

Simulation des Feldes eines ultrakurzen Pulses im Fokus eines hochaperturigen optischen Systems

Norbert Lindlein^{*****}, Aaron Webster^{*****}, Wolfgang Iff^{***}

^{*}Institut für Optik, Information und Photonik, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

^{**}Graduate School in Advanced Optical Technologies (SAOT), Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

^{***}International Max Planck Research School Optics and Imaging

<mailto:norbert.lindlein@physik.uni-erlangen.de>

Die elektrische und magnetische Feldstärke eines Pulses im Fokus eines hochaperturigen optischen Systems werden mittels Zerlegung in monochromatische Fourier-Komponenten berechnet. Das Debye-Integral und Raytracing erlauben dabei die Bestimmung der einzelnen Fourier-Komponenten im Fokus unter Berücksichtigung der Polarisierung.

1 Einführung

Ultrakurze optische Pulse können zur Erzeugung extrem hoher Feldstärken genutzt werden, wenn sie mit einem hochaperturigen optischen System fokussiert werden. Eine Abschätzung für die Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke \hat{E} von der Pulsenergie W , Pulsdauer T , numerischen Apertur NA des optischen Systems und Wellenlänge λ liefert:

$$\hat{E} \approx \frac{NA}{\lambda} \sqrt{\frac{2W}{c\epsilon_0 T}} \quad (1)$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Hierbei wurde vereinfachend angenommen, dass es sich um einen Rechteck-Puls handelt, und die Feldstärke wurde innerhalb der Airy-Disc gemittelt, da hier nur die Proportionalitäten interessant sind. Insbesondere zeigt diese Abschätzung, dass die elektrische Feldstärke proportional zur numerischen Apertur NA ist und umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Pulsdauer T . Ultrakurze und hochaperturige Pulse erlauben deshalb schon bei mäßig großen Pulsenergien extrem hohe Feldstärken. Für $T=50$ fs, $NA=1.0$, $W=1$ mJ und $\lambda=0.5$ μm ergibt sich z.B. $\hat{E} \approx 8 \cdot 10^{12}$ V/m, was um etwa eine Größenordnung über der Ionisierungsschwelle von Wasserstoff liegt.

In realen optischen Systemen müssen dazu aber sowohl monochromatische als auch chromatische Aberrationen berücksichtigt werden. Bei hoher numerischer Apertur ist außerdem die Polarisierung des einfallenden Pulses eine weitere wichtige Größe.

Hier wird ein Simulationsverfahren vorgestellt, das mit Hilfe der Zerlegung in monochromatische Fourier-Komponenten die Bestimmung der elektrischen und magnetischen Feldstärke eines Pulses

im Fokus eines hochaperturigen optischen Systems erlaubt, indem das Debye-Integral und Raytracing zur Berechnung der einzelnen Fourier-Komponenten verwendet werden. Bedingt durch die Berechnungsmethode ist dieses Verfahren auf lineare Medien beschränkt, wobei in der Nähe des Fokus eine Kombination mit anderen Verfahren denkbar ist, so dass dort auch nichtlineare Effekte betrachtet werden könnten.

Das Verfahren und erste Simulationsergebnisse werden vorgestellt.

2 Verfahren

Der einfallende Puls wird zuerst mittels einer Fourier-Transformation in seine Frequenzkomponenten der Frequenz $\nu=c/\lambda$ zerlegt. Die optischen Weglängen und Amplituden der einzelnen Frequenz-Komponenten werden bis zur sogenannten Fokalsphäre mittels ray tracing (unter Berücksichtigung der Polarisierung) berechnet. Dabei ist die Fokalsphäre eine Kugelschale, die konzentrisch um den paraxialen Fokus der Schwerpunktswellenlänge liegt und deren Krümmungsradius gleich der Brennweite f des optischen Systems ist. Beugungseffekte bis zur Fokalsphäre werden dabei vernachlässigt, was aber bei makroskopischen optischen Systemen mit guter Näherung erlaubt ist, wenn die numerische Apertur nicht extrem klein ist (und wir interessieren uns hier gerade für hohe NA s). Die elektrische (und analog magnetische) Feldstärke jeder Frequenzkomponente im Fokus $\tilde{E}_{Fokus}(\underline{r}, \nu)$ wird mittels des Debye-Integrals berechnet [1]:

$$\tilde{E}_{Fokus}(\underline{r}, \nu) = \frac{\exp(ikf)}{i\lambda f} \iint_{Fokalsphäre} \tilde{E}(\underline{r}', \nu) \exp(i\mathbf{k} \cdot \underline{r}) dF \quad (2)$$

Hierbei ist $\tilde{E}(\underline{r}', \nu)$ die (komplexe) elektrische Feldstärke auf der Fokalsphäre und $\underline{k} = k\underline{N}$ ($|\underline{N}|=1$) ist der Wellenvektor jeder Planwelle längs eines geometrisch optischen Strahls, der von der Fokalsphäre zum Fokus zeigt (siehe Abb. 1).

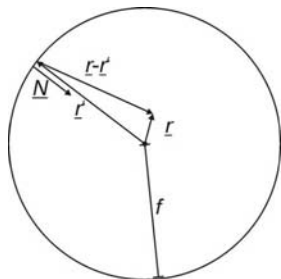


Abb. 1 Koordinatensystem mit Ursprung im Zentrum der Fokalsphäre.

