

УДК 535-14

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМНЫМИ СИСТЕМАМИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ОТНОШЕНИЯ ЧАСТОТ КОМПОНЕНТ ВОЗДЕЙСТВУЮЩИХ ДВУХЧАСТОТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЕЙ

© 2024 г. С. Ю. Стремоухов^{1, 2 *}

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Москва, Россия

² Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

* e-mail: sustrem@gmail.com

Поступила в редакцию 15.12.2023

После доработки 29.01.2024

Принята к публикации 26.02.2024

Исследована генерация терагерцового (ТГц) излучения атомными системами, взаимодействующими с фемтосекундными двухчастотными лазерными полями $(\omega_1 + \omega_2)$, образованными фундаментальной гармоникой лазерного источника (ω_1) и излучением, частота которого варьировалась в широких пределах (ω_2) . Показано, что эффективность генерации ТГц излучения увеличивается при соотношении частот компонент двухчастотного поля $\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)$, близком (но не равном) 2, при котором разность $|\omega_2 - 2\omega_1|$ соответствует ТГц диапазону. Численный эксперимент проведен для лазерных источников, длина волны которых варьировалась от ближнего до дальнего инфракрасного диапазона.

DOI: 10.31857/S0367676524060156, EDN: PGCKZW

ВВЕДЕНИЕ

Генерация терагерцового (ТГц) излучения — одно из наиболее интенсивно исследуемых эффектов, происходящих при нелинейно-оптическом преобразовании мощного лазерного излучения в среде. Существует множество методов генерации ТГц излучения: от отрыва обычной клейкой ленты (генерация ТГц излучения происходит за счет ее трибозаряда при отрыве с последующим разрядом) до движения релятивистских электронов в лазерах на свободных электронах [1–7]. Среди этого многообразия лазерные методы генерации занимают особое положение, поскольку позволяют получить когерентное излучение, формируя компактный настольный источник [8].

Одним из перспективных способов получения ТГц излучения является нелинейно-оптическое преобразование излучения лазерного источника при распространении в газовых средах. Получающееся ТГц излучение имеет чрезвычайно широкий спектр (от 0.2 ТГц до >30 ТГц) [7]. Этим методом можно получить ТГц импульсы напряженностью порядка МВ/см [9] с линейной [10, 11] или эллиптической поляризацией [12]. Учитывая указанные преимущества, в настоящее время проводятся теоретико-экспериментальные исследования, направленные на поиск оптимальных параметров лазерного источника и среды

взаимодействия с целью повышения эффективности генерации ТГц излучения [13]. В частности, одним из исследуемых параметров является соотношение частот компонент двухчастотного поля $\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)$. До недавнего времени считалось, что ТГц излучение может быть эффективно получено только при использовании двухчастотной схемы, в которой $\frac{\omega_2}{\omega_1} = 2$. Такое соотношение частот возникает естественным образом при прохождении излучения лазерного источника через нелинейно-оптический кристалл [14]. С развитием исследований в данной области появилось предположение, что и другие частотные соотношения могут быть использованы для эффективной генерации ТГц излучения [15]. С тех пор ведётся активный поиск (экспериментально [16] и численно [17–19]) оптимального соотношения между частотами для эффективной генерации ТГц излучения.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию влияния параметра $\frac{\omega_2}{\omega_1}$ на эффективность генерации ТГц излучения атомными средами. Численные расчеты проведены для атома аргона и лазерных источников, длина волны которых варьировалась от ближнего до дальнего инфракрасного диапазона.

ТОК АТОМНОГО ОТКЛИКА

В [20—22] представлены основные положения развитого непerturbативного теоретического подхода к описанию отклика одиночного атома на воздействие интенсивного произвольно поляризованного многокомпонентного лазерного поля, который использовался для получения результатов настоящей работы. В рамках данного подхода предложен метод преобразования исходного нестационарного уравнения Шредингера, описывающего динамику изменения волновой функции $(\psi(\vec{r}, t))$ валентного электрона в дорелятивистском приближении, в систему уравнений для амплитуд населенностей уровней атома $a_{n_1 l_1 m_1}$.

