեծացնում ենք ԴՀԳ-ի բազան [8]: Պարզվում է, որ նույն կերպ խուսափել բարձր կարգի գործոններից չի հաջողվում ստացված կորերը ունենում են թույլ, սակայն

նկատելի ասիմետրիկություն: ԴՀԳ-ի բազայի մեծ արժեքների դեպքում մեծանում է նրա երրորդ կարգի դիսպերսիայի ազդեցությունը (t, q): Բացի ասիմետրիկ դեֆորմացիայից, իմպուլսի սպեկտրում նկատվում է մահ հաճախականային շեղում՝ զազաթը կենտրոնից շեղվում է:

Եզրակացություն: Ազդակների տևողությունների ֆեմտովայրկյանային տիրույթում առկա են բարձր կարգի դիսպերսիոն և ոչ գծային գործոնները. ԴՀԳ-ում երրորդ կարգի դիսպերսիայի ներդրումը նկատելի է տևողությունների ~ 50 ֆս/ տիրույթում: Նրա ազդեցությունը նվազում է լուսատարի երկրորդ կարգի դիսպերսիայի առկայության դեպքում: Լուսատարում բարձր կարգի ֆիզիկական գործոններից էական ներդրում ունի ալիքային ոչ ստացիոնարությունը, որը նկատելի է տևողությունների ավելի կարճ տիրույթում՝ 10–20 ֆս:

Հեղինակը շնորհակալություն է հայտնում Գ. Լ. Եսայանին և Լ. Խ. Մուրադյանին աշխատանքի նկատմամբ հատուկ ուշադրության և արդյունավետ քննարկումների համար:

Գերարագ օպտիկայի լաբորատորիա

Ստացվել է 09.07.2004

Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

1. Маркарян Н.Л., Мурадян Л.Х. – Квант. Электрон., 1995, т. 22, № 7, с. 695–697.
2. Mouradian L.Kh., Zohrabyan A.V., Ninoyan V.J., Kutuzian A.A., Froehly C., Louradour F., Barthelemy A. – SPIE Proc., 1998, v. 3418, p. 78–85.
3. Mouradian L.Kh., Froehly C., Louradour F., Barthelemy A. – IEEE J. Quantum Electronics, 2000, v. 36, № 7, p. 795–801.
4. Кутузьян А.А., Киракосян А.А., Мурадян Л.Х. – Изв. НАН РА, Физика, 2002, т. 37, № 6, с. 350–353.
5. Kutuzyan A.A., Mansuryan T.G., Kirakosyan A.A., Mouradian L.Kh. – SPIE Proc., 2003, v. 5135, p. 156–160.
6. Маркарян Н.Л., Мурадян Л.Х. – Квант. Электрон., 1991, т. 18, № 7, с. 865–867.
7. Kutuzian A.A., Mouradian L.Kh., Zadoyan R., Apkarian A.V. Digest of International Conference Lasers '97, FC9, New Orleans, USA, 1997.
8. Кутузьян А.А., Манукян Г.С., Есаян Г.Л., Мурадян Л.Х. – Изв. НАН РА, Физика, т. 39, № 5, с. 310–314.
9. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. San Diego, Calif.: Academic, 1995.

А. А. КУТУЗЯН

СПЕКТРАЛЬНАЯ КОМПРЕССИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Резюме

Исследовано влияние дисперсионных и нелинейных эффектов высшего порядка на процесс спектральной компрессии. Показано, что влияния этих эффектов проявляются в области длительностей ≤ 50 фс.

A. A. KUTUZIAN

SPECTRAL COMPRESSION OF FEMTOSECOND PULSES

Summary

The influence of high-order dispersion and nonlinear effects on the spectral compression process is studied. This influence is revealed in the ≤ 50 fs time scale.