

Эффективная конверсия инфракрасных импульсов в терагерцовые в волноведущих полупроводниковых гетероструктурах

© В.А. Кукушкин[¶]

Учреждение Российской академии наук
Институт прикладной физики Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 6 мая 2009 г. Принята к печати 12 мая 2009 г.)

Показано, что применение волноведущей полупроводниковой гетероструктуры позволяет существенно увеличить степень конверсии мощного инфракрасного импульса в терагерцовый в процессе оптического выпрямления первого в среде с квадратичной нелинейностью диэлектрической проницаемости. На примере волноведущей гетероструктуры C/GaAs/C определены оптимальные параметры как самой структуры, так и инфракрасного импульса, а также вычислены длительность и форма выходного терагерцового импульса.

1. Введение

В последние годы импульсное электромагнитное излучение терагерцового (ТГц) диапазона частот находит все более широкое применение как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях, а также в многочисленных практических приложениях. Среди последних можно отметить неразрушающую диагностику непроводящих материалов и биологических тканей, спектроскопию органических молекул, электромагнитную терапию и др. Однако достаточно мощные, эффективные и компактные источники импульсов электромагнитного поля в этой частотной области до сих пор отсутствуют. Одним из наиболее перспективных путей их создания является оптическое выпрямление мощных импульсов инфракрасного (ИК) диапазона [1]. Данный процесс заключается в нелинейном смещении фурье-компонент каждого отдельного ИК импульса и генерации соответствующих разностных частот в средах с большой квадратичной нелинейностью диэлектрической проницаемости (например, в полупроводниках GaAs, GaP, ZnTe и др.), в результате чего формируются импульсы низкочастотного поля. Они имеют примерно ту же длительность τ , что и ИК импульсы, и при характерных $\tau \approx 10\text{--}100$ фс центральные частоты $\omega_{\text{THz}} \approx 1/\tau$ их спектров лежат в ТГц диапазоне. При этом для эффективной генерации ТГц импульсов необходимо, чтобы длина когерентности $L_c \equiv \pi c / (\omega |n_{pg} - n(\omega)|)$, на которой происходит эффективное взаимодействие фурье-компонент ИК импульса [2], была больше наименьшей из длин, определяемых расплыванием ИК импульса за счет дисперсии его групповой скорости и линейным поглощением ТГц импульса решеткой кристалла (см. далее). В формуле для L_c величина c — скорость света в вакууме, $n_{pg} \equiv c/v_{pg}$, где $v_{pg} \equiv (\partial k / \partial \omega)_{\omega=\omega_p}^{-1}$ — групповая скорость ИК импульса, $k \equiv \omega n(\omega)/c$ — волновые числа его фурье-компонент с частотами ω , $k_p \equiv k(\omega_p)$ и ω_p — несущие волновое число и частота ИК импульса, $n(\omega)$ — показатель преломления среды. В [3] было замечено, что в результате определенного выбора ω_p и τ можно добиться, чтобы

на центральной частоте ТГц импульса $L_c = \infty$, т.е. выполнялось условие фазового синхронизма

$$n_{pg} = n(\omega_{\text{THz}}) \equiv n_{\text{THz}}. \quad (1)$$

Для наиболее распространенных сред, используемых для оптического выпрямления (в том числе для полупроводниковых кристаллов GaAs, рассматриваемых далее в качестве примера), соответствующие ω_p и τ отвечают несущей длине волны ИК импульса $\lambda_p \equiv 2\pi c / \omega_p \approx 1$ мкм и длительности ~ 100 фс. Вследствие слабой дисперсии показателя преломления таких сред в ТГц диапазоне L_c может быть достаточно большой (в указанном выше смысле) для всего спектра ТГц импульса [4], что и обеспечивает эффективность его генерации.

Однако одним из недостатков этого метода является малая степень конверсии η (определяемая как отношение энергии выходного ТГц импульса к энергии входного ИК импульса) и, как следствие, малая мощность выходного ТГц импульса. Характерные значения η оказываются меньше 0.1% (см., например, [5], где было достигнуто одно из рекордных значений $\eta = 5 \cdot 10^{-4}$). Очевидные пути увеличения η — это повышение пиковой мощности ИК импульсов (что интенсифицирует нелинейное взаимодействие их фурье-гармоник) и протяженности нелинейной среды, где происходит их выпрямление.