Eine Abschätzung mit Hilfe des Kirchhoff'schen Beugungsintegrals ergibt, dass diese Näherung erlaubt ist, solange für den Abstand $|\underline{r}'|$ des betrachteten Punktes vom Fokus gilt:

$$|\underline{r}'| \ll \sqrt{\lambda f} \quad (3)$$

Das zeitabhängige elektrische Feld im Fokus ergibt sich dann durch Überlagerung aller Frequenzkomponenten:

$$\underline{E}_{Fokus}(\underline{r}, t) = \text{Re} \left\{ \int \tilde{E}_{Fokus}(\underline{r}, \nu) \exp(-2\pi i \nu t) d\nu \right\} \quad (4)$$

Im Folgenden wird aber jeweils die Einhüllende des schnell oszillierenden elektrischen Feldes betrachtet:

$$|\underline{E}_{Fokus}(\underline{r}, t)|^2 = \left| \int \tilde{E}_{Fokus}(\underline{r}, \nu) \exp(-2\pi i \nu t) d\nu \right|^2 \quad (5)$$

Aufgrund des verwendeten ray tracings zur Berechnung jeder Frequenzkomponente werden monochromatische und chromatische Aberrationen berücksichtigt.

3 Erste Ergebnisse

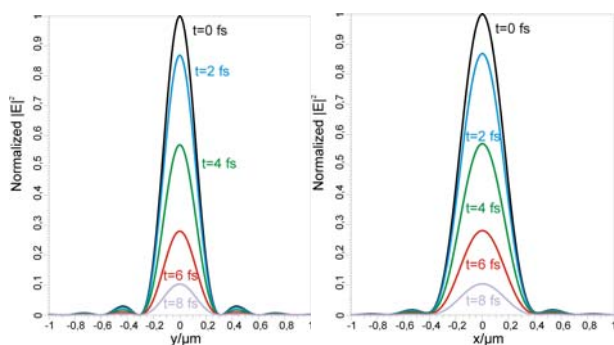


Abb. 2 Einhüllende des elektrischen Feldes im Fokus eines idealen aplanatischen Objektivs.

Abb. 2 zeigt die Einhüllende des Quadrats der elektrischen Feldstärke im Fokus eines idealen aplanatischen Objektivs mit $NA=0.9$ zu verschiedenen Zeiten t . Die Pulsdauer des gauß-förmigen Pulses ist 15 fs (Dauer zwischen Anstieg und Abfall der Feldstärke auf $1/e$ des Maximalwerts) und die Schwerpunktswellenlänge ist $\lambda_0=500$ nm. Die auf das Objektiv einfallende ebene Wellenfront ist in x-Richtung linear polarisiert, so dass sich im Fokus eine Unsymmetrie zwischen einem Schnitt längs der x-Achse bzw. der y-Achse ergibt.

Interessant ist auch ein Vergleich zwischen dem monochromatischen stationären Fall bei der Schwerpunktswellenlänge $\lambda_0=500$ nm und der Einhüllenden des Pulses zur Zeit $t=0$ fs, bei der das Maximum des Pulses durch den paraxialen Fokus geht (siehe Abb. 3).

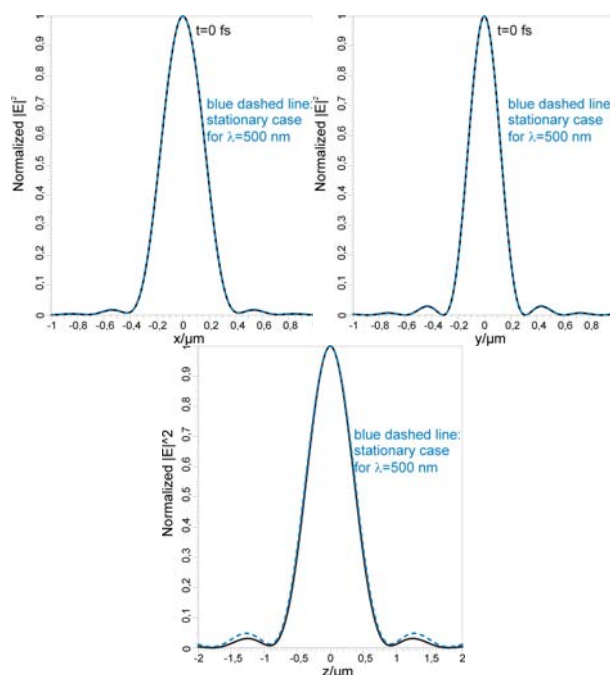


Abb. 3 Vergleich zwischen Puls (durchgezogene schwarze Linie) und monochromatischem Fall (blaue gestrichelte Linie) bei $\lambda_0=500$ nm. Schnitte längs der x-, y- und z-Achse (=optische Achse).

Längs der x- und der y-Achse ist praktisch kein Unterschied zwischen dem Puls und dem stationären Fall zu sehen. Nur längs der optischen Achse (z-Achse) zeigt der Puls niedrigere Nebenmaxima, da das Nebenmaximum etwa $z=1.25 \mu\text{m}$ vom Hauptmaximum entfernt liegt, wofür Licht eine Zeit $t=z/c=4.17$ fs benötigt. Da die volle Pulsdauer des Gauß-Pulses nur $T=15$ fs beträgt, also 7.5 fs zwischen Maximum und $1/e$ -Abfall von \tilde{E} , ist der Puls in den Nebenmaxima schon merkbar abgefallen.

Literatur

- [1] B. Richards, E. Wolf: Electromagnetic diffraction in optical systems II. Structure of the image field in an aplanatic system, Proc. R. Soc. A **253**, 358-379 (1959)