

О ТГц лазерах на циклотронном резонансе в графене в скрещенных E, H полях при $T = 300$ К и в непрерывном режиме

© А.А. Андронов, В.И. Позднякова

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: andron@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 31 января 2023 г.

Принята к публикации 31 января 2023 г.

В рамках классического рассмотрения электронных траекторий в скрещенных E, H полях и проводимости системы электронов на циклотронном резонансе в однослойном графене обсуждается возможность осуществления ТГц циклотронного лазера в сэндвиче нитрид бора — однослойный графен. На основе упрощенного подхода с использованием известных данных о частотах рассеяния электронов в графене продемонстрировано, что циклотронный лазер может функционировать в непрерывном режиме при комнатной температуре на частотах выше 0.5–1 ТГц в магнитном поле > 5000 – 10000 Гс. Кратко рассмотрено влияние квантования уровней Ландау, возможность усиления на гармониках циклотронной частоты и особенности усиления при пониженных температурах.

Ключевые слова: графен, циклотронный резонанс, усиление ТГц излучения, инверсия по уровням Ландау.

DOI: 10.21883/FTP.2023.01.54927.3548

1. Введение

Возможность усиления на циклотронном резонансе (ЦР) в скрещенных E, H полях в полупроводниках из-за накопления электронов на замкнутых траекториях в импульсном пространстве при энергии электронов, меньшей энергии оптического фонона, где имеется только слабое упругое рассеяние из-за низкой температуры полупроводника, была впервые отмечена в работе [1]. Потом аналогичная возможность была указана для легких дырок в p -Ge [2]. ТГц лазер, основанный на этом механизме, был впервые продемонстрирован в [3]. Затем многие ученые мира развили эту работу (см., например, [4,5]). Хотя лазеры демонстрировали очень широкую перестройку по частоте (в 2–3 раза) при изменении E и H , они не нашли широкого применения, так как работали в импульсном режиме и при охлаждении жидким гелием. В то же время непрерывные перестраиваемые по частоте источники ТГц излучения, даже работающие при жидком гелии, могли бы быть чрезвычайно важными для ряда применений, включая системы атмосферных исследований на Земле и в космосе, с использованием схем с ТГц гетеродинами. Подобный источник ТГц излучения, работающий при комнатной температуре, мог бы быть основой самого широкого применения.

В последние годы были продемонстрированы сэндвичи нитрид бора (hBN)-графен с высокой подвижностью. Использование нитрида бора для подложки (и „закрышки“) при росте графена и создании сэндвичей связано с тем, что параметры его решетки очень близки к параметрам решетки графена. В результате качество и подвижности в сэндвичах на порядок выше, чем, скажем, в графене на SiO_2 . В то же время, сэндвич — это

уже такая система, которую можно использовать для создания приборов.

В частности, усиление ТГц излучения в сэндвиче с однослойным графеном (ОГ), с системой подзатворных плазмонов при $T = 300$ К и в непрерывном режиме при очень сильной перестройке частоты электрическим полем было опубликовано в работе [6]. Собственно говоря, эта работа и стимулировала настоящее исследование вместе с предложением его провести от Эрика Горника (Вена). Кроме того, были созданы ТГц детектор на подзатворных плазмонах в сэндвиче с двухслойным графеном (ДГ) [7] и ТГц детектор на плазмонах вблизи второй гармоники ЦР в сэндвиче с ОГ [8].

Графен — это полупроводниковая система с нулевой запрещенной зоной и линейным („дираковским“) законом дисперсии электронов и дырок при достаточно низких энергиях. Для получения высокого качества и подвижности носителей сэндвичи нитрид бора (hBN)-графен не легируются, а концентрация электронов или дырок создается напряжением на затворе, созданном на внешней поверхности сэндвича, как, скажем, в работе [6]. Как продемонстрировано, например, в работе [6], концентрация не изменяется и при высоком напряжении (> 6 кВ/см), создающем ток в графене. Это наблюдалось и в других работах по исследованию тока в графене в сильных электрических полях с концентрацией электронов, определяемой напряжением на затворе (см., например, [9,10]). В частности, в работе [10] было проведено моделирование транспорта в ОГ в сильных полях без какого-либо учета пробоя или туннелирования, которое показало полное совпадение с наблюдениями такого транспорта в ОГ. Пробой в ОГ наблюдался только в легированном графене при сильном токе и очень сильном электрическом