К сожалению, последний метод перестает быть эффективным, когда толщина полупроводникового кристалла превышает $L_a \equiv 1/\beta_1$, где β_1 — линейный коэффициент поглощения ТГц излучения кристаллической решеткой, или величину $L_{\text{GVD}} \equiv \tau^2 / |\partial^2 k / \partial \omega^2|_{\omega=\omega_p}$, определяемую дисперсией групповой скорости (ДГС) ИК импульса и шириной его спектра $\sim 1/\tau$. На больших длинах конверсия перестает быть эффективной или вследствие поглощения ТГц импульса, или вследствие ДГС ИК импульса, приводящей к его расплыванию и в результате этого к уменьшению мощности и интенсивности нелинейного взаимодействия его фурье-компонент. Таким образом, $L \equiv \min(L_a, L_{\text{GVD}})$ определяет верхний предел на толщину полупроводникового кристалла, превышение

[¶] E-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

которого не ведет к существенному росту η . Используя приближенные формулы для частотной зависимости показателя преломления и β_1 GaAs из [6,7], легко найти, что $L_a \approx 2.39$ см и существенно превышает $L_{GVD} \approx 0.19$ см. Таким образом, увеличение толщины кристалла GaAs сверх $L = 0.19$ см не приводит к существенному росту η .

Увеличение пиковой мощности ИК импульсов начиная с некоторого ее значения также становится неэффективным, так как при указанных выше оптимальных $\lambda_p \approx 1$ мкм такое увеличение приводит к быстрому росту коэффициента затухания ИК импульсов с расстоянием вследствие двух- и трехфотонного поглощения (2ФП и 3ФП соответственно). Эти процессы, кроме того, приводят к генерации свободных носителей — электронов и дырок, из-за взаимодействия с которыми поглощается генерируемый ТГц импульс. Рассмотрим указанные эффекты количественно на основе уравнения для пространственной зависимости интенсивности ИК импульса, I_p , в случае 2ФП и 3ФП:

$$dI_p/dz = -\beta_2 I_p^2 - \beta_3 I_p^3, \quad (2)$$

где β_2 и β_3 — коэффициенты 2ФП и 3ФП соответственно. Из (2) очевидно, что нелинейное поглощение ИК импульса становится существенным, когда пиковое значение I_p , $I_{p \max}$, превышает меньшую из величин $1/(\beta_2 L)$ и $1/\sqrt{\beta_3 L}$. Для больших $I_{p \max}$ вследствие 2ФП или 3ФП эффективная длина нелинейного взаимодействия фурье-гармоник ИК импульса становится меньше L и падает как $1/I_{p \max}$, если $1/\beta_2 L < 1/\sqrt{\beta_3 L}$ (доминирует 2ФП) или $1/I_{p \max}^2$, если $1/\sqrt{\beta_3 L} < 1/\beta_2 L$ (доминирует 3ФП). Так как η пропорциональна $I_{p \max}$, умноженному на эффективную длину нелинейного взаимодействия во второй или первой степени для широко- или узкополосного фазового синхронизма соответственно [4], η остается постоянной или даже снижается при дальнейшем росте $I_{p \max}$. Для GaAs при $\lambda_p \approx 1$ мкм $1/\beta_2 L < 1/\sqrt{\beta_3 L}$, т.е. доминирует 2ФП [4], и используя β_2 , приведенную в [8], легко показать, что максимальная $I_{p \max}$ равна $4.5 \cdot 10^8$ Вт · см⁻².