Динамика амплитуд населенностей уровней атома может быть использована для расчета спектра тока атомного отклика:

$$\vec{J}(t) = i \sum_{n_1, l_1, m_1, n_2, l_2, m_2} \sum_{n_3, l_3, m_3, n_4, l_4, m_4} a_{n_1 l_1 m_1}^*(t) a_{n_2 l_2 m_2}(t) \times \frac{(E_{n_3 l_3} - E_{n_4 l_4})}{\hbar} \times (1) \\ \times \langle n_1 l_1 m_1 | V^{-1} | n_3 l_3 m_3 \rangle \langle n_3 l_3 m_3 | \vec{d} | n_4 l_4 m_4 \rangle \times \langle n_4 l_4 m_4 | V | n_2 l_2 m_2 \rangle,$$

где $\vec{d}$ — оператор дипольного момента, а $E_{n_3 l_3}$ — значение энергии уровня атома, соответствующего набору квантовых чисел: n_3 — главное квантовое число, l_3 — орбитальное квантовое число, m_3 — проекция орбитального квантового числа, $\langle n_3 l_3 m_3 | \hat{V} | n_2 l_2 m_2 \rangle$ — матричные элементы оператора $\hat{V} = \exp\left(-i \frac{q}{\hbar c} \vec{A}(t) \vec{r}\right)$, связывающего волновые функции — точные решения краевой задачи свободного атома и краевой задачи «об атоме в поле», гамильтониан которой совпадает с гамильтонианом исходного нестационарного уравнения Шредингера [20, 21]. Эти матричные элементы, рассчитанные с использованием ортонормированного базиса водородоподобных волновых функций [23], являются нелинейными функциями параметров лазерного поля. Управляющим параметром является $\mu_0 = \frac{e A_0 a_B}{\hbar c}$ (A_0 и a_B , соответственно, амплитуда векторного потенциала лазерного излучения и боровский радиус).

Необходимость расчета тока атомного отклика (1) обусловлена тем, что его спектр в дальней зоне совпадает со спектром поля генерируемого излучения [23].

Для расчета системы уравнений для амплитуд населенностей уровней, а также спектра тока атомного отклика необходимо определить модельную структуру уровней атома. В настоящей работе исследовался отклик атома аргона, модельная структура уровней которого описана в [24], которая также

использовалась для изучения генерации ТГц излучения газовой средой в условиях квази-фазового согласования [25].

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ЗНАЧЕНИЙ $\frac{\omega_2}{\omega_1}$

Проведены исследования генерации ТГц излучения в двухчастотных лазерных полях, образованных лазерных линейно поляризованными компонентами, направления поляризации которых совпадают, при вариации соотношения частот $\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)$ осциллирующих полей. Для этого фиксировалась часть параметров поля, которое представлялось в виде $\mu(t) = \mu_{01} e^{-\left(\frac{t-t_{01}}{\tau_1}\right)^2} \cos(\omega_1 t) + \mu_{02} e^{-\left(\frac{t-t_{02}}{\tau_2}\right)^2} \cos(\omega_2 t)$, ($\mu_{01} = 0.1, \mu_{02} = 0.0147, t_{02} - t_{01} = 0$), при этом расчеты проводились для нескольких значений длин волн лазерного источника, длительность импульса была также зафиксирована (в количествах осцилляций поля $\tau_1 = \tau_2 = 10T_\lambda$, T_λ — период осцилляций поля). Результаты расчетов представлены на рис. 1. Видно, что эффективность генерации ТГц излучения существенно (почти на 2 порядка) возрастает при отклонении частоты второй компоненты двухчастотного поля от величины $\omega_2 = 2\omega_1$, при условии, что модуль разности частоты второй компоненты и удвоенной частоты первой гармоники лазерного источника лежит в ТГц диапазоне. В этом случае, генерируется ТГц излучение на указанной разностной частоте $|\omega_2 - 2\omega_1|$.