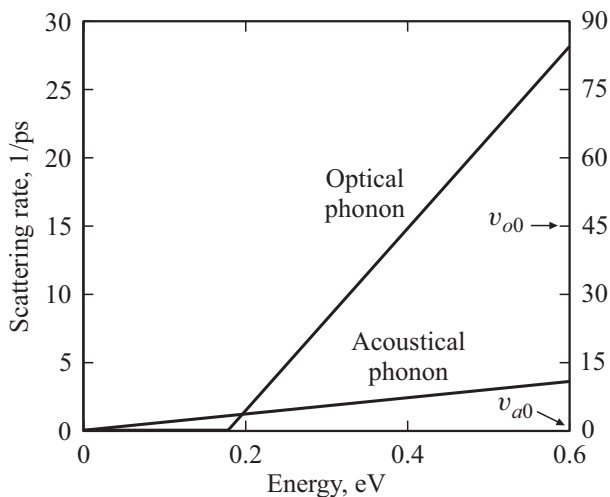


Рис. 1. Частоты рассеяния в ОГ при $T = 300$ К. Числа на левой оси адаптированы из вычислений работы [15]; частота рассеяния на оптических фононах — это сумма частот рассеяния на междолинных и внутридолинных оптических фононах. Числа на правой оси — просто утроенные значения левой оси, чтобы (как было сделано в [13]) учесть рассеяние на фононах в $\hbar VV$ в сэндвичах. Такое утроение представляется оправданным, и для акустических фононов подтверждается измерениями подвижности и порога стриминга в сэндвичах при $T = 300$ К [6] (см. [13]). Зависимость частот рассеяния от энергии — это прямые линии из-за дираковской зависимости энергии электронов от импульса и рассеяния электронов на деформационном потенциале.

поле [11,12]. В частности, в работе [12] были проведены измерения величины концентрации электронов, которая появляется в легированном графене p -типа при приложении сильного ТГц поля. Обнаружено, что сколь угодно заметная концентрация электронов появляется в полях > 100 кВ/см. Это значение полей больше чем на порядок превышает значения полей, обсуждаемых в настоящей работе. Кроме того, эта величина находится вблизи оценки поля туннелирования в ОГ при энергии электронов, сравнимой с энергией оптического фонона. Поэтому далее мы не будем обсуждать роль пробоя или туннелирования в рассматриваемых эффектах.

В работе [13] мы объяснили результаты работы [6] на основе дисперсии и отрицательной ТГц проводимости горячих электронов в сэндвиче в электрическом поле как результат группировки электронов на пролетном резонансе до энергии оптического фонона при стримминге электронов. Только смена знака действительной части отклика при пролетном резонансе может объяснить исчезновение резонанса на подзатворных плазмонах в интервале электрических полей, наблюдавшееся в работе [6]. Такие эффекты группировки электронов и усиления СВЧ излучения при стримминге также обсуждались в работе [1] и были продемонстрированы в n -InP [14] с сильной перестройкой СВЧ частоты электрическим полем.

Все эти результаты указывают на то, что имеется реальная возможность осуществить непрерывный ТГц лазер на ЦР в скрещенных E, H полях при высоких температурах, поскольку в сэндвичах энергия оптического фонона ~ 2000 К. Кроме того, отношение v_{o0}/v_{a0} характеристических частот рассеяния на оптических v_{o0} и акустических v_{a0} фононах составляет около 15 при $T = 300$ К в ОГ и должно быть значительно больше в сэндвиче (рис. 1). Это значение и определяет возможность осуществления усиления на ЦР в скрещенных E, H полях.

Настоящая, мотивационная, работа направлена на привлечение исследователей для выполнения экспериментальных исследований ТГц свойств сэндвичей с ОГ в сильных E, H полях, развивающих, проясняющих и дополняющих работы [6,13].

2. Траектории и функция распределения электронов в графене в E, H полях

Зона Бриллюэна графена состоит из 6 „долин“, K и K' , с разными псевдо-спиновыми состояниями, с центрами, лежащими на границе зоны, причем для каждой долины только ее одна треть лежит внутри первой зоны Бриллюэна. Долины, через одну по границе, имеют разные псевдоспиновые состояния, а в остальном одинаковы — имеют одинаковый изотропный дираковский электронный спектр. Поскольку мы имеем три долины K и три долины K' с одной третью в зоне Бриллюэна, можно считать, что мы имеем две полные долины с разными псевдоспинами, так что с учетом спина электронов получается четырехкратное вырождение электронных состояний. При рассеянии на фононах могут быть как внутридолинными, так и междолинными рассеяния. При оценках величин рассеяния в сэндвичах мы будем ориентироваться на работу [15], где вычислены частоты рассеяния на фононах и электрон-электронного рассеяния при $T = 300$ К (ср. рис. 1) просто в графене. Расчеты показывают, что для оптических фононов основной вклад дает междолинное рассеяние. На рис. 1 для частоты рассеяния на оптических фононах приведена сумма внутри- и междолинных рассеяний. Но нас интересуют частоты рассеяния в сэндвичах — их расчеты отсутствуют. В сэндвиче мы, как и в работе [13], из-за отсутствия выбора (нет ни расчетов, ни измерений) просто утраиваем частоты рассеяния на фононах (рис. 1) по сравнению с частотами в графене, имея в виду близость параметров решеток нитрида бора и графена. Электрон-электронное рассеяние в сэндвичах должно быть меньше, чем в отдельном слое ОГ, из-за дополнительной экранировки кулоновского поля слоями нитрида бора. Но далее при оценках мы будем считать, что в сэндвиче эти частоты не изменяются и можно использовать данные работы [15]. Это рассеяние является важным параметром, определяющим максимальную