Как было сказано выше, другой процесс, который ограничивает рост η с увеличением $I_{p \max}$ — это затухание ТГц импульса из-за поглощения на свободных носителях, генерируемых за счет 2ФП и 3ФП ИК импульса. Концентрации свободных электронов и дырок, $N_{e,h}$, должны быть равны из соображений квазинейтральности и для GaAs, где доминирует 2ФП, оцениваются как $N_{e,h} \approx \beta_2 I_{p \max}^2 \tau / 2\hbar\omega_p$. Свободные электроны и дырки приводят к появлению дополнительной проводимости кристалла и соответствующей модификации его диэлектрической проницаемости (см., например, [9]). В результате в пренебрежении убылью $N_{e,h}$ за счет электронно-дырочной рекомбинации, которая происходит на временах ~ 1 нс, значительно больших, чем длительности ИК и ТГц импульсов, легко оценить коэффициент поглощения на

свободных носителях ТГц импульса β_{FCA} . Используя данные из [10], легко видеть, что для GaAs длина поглощения на свободных носителях, $1/\beta_{FCA}$, при $\tau \approx 300$ фс сравнивается с L , когда $I_{p \max}$ достигает величины $1.9 \cdot 10^8$ Вт · см⁻². Для больших $I_{p \max}$ длина эффективной генерации ТГц импульса $1/\beta_{FCA}$ становится меньше L и падает как $1/I_{p \max}^2$. В результате, аналогично сказанному в предыдущем абзаце, дальнейшее увеличение $I_{p \max}$ ведет не к росту, а к падению η . Таким образом, для GaAs поглощение на свободных носителях ТГц импульса оказывается более ограничительным и устанавливает меньшую верхнюю границу на $I_{p \max}$, чем 2ФП.

Используя найденную таким образом предельную $I_{p \max} = 1.9 \cdot 10^8$ Вт · см⁻² и взяв нелинейную восприимчивость второго порядка для GaAs из [8,11], легко вычислить максимально возможную η в GaAs. Применяя формулу, полученную в [12] для широкополосного фазового синхронизма, когда η максимальна, и модифицируя ее для случая гауссова ИК импульса, легко найти, что максимальная η весьма мала и равна $7 \cdot 10^{-6}$. Согласно сказанному выше, она не может быть увеличена ни путем использования более толстого кристалла, ни путем повышения пиковой мощности ИК импульсов.

В настоящей работе предложен метод, позволяющий существенно повысить η по сравнению с вышеприведенной величиной. Он основан на применении для оптического выпрямления ИК импульсов пластинки из полупроводникового кристалла GaAs, покрытой слабопоглощающими в ТГц диапазоне алмазными пленками, т.е. гетероструктуры C/GaAs/C. Так как показатель преломления алмаза меньше, чем показатель преломления GaAs, такая структура будет служить волноводом как для ИК, так и для ТГц импульса. Выбирая определенным образом его параметры (т.е. толщины слоев), можно добиться выполнения указанного выше условия фазового синхронизма (1) (где теперь необходимо заменить n_{pg} , $n(\omega_{THz})$ и n_{THz} на вычисляемые с учетом волноводных эффектов величины \tilde{n}_{pg} , $\tilde{n}(\omega_{THz})$ и \tilde{n}_{THz}) при λ_p , значительно большей, чем в случае простого кристалла GaAs. В результате процессы 2ФП и 3ФП (и, как следствие, поглощение на свободных носителях ТГц импульса) оказываются несущественными, и снимаются все установленные выше ограничения на $I_{p \max}$. Это означает, что становится возможным обеспечить рост η за счет увеличения $I_{p \max}$. Более того, можно добиться, чтобы (1) выполнялось при такой λ_p ИК импульса, при которой его ДГС равна нулю. В результате можно более чем на порядок повысить предельную длину оптического выпрямления L , поскольку, как было сказано выше, для обычного кристалла GaAs она определяется ДГС ИК импульса, т.е. $L = L_{GVD} = 0.19$ см, а для C/GaAs/C волновода с нулевой ДГС $L = L_a > 10L_{GVD}$. Такое резкое увеличение эффективной длины нелинейного взаимодействия фурье-гармоник ИК импульса также ведет к сильному росту η .