Причину генерации на разностной частоте можно продемонстрировать из анализа матричных элементов оператора $\hat{V}$ и тока атомного отклика (1). В слабых лазерных полях преимущественно заселено основное состояние атома [21] (у атома аргона таким состоянием является уровень 3p), поэтому атомный ток (1) имеет вид

$$\vec{J}(t) \simeq i \sum_{n_3, l_3, m_3, n_4, l_4, m_4} a_{3p}^*(t) a_{3p}(t) \frac{(E_{n_3 l_3} - E_{n_4 l_4})}{\hbar} \times \langle 3p | V^{-1} | n_3 l_3 m_3 \rangle \langle n_3 l_3 m_3 | \vec{d} | n_4 l_4 m_4 \rangle \langle n_4 l_4 m_4 | V | 3p \rangle.$$

В этом случае наибольший вклад при расчете тока атомного отклика будет давать матричный элемент дипольно-разрешенного перехода 3p-4s:

$$V_{3p4s}(t) = \frac{-442368\sqrt{2}\mu(t)}{(49 + 144\mu(t)^2)^7} \times (16807 - 98784\mu(t)^2 + 62208\mu(t)^4) \times (91 + 576\mu(t)^2(-13 + 36\mu(t)^2)). \quad (2)$$

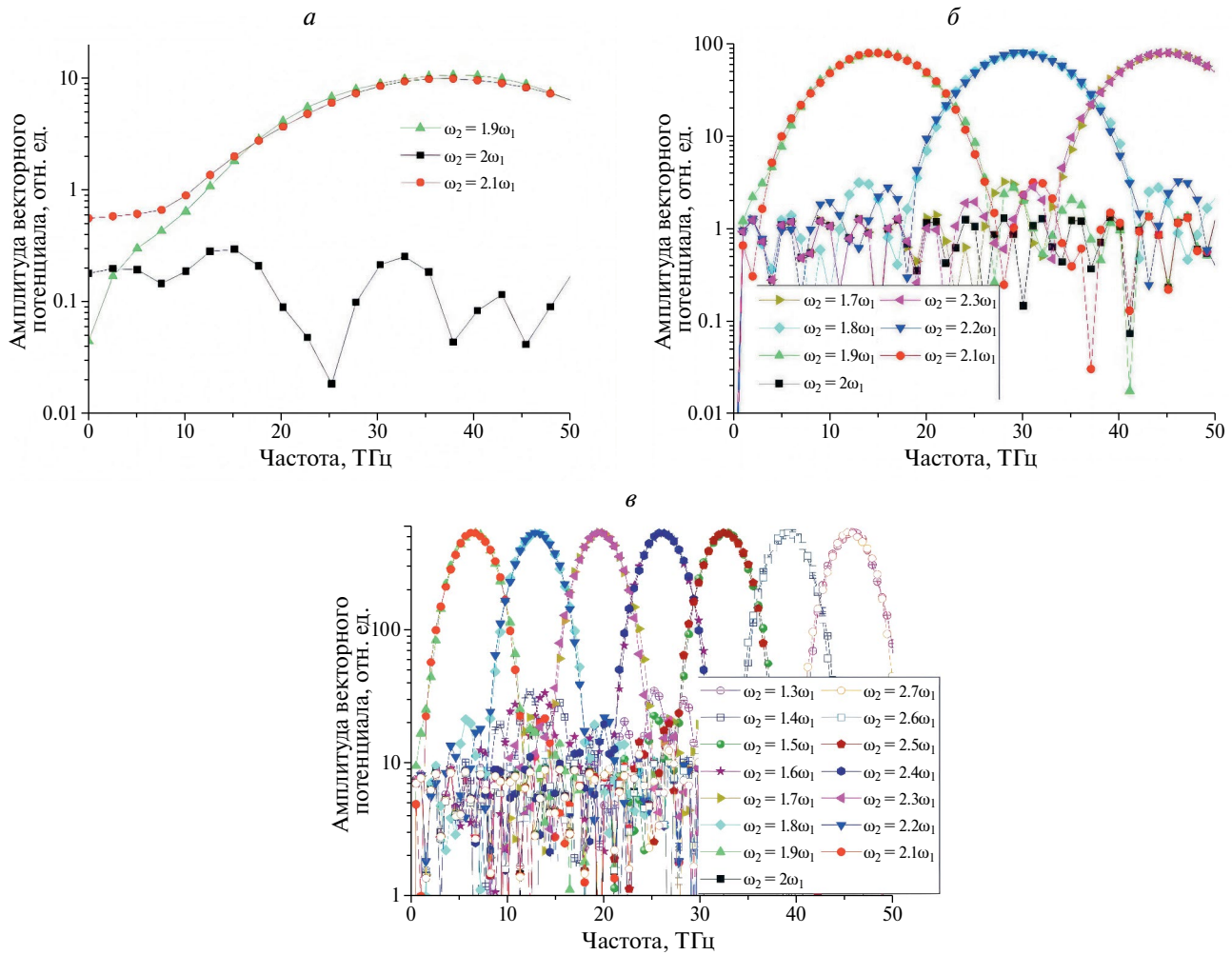


Рис. 1. ТГц части фотоэмиссионных спектров отклика атома аргона, взаимодействующего с двухчастотным лазерным полем, образованным линейно поляризованными первой гармоникой лазерного источника и излучением на заданной частоте, рассчитанная для различных значений соотношений частот компонент поля. Расчет проведен для $\lambda = 800$ нм (а), $\lambda = 2000$ нм (б), $\lambda = 4600$ нм (в). Остальные параметры поля имеют вид $\mu_0 = 0.1$, $\mu_2 = 0.0147$, $t_2 - t_0 = 0$, $\theta_0 = 0$, $\tau_1 = \tau_2 = 10T_\lambda$.