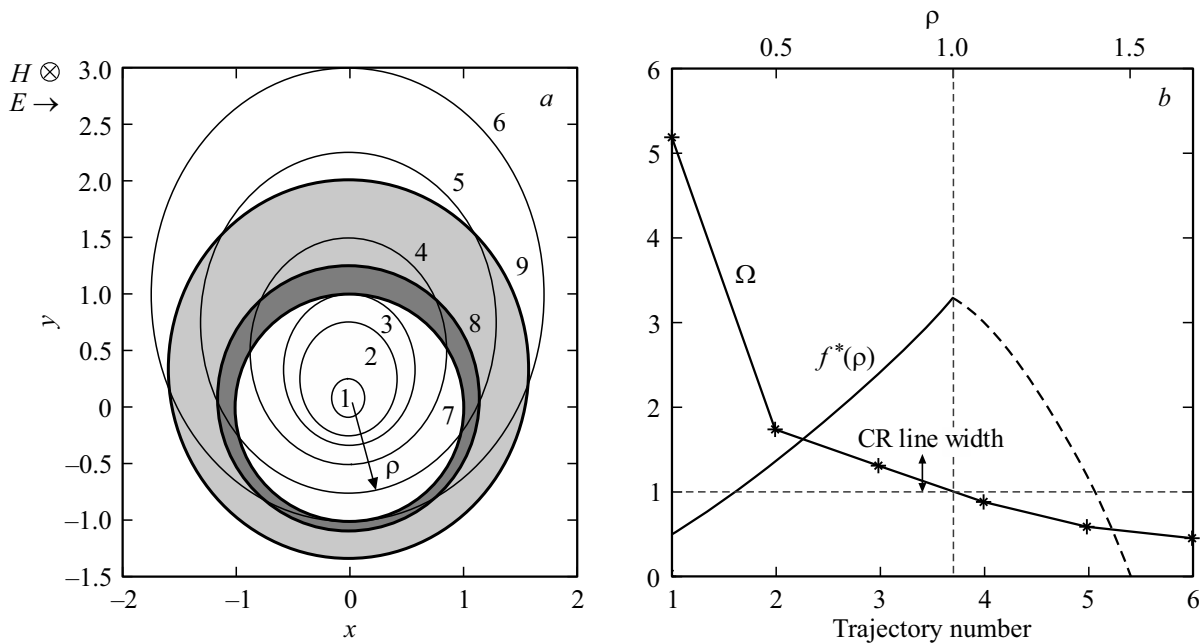


Рис. 2. *a* — электронные траектории в ОГ в скрещенных E, H полях при $D = cE/HV_F = 0.5$; показаны траектории (1–6), энергия оптического фона (7) и верхние границы излучения оптических фононов на траекториях 1(8) и 3(9); отмечены площади, с которых идет излучение оптических фононов на эти траектории; ρ — радиус траекторий. *b* — циклотронные частоты на траекториях и функция распределения электронов на них, как функция их радиуса ρ . Также отмечена ширина линии ЦР, необходимая для возникновения отрицательной проводимости на ЦР.

концентрацию электронов, при которой усиление на ЦР еще возможно.

Как и в p -Ge, в графене присутствует сильное излучение оптических фононов электронами, и имеется неэквидистантность уровней Ландау. Это все определяет инверсию населенностей уровней Ландау и отрицательную проводимость на ЦР.