2. Оптическое выпрямление инфракрасных импульсов в волноводе C/GaAs/C

Для вычисления параметров волновода C/GaAs/C и ИК импульсов, оптимальных для конвертации последних в ТГц импульсы, рассмотрим слой GaAs толщиной $2a$ и шириной $2b \gg 2a$, покрытый с обеих сторон толстыми алмазными пленками (рис. 1). Вследствие условия $2b \gg 2a$ в дальнейшем будет считаться, что данный волновод поддерживает такую же модовую структуру, как если бы он был бесконечно широк вдоль y . Для определенности далее будет считаться, что как ИК, так и ТГц импульсы распространяются в нем в форме наименьшей симметричной ТЕ-моды [13] (см. обсуждение этого предположения в Заключение). Запишем комплексные амплитуды $\tilde{\mathbf{E}}$ и $\tilde{\mathbf{B}}$ электрического, \mathbf{E} , и магнитного, \mathbf{B} , полей этой моды в виде $\tilde{\mathbf{E}} \equiv \mathbf{Ae}$ и $\tilde{\mathbf{B}} \equiv \mathbf{Ab}$, где \mathbf{e} и \mathbf{b} — безразмерные комплексные амплитуды, определяющие структуру моды. Согласно [13], в GaAs и в нанесенных на него алмазных пленках они даются соответственно следующими выражениями:

$$e_y = \cos(gx) \exp(ihz), \quad b_x = -\bar{n} \cos(gx) \exp(ihz),$$

$$b_z = i(gc/\omega) \sin(gx) \exp(ihz); \quad (3)$$

$$e_y = \cos(ga) \exp[-p(|x| - a) + ihz],$$

$$b_x = -\bar{n} \cos(ga) \exp[-p(|x| - a) + ihz],$$

$$b_z = (igc/\omega) \sin(gxa/|x|) \exp[-p(|x| - a) + ihz]. \quad (4)$$

Здесь ω — частота фурье-компонент ИК или ТГц импульса, $h(\omega) = -h(-\omega)$ — волновое число моды, $\bar{n} \equiv hc/\omega$ — соответствующий показатель преломления. Величины h , g и p находятся из системы [13]

$$ga = \arctan(p/g), \quad h^2 + g^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon_{\text{GaAs}},$$

$$h^2 - p^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon_C, \quad (5)$$

где частотная зависимость диэлектрической проницаемости GaAs ($\varepsilon_{\text{GaAs}}$) и алмаза (ε_C), берется из [6,7]. Будем обозначать далее величины, относящиеся к ИК и ТГц импульсам, индексами p и ТГц соответственно. Полное электрическое поле ИК или ТГц импульса есть $\mathbf{E}_{p,\text{THz}} \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{E}}_{p,\text{THz}} \exp(-i\omega t) d\omega / 2\pi$. Далее будет считаться, что для ИК импульса коэффициент A_p дается формулой $A_p(\omega) = G(\omega - \omega_p) + G^*(-\omega - \omega_p)$, где $G(\omega)$ — узкая функция, с шириной $\sim 1/\tau \ll \omega_p$ вокруг нулевого значения ее аргумента, описывающая фурье-разложение медленно меняющейся огибающей ИК импульса. Так как $\omega_p \tau \gg 1$ и, следовательно, спектр ИК импульса узок, в дальнейшем будем пренебрегать различием в поперечной структуре моды для различных фурье-компонент ИК импульса и считать, что в уравнениях (3) и (4) для ИК импульса $\omega = \omega_p$ везде, кроме величины $h_p(\omega)$.

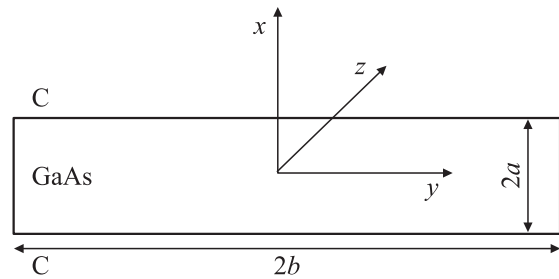


Рис. 1. Волновод C/GaAs/C и система координат, используемая в тексте.