Положим для простоты $\mu(t) = \mu_0 \cos(\omega_1 t) + \mu_2 \cos(\omega_2 t)$. Оператор $\hat{V}$ можно представить в виде следующей суммы:

$$\hat{V} = e^{-i \frac{q}{\hbar c} \vec{A}(t) \vec{r}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \left(\frac{q \vec{A} \vec{r}}{\hbar c} \right)^n.$$

Рассчитаем матричные элементы $\langle 3s | r^n | 4p \rangle$ и получим следующее выражение для (2):

$$V_{3p4s}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i(-1 + (-1)^n)(-i\mu(t))^n}{31104\sqrt{2}(2+n)n!} \times 2^{15+2n} 3^{6+n} 7^{-8-n} (-91 + n(277 + 9n(29 + n(9 + 2n)))) \Gamma(4+n). \quad (3)$$

Подставив явный вид $\mu(t)$, проведем суммирование первых 9 слагаемых (3) и выделим отдельно часть матричного элемента на частоте $|\omega_2 - 2\omega_1|$:

$$V_{3p4s} \approx -1.42 \cdot 10^{-5} \mu_0^2 \mu_2 \cdot (-8084167 + 514982160 \mu_0^2 + 480(167203440 \mu_0^6 + 270 \mu_0^4 (-99911 + 1548180 \mu_0^2) + 135 \mu_0^4 (-99911 + 9495504 \mu_0^2) + \mu_0^2 (715253 + 540 \mu_0^2 (-99911 + 3096360 \mu_0^2)))) \cos(\omega_2 - 2\omega_1)t + B_1 \cos(3\omega_2 - 6\omega_1)t + B_2 \cos(2\omega_2 - 3\omega_1)t + B_3 \cos \omega_0 t + \dots$$

Видно, что излучение на частоте $|\omega_2 - 2\omega_1|$ существует в фотоэмиссионных спектрах отклика атома при любых ненулевых значениях μ_1 и μ_2 . Легко показать, что и спектр суммарного тока атомного отклика также будет иметь компоненту на данной частоте.