Далее мы обсуждаем указанные выше проблемы на основе рассмотрения траекторий электронов и проводимости на ЦР в рамках классических представлений, фактически за одним исключением, не рассматривая уровней Ландау. Кроме того, мы используем простой аналитический подход для определения функции распределения электронов по траекториям. На рис. 2 приведены траектории и их циклотронные частоты в ОГ в скрещенных полях для „дираковской“ электронной зоны с энергией электронов $\varepsilon = V_F p$, V_F — скорость Ферми, p — импульс электрона с компонентами p_x, p_y , $E = E_x$ и $H = H_z$ в безразмерных переменных $\mathbf{r} = \mathbf{p}/p_0$, $\tau = \omega_c t$, $\omega_c = eH/mc$, $m = p_0/V_F$, $\varepsilon_0 = V_F p_0 = \hbar\omega_0$ — энергия оптического фона при $D = cE/HV_F = 0.5$. Траектории — это эллипсы $r - Dy = \text{const}$ (при $D < 1$). Представлена также оцененная функция распределения электронов $f^*(\rho)$, усредненная по траектории (по углу траектории, приближенной окружностью, с радиусом ρ). В области инверсии в распределении ($df^*(\rho)/d\rho > 0$) приближенное значение — это $f^* = A(\rho^2 + 2\rho)$, где $A \approx 12/11$, если пренебречь вкладом траекторий, входящих в область $\rho > 1$ ($\varepsilon > \varepsilon_0$), и положить $\int \rho f^*(\rho) d\rho = 1$. Выражение

для f^* основано на формулах для частот рассеяния в ОГ на оптических ν_o ($\varepsilon > \hbar\omega_0$) и акустических ν_a ($\varepsilon < \hbar\omega_0$) фонах (рис. 1):

$$\nu_o = (r - 1)\nu_{o0}, \quad \nu_a = r\nu_{a0}, \quad (1)$$

где ν_{o0} и ν_{a0} — константы. При излучении оптического фона p_0 изменяется на (т.е. r на 1). Тогда, если электрон излучает оптический фон из $r = r_i > 1$ с частотой $\nu_o = (r_i - 1)\nu_{o0}$, он переходит в состояние с $r_f = (r_i - 1)$ в области $r < 1$, где частота рассеяния $\nu_a = r_f \nu_{a0} = (r_i - 1)\nu_{a0}$. В результате отношение ν_o/ν_a для любого r_i — это $\nu_{o0}/\nu_{a0} = \text{const}$. Мы оценили величину $f^*(\rho)$, предполагая, что частота ЦР $\omega_c \gg \nu_o$. В этом случае населенность траекторий, входящих в область $\varepsilon > \varepsilon_0$, может рассматриваться приближенно одинаковой. Теперь, так как отношение ν_o/ν_a частоты прихода к частоте ухода на траекториях при $r < 1$ постоянно, населенность траекторий пропорциональна площади на плоскости p_x, p_y , с которой происходит излучение оптических фононов на ту или иную траекторию (два примера показаны на рис. 2). Эти области расположены над энергией оптического фона и ниже верхней границы переходов на траекторию. Скорее всего, такая оценка работает и при $\omega_c \approx \nu_o$.

3. Проводимость электронов в графене в E, H полях

При классическом рассмотрении в τ -приближении реальная часть проводимости на ЦР в переменном

поле круговой поляризации, резонансной с вращением электронов для функции распределения $f(p)$ по радиусу траекторий p , предполагаемых круговыми, равна

$$\operatorname{Re} \sigma_c(\omega) = -\frac{e^2 N_S}{2} \int \frac{df}{dp} \frac{p^2}{m} \frac{v(p)}{(\omega - \omega_c(p))^2 + v^2(p)} dp. \quad (2)$$

Здесь $v(p) = 1/\tau$ — частота рассеяния, N_S — поверхностная концентрация электронов и $\int p f dp = 1$. В пределе $v(p) \rightarrow 0$,

$$\frac{v(p)}{(\omega - \omega_c(p))^2 + v^2(p)} \rightarrow \pi \delta(\omega - \omega_c(p)), \quad (3)$$

$\delta(\omega - \omega_c(p))$ — δ -функция. Тогда мы получаем

$$\operatorname{Re} \sigma_c(\omega) = -\frac{e^2 N_S p^2}{2m} \frac{\pi}{|d\omega_c(p)/dp|} \frac{df}{dp} \quad (4)$$

при $p = p^*$ из $\omega = \omega(p^*)$. Это выражение сохраняет вид, если заменить p на ρ и использовать $f^*(\rho)$. Итак, если $(df/dp)_{p^*} > 0$, то $\operatorname{Re} \sigma_c(\omega) < 0$. Условие, при котором выражение (4) было бы справедливо, такое: необходимо, чтобы отклик был локальным по импульсу p^* , как показано на рис. 2. Для этого необходимо, чтобы частота рассеяния (ширина линии ЦР) была меньше разброса частоты ЦР в области инверсии населенности. На рис. 2 этот разброс около $0.5\omega_c$ для $\rho \approx 0.75$ (траектория 3), и, чтобы выражение (4) было справедливо, надо, чтобы $v(p) < 0.5\omega_c$. Это условие и является главным для существования $\operatorname{Re} \sigma_c(\omega) < 0