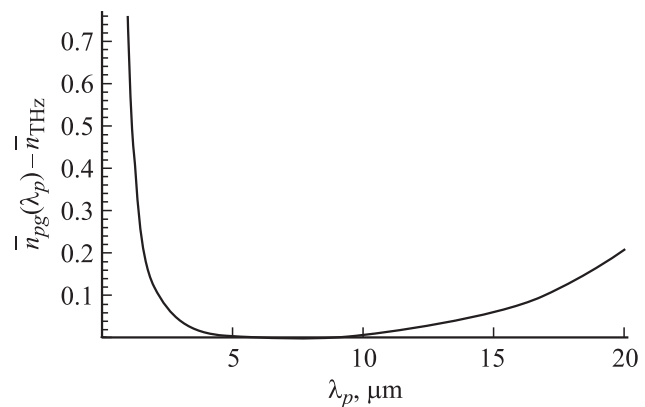


Рис. 2. Разность между \bar{n}_{pg} и показателем преломления на центральной частоте ТГц импульса, \bar{n}_{THz} , как функция несущей длины волны ИК импульса λ_p . Толщина слоя GaAs $2a = 74$ мкм.

Распространяясь в волноводе, ИК импульс создает низкочастотную нелинейную поляризацию с комплексной амплитудой [14]

$$\tilde{P}_i(\omega) = 2 \cos^2(g_px) \exp(i\omega \bar{n}_{pg} z/c) \chi_{i22}$$

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega') G^*(\omega' - \omega) d\omega' / 2\pi, \quad (6)$$

где $\bar{n}_{pg} \equiv c(\partial h_p / \partial \omega)_{\omega=\omega_p}$ — отношение скорости света в вакууме к групповой скорости ИК импульса в волноводе. В (6) пренебрегается частотной зависимостью нелинейной восприимчивости χ_{ijk} и принято, что ДГС ИК импульса, $(\partial^2 h / \partial \omega^2)_{\omega=\omega_p} \equiv (\partial \bar{n}_{pg} / \partial \omega)_{\omega=\omega_p} / c$, равна нулю. Это условие, так же как и условие фазового синхронизма $\bar{n}_{pg} = \bar{n}(\omega_{\text{THz}}) \equiv \bar{n}_{\text{THz}}$ для центральной частоты ТГц импульса $\omega_{\text{THz}} = 2\pi \cdot 10^{12}$ рад \cdot с $^{-1}$, может быть выполнено, как указывалось выше, при надлежащих параметрах волновода и ИК импульса. Они могут быть определены из численного решения системы (5) для ИК и ТГц импульсов. В результате можно показать, что для волноводной полупроводниковой гетероструктуры C/GaAs/C условие фазового синхронизма выполняется одновременно с условием равенства нулю ДГС ИК импульса, если толщина слоя GaAs равна 74 мкм и несущая длина волны ИК импульса $\lambda_p \approx 6$ мкм (рис. 2).

Поляризация (6) создает в волноводе плотность тока с комплексной амплитудой $\tilde{j}_i(\omega) = -i\omega\tilde{P}_i(\omega)$, которая и служит источником ТГц импульса. Согласно стандартной теории возбуждения волноводов [13], коэффициент $A_{\text{THz}}(\omega, z)$ дается формулой

$$A_{\text{THz}}(\omega, z) \equiv 2b \int_{-a}^a \int_0^z \tilde{j}_y e_{\text{THzy}}^* dx dz' / N_{\text{THz}} \\ = [-i\omega d_{\text{eff}} M z / (2\pi N_{\text{THz}})] \text{sinc}\{\omega[\bar{n}_{pg} - \bar{n}(\omega)]z/2c\} \\ \times \exp\{i\omega[\bar{n}_{pg} - \bar{n}(\omega)]z/2c\} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega') G^*(\omega' - \omega) d\omega', \quad (7)$$

$$M \equiv 2b \int_{-a}^a e_{py}^2(z=0) e_{\text{THzy}}(z=0) dx \\ = 2b \{ \sin(g_{\text{THz}} a) / g_{\text{THz}} + [2g_p \sin(2g_p a) \cos(g_{\text{THz}} a) - g_{\text{THz}} \cos(2g_p a) \sin(g_{\text{THz}} a)] / (4g_p^2 - g_{\text{THz}}^2) \} \quad (8)$$