Проведенные исследования для серии длин волн лазерного источника при фиксированном значении соотношения частот $\frac{\omega_2}{\omega_1} = 1.9$ демонстрируют, что амплитуда генерируемого ТГц излучения линейно

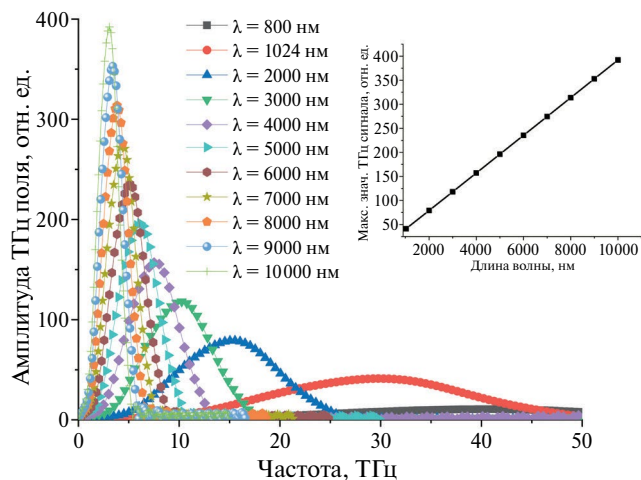


Рис. 2. Первый пик ТГц части фотоэмиссионных спектров отклика атома аргона, взаимодействующего с двухчастотным лазерным полем, образованным линейно поляризованными первой гармоникой лазерного источника и излучением на заданной частоте, рассчитанный для $\omega_2/\omega_1 = 1.9$ и нескольких значений длин волн. Остальные параметры поля имеют вид: $\mu_{01} = 0.1$, $\mu_{02} = 0.0147$, $t_{02} - t_{01} = 0$, $\theta_0 = 0$, $\tau_1 = \tau_2 = 10T_\lambda$. Вставка: зависимость максимальной величины первого пика ТГц излучения от длины волны.

возрастает при увеличении длины волны лазерного источника (см. рис. 2). При этом, спектральная ширина импульса ТГц излучения уменьшается с возрастанием длины волны излучения. Это связано с увеличением длительности импульса взаимодействующего поля при возрастании длины волны (поскольку в численных расчетах она определялась через период осцилляций поля (см. выше). Таким образом, источники длинноволнового излучения [26] могут быть удобными с точки зрения создания мощных перестраиваемых по частоте ТГц импульсов. Действительно, благодаря малой частоте излучения область вариации соотношения частот ω_2/ω_1 , при которой модуль разности частоты второй компоненты и удвоенной частоты первой гармоники лазерного источника лежит в ТГц диапазоне, увеличивается (см. рис. 1в), что позволяет подстроить соотношение частот для генерации требуемого излучения с увеличенной (по сравнению с более коротковолновыми источниками) амплитудой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представлены результаты исследования генерации ТГц излучения в двухчастотных лазерных полях, образованных линейно поляризованными компонентами, направления поляризации которых совпадают, при вариации отношения частот осцилляций полей $\left(\omega_2/\omega_1\right)$. Продemonстрирована эффективная генерация излучения на разностной