— интеграл перекрытия плотности тока с ТГц модой, $\text{sinc}(x) \equiv \sin(x)/x$,

$$N_{\text{THz}} \equiv -(c/2\pi) 2b \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{e}_{\text{THz}}, \mathbf{b}_{\text{THz}}]_{z=0} \mathbf{z}^0 dx \\ = -(bc\bar{n}_{\text{THz}}/\pi) [a + \cot(g_{\text{THz}} a) / g_{\text{THz}}] \quad (9)$$

— норма ТГц моды, $d_{\text{eff}} = 2\chi_{222}$ — эффективная нелинейная восприимчивость второго порядка. С помощью простого, но несколько громоздкого геометрического анализа можно показать, что d_{eff} достигает своего максимального значения, если ось z параллельна направлению $\langle 112 \rangle$, а ось y — направлению $\langle \bar{1}\bar{1}1 \rangle$ в кристалле GaAs. Используя данные [11], легко найти, что при такой ориентации волновода для центральной длины волны ТГц импульса ~ 300 мкм величина $d_{\text{eff}} \approx 4.6 \cdot 10^{-7}$ см/статвольт. Модуль спектрального электрического поля ТГц импульса (7) показан на рис. 3. Он имеет узкий максимум при $\omega = \pm\omega_{\text{THz}}$, и его форма вблизи максимума аппроксимируется функцией вида $|\text{sinc}(x)|$.

Определим энергии ИК и ТГц импульсов как интегралы по времени и поперечным координатам от z -проекции соответствующих векторов Пойнтинга, $\mathbf{P}_{\text{THz},p}$, даваемых выражениями $\mathbf{P}_{\text{THz},p} = (c/4\pi) [\mathbf{E}_{\text{THz},p}(\mathbf{r}, t), \mathbf{H}_{\text{THz},p}(\mathbf{r}, t)]$ для рассматриваемой немагнитной среды. Отношение этих энергий по определению есть степень конверсии η :

$$\eta = \frac{N_{\text{THz}} \int_{-\infty}^{+\infty} |A_{\text{THz}}(\omega)|^2 d\omega}{N_p \int_{-\infty}^{+\infty} |A_p(\omega)|^2 d\omega}, \quad (10)$$

где норма ИК импульса, N_p , определяется тем же выражением, что и для ТГц импульса (9), но с заменой

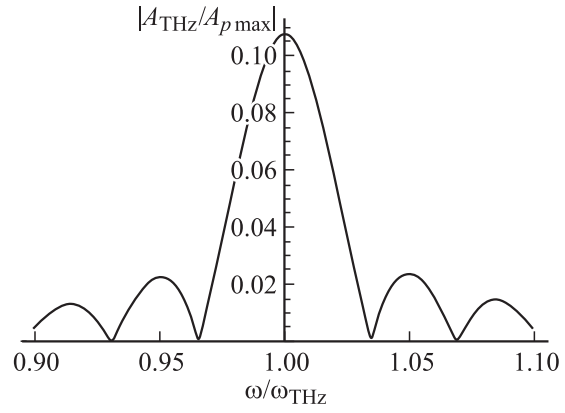


Рис. 3. Модуль спектрального электрического поля ТГц импульса, $|A_{\text{THz}}|$, нормированный на $A_{p \text{ max}} \equiv \pi\tau \sqrt{2I_{p \text{ max}}/\bar{n}_p}$ (см. далее (11)), как функция безразмерной частоты $\omega/\omega_{\text{THz}}$. Считается, что $z = 2.39$ см, $\tau = 225$ фс, $I_{p \text{ max}} = 6 \cdot 10^{10}$ Вт \cdot см $^{-2}$, $\lambda_p = 6$ мкм.

ТГц $\rightarrow p$ и определением $\bar{n}_p \equiv \bar{n}(\omega_p)$. Для гауссова ИК импульса

$$G(\omega) = \pi\tau \sqrt{2I_{p \text{ max}}/c\bar{n}_p} \exp(-\tau^2\omega^2/4), \quad (11)$$

где $I_{p \text{ max}}$ — максимальная интенсивность ИК импульса и

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |A_p(\omega)|^2 d\omega = 4\sqrt{2} \pi^{5/2} I_{p \text{ max}} \tau / c\bar{n}_p, \\ \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega') G^*(\omega' - \omega) d\omega' = 2\sqrt{2} \pi^{5/2} I_{p \text{ max}} \tau \\ \times \exp(-\tau^2\omega^2/8) / c\bar{n}_p. \quad (12)$$

Вследствие выполнения условия фазового синхронизма $\bar{n}_{pg} = \bar{n}_{\text{THz}}$ выражение в аргументе sinc в (7) для малых $\omega \mp \omega_{\text{THz}}$ может быть представлено как $(\omega \mp \omega_{\text{THz}})z(\bar{n}_{pg} - \bar{n}_{\text{THzg}})/2c$, где \bar{n}_{THzg} — отношение c к групповой скорости ТГц импульса, т.е. к групповой скорости при его центральной частоте ω_{THz} . Здесь необходимо отметить, что волноводная дисперсия ведет к существенному отклонению \bar{n}_{THzg} от $\bar{n}_{pg} = \bar{n}_{\text{THz}}$. В результате для достаточно больших расстояний $z \gg \lambda_{\text{THz}} \equiv 2\pi c/\omega_{\text{THz}}$ ширина sinc 2 в окрестности максимума при $\omega = \pm\omega_{\text{THz}}$ в определении степени конверсии (10) очень мала. По этой причине можно пренебречь частотной зависимостью всех остальных величин, входящих в числитель правой части (10), и вынести их за знак интеграла в точках $\omega = \pm\omega_{\text{THz}}$. В результате конечная формула для η принимает вид

$$\eta = \frac{\sqrt{2} \pi^{3/2} d_{\text{eff}}^2 M^2 z I_{p \text{ max}} \tau \omega_{\text{THz}}^2 \exp(-\tau^2\omega_{\text{THz}}^2/4)}{\bar{n}_p (\bar{n}_{\text{THzg}} - \bar{n}_{pg}) N_p N_{\text{THz}}}, \quad (13)$$

где все частотно-зависимые величины для ИК или ТГц импульса должны браться при $\omega = \omega_p$ или $\omega = \omega_{\text{THz}}$ соответственно.

Из (13) очевидно, что η имеет максимум при $\tau = \sqrt{2}/\omega_{\text{THz}} = 225$ фс, где она достигает величины $\Delta\omega_p/\omega_p \equiv 1/\tau\omega_p \approx 0.014$ при $I_{p,\text{max}} \approx 6 \cdot 10^{10}$ Вт · см⁻² и $z = L_a = 2.39$ см. Данное значение η более чем на три порядка превышает максимальное значение степени конверсии $7 \cdot 10^{-6}$, возможное в простом кристалле GaAs без алмазного покрытия (см. разд. 1). Таким образом, применение волноведущей структуры C/GaAs/C позволяет значительно увеличить η . В принципе, так как ни 2ФП и 3ФП, ни поглощение на свободных носителях ТГц импульса не играют заметной роли при $\lambda_p \approx 6$ мкм, данный метод позволяет применять еще бóльшие $I_{p,\text{max}}$ ($> 6 \cdot 10^{10}$ Вт · см⁻²) и в результате получать еще более высокие η . Однако уравнение (13) для вычисления η при таких больших $I_{p,\text{max}}$ становится непригодным, так как оно не учитывает обратного влияния ТГц импульса на ИК импульс, которым нельзя пренебрегать уже при $\eta \gtrsim \Delta\omega_p/\omega_p \approx 0.014$ [4].

Для определения формы и длительности ТГц импульса необходимо выполнить обратное фурье-преобразование (7), учитывая (12). В результате легко получить, что длительность ТГц импульса составляет $\sim (\bar{n}_{\text{THz}} - \bar{n}_{\text{pg}})z/c \approx 30$ пс. Ширина его переднего фронта примерно равна длительности ИК импульса и, таким образом, составляет несколько сотен фс. Ширина же его заднего фронта определяется ДГС при его центральной частоте и доходит до $[z(\partial^2 h/\partial\omega^2)_{\omega=\omega_{\text{THz}}}]^{1/2} \approx 700$ фс.

3. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что использование волноведущей гетероструктуры C/GaAs/C для оптического выпрямления ИК импульса позволяет на несколько порядков повысить степень его конверсии η в ТГц импульс. Для экспериментальной реализации предложенного метода важно отметить, что при указанных выше параметрах волновод будет поддерживать распространение не только одной ИК моды и ТГц моды (которые рассматривались выше), но и еще большого числа других ИК мод и еще одной ТГц моды [13]. Однако с помощью наклонного введения ИК пучка в волновод можно добиться возбуждения только рассмотренной выше наименьшей симметричной ИК ТЕ-моды. Для этого угол наклона пучка должен быть подобран таким образом, чтобы проекция волнового вектора ИК поля на ось x была бы равна волновому числу этой моды вдоль x . Тогда возбуждение остальных ИК мод будет неэффективным и их влияние на генерацию ТГц импульса окажется несущественным. Относительно второй ТГц моды нужно заметить, что условие фазового синхронизма для нее не выполняется. В результате ее генерация будет неэффективной и, как следствие, ее амплитуда — значительно меньше амплитуды рассматриваемой выше наименьшей симметричной ТГц ТЕ-моды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00163-а, 09-02-97043-р-поволжье-а,

07-02-00486-а и 09-02-00909-а) и Совета по грантам президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ (грант № НШ 4485.2008.2).

Список литературы

- [1] И.Р. Шен. *Принципы нелинейной оптики* (М., Наука, 1989) гл. 5 [Пер. с англ.: Y.R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics* (N.Y., John Wiley & Sons, 1984)].
- [2] J.-P. Caumes, L. Videau, C. Rouyer, E. Freysz. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 047 401 (2002).
- [3] R. Kaindl, F. Eickemeyer, M. Woerner, T. Elsaesser. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1060 (1999).
- [4] Y.J. Ding. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **10**, 1171 (2004).
- [5] A.G. Stepanov, J. Kuhl, I.Z. Kozma, E. Riedle, G. Almasi, J. Hebling. *Opt. Express*, **13**, 5762 (2005).
- [6] А.Н. Пихтин, А.Д. Яськов. *ФТП*, **12**, 1047 (1978) [A.N. Pikhitin, A.D. Yas'kov. *Sov. Phys. Semicond.*, **12**, 622 (1978)].
- [7] *Handbook of Optical Constants of Solids*, ed. by E.D. Palik (N.Y., Academic Press, 1985) p. 433.
- [8] *Handbook of optical materials*, ed. by M.J. Weber, (N.Y., CRC Press, 2003) section 1.9.2.
- [9] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела* (М., Мир, 1979) т. 1 [Пер. с англ.: N.W. Ashcroft, N.D. Mermin. *Solid State Physics* (N.Y., Holt, Rinehart and Winston, 1976) v. 1].
- [10] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, ed. by D.R. Lide, (Boca Raton, CRC Press, 2005) section 12; <http://www.hbcpnetbase.com>.
- [11] C. Flytzanis. *Phys. Rev. B*, **6**, 1264 (1972).
- [12] Y.J. Ding. *Optics Lett.*, **29**, 2650 (2004).
- [13] Л.А. Вайнштейн. *Электромагнитные волны* (М., Сов. радио, 1988) с. 220, 302.
- [14] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics* (N.Y., Academic Press, 1992) p. 18.

Редактор Л.В. Шаронова

Efficient infrared-terahertz pulse conversion in waveguiding semiconductor heterostructures

V.A. Kukushkin

Institute of Applied Physics,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract It is shown that the application of a semiconductor waveguiding heterostructure allows to significantly increase the conversion rate of a powerful infrared pulse into a terahertz one in the process of optical rectification of the former in a medium with quadratic nonlinearity of dielectric function. In the particular example of a C/GaAs/C waveguiding heterostructure the optimal parameters of both the structure itself and the infrared pulse are determined and the duration and form of the output terahertz pulse are calculated.