частоте $|\omega_2 - 2\omega_1|$, которая позволяет увеличить амплитудные значения ТГц излучения (если указанная разность частот соответствует ТГц диапазону) на несколько порядков по сравнению с традиционно используемыми двухчастотными лазерными полями, образованными первой и второй гармониками лазерного источника. Показано, что эффективность генерации ТГц излучения линейно возрастает с увеличением длины волны лазерного источника. Таким образом, продемонстрированы преимущества использования фемтосекундных источников длинноволнового излучения для генерации импульсов ТГц диапазона как с точки зрения увеличения эффективности генерации, так и с точки зрения расширения спектра генерируемого излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Horvat J., Lewis R.A. // Optics Lett. 2009. V. 34. No. 14. P. 2195.
2. Knyazev B.A., Kulipanov G.N., Vinokurov N.A. // Meas. Sci. Technol. 2010. V. 21. No. 5. Art. No. 054017.
3. Byrd J.M., Leemans W.P., Loftsdottir A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. No. 22. Art. No. 224801.
4. Pérez S., González T., Pardo D., Mateos J. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. No. 9. Art. No. 094516.
5. Ozyuzer L., Koshelev A.E., Kurter C. et al. // Science. 2007. V. 318. No. 5854. P. 1291.
6. Williams B.S. // Proc. ACP. 2008. Art. No. SuG3.
7. Kim K.Y., Taylor A.J., Glowina J.H., Rodriguez G. // Nature Photonics. 2008. V. 2. No. 10. P. 605.
8. Dai J., Karpowicz N., Zhang X.C. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. Art. No. 023001.
9. Clerici M., Peccianti M., Schmidt B.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. No. 25. Art. No. 253901.
10. Cook D.J., Hochstrasser R.M. // Optics Lett. 2000. V. 25. No. 16. P. 1210.
11. Xie X., Dai J., Zhang X.C. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. No. 7. Art. No. 075005.
12. Wang W., Gibbon M.P., Sheng Z.-M., Li Y.-T. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. No. 25. Art. No. 253901.
13. Andreev A.V., Angeluts A.A., Balakin A.V. et al. // IEEE Trans. Ter. Sci. Technol. 2020. V. 10. No. 1. P. 85.
14. Lambert G., Vodungbo B., Gautier J. et al. // Nature Commun. 2015. V. 6. P. 6167.
15. Wang W.M., Li Y.-T., Sheng Z.-M. et al. // Phys. Rev. E. 2013. V. 87. No. 3. Art. No. 033108.
16. Zhang L.L., Wang W.-M., Wu T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. No. 23. P. 235001.
17. Wang W.M., Sheng Z.-M., Li Y.-T. et al. // Phys. Rev. A. 2017. V. 96. No. 2. Art. No. 023844.

18. *Kostin V.A., Laryushin I.D., Silaev A.A., Vvedenskii N.V.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. No. 3. Art. No. 035003.
19. *Zhou Z., Iv Z., Zhang D. et al.* // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. No. 4. Art. No. 043422.
20. *Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A.* // Eur. Phys. J. D. 2012. V. 66. P. 16.
21. *Stremoukhov S., Andreev A., Vodungbo B. et al.* // Phys. Rev. A. 2016. V. 94. Art. No. 013855.
22. *Stremoukhov S.Yu.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 1. P. 38.
23. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика (нерелятивистская теория). М.: Физматлит, 2020.
24. *Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu.* // Phys. Rev. A. 2013. V. 87. Art. No. 053416.
25. *Стремоухов С.Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 6. С. 770; *Stremoukhov S.Yu.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 6. P. 646.
26. *Migal E., Pushkin A., Bravy B. et al.* // Optics Lett. 2019. V. 44. P. 2550.

Generation of Terahertz Radiation by Atomic Systems at Different Ratios of Frequencies between Components of Interacting Two-Color Laser Fields

S. Yu. Stremoukhov^{1, 2, *}

¹ *Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991, Russia*

² *National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182, Russia*

*e-mail: sustrem@gmail.com

The generation of terahertz radiation by atomic systems interacting with femtosecond two-color laser fields ($\omega_1 + \omega_2$) formed by the fundamental harmonic of a laser source (ω_1) and radiation with frequencies varying over a wide range (ω_2) is studied. It is shown that the efficiency of the generation of terahertz radiation grows when ratio $\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)$ of frequencies between components of the two-color field is close but not equal to 2, and difference $|\omega_2 - 2\omega_1|$ corresponds to the terahertz range. A numerical experiment is performed using laser sources with wavelengths from the near- to far-infrared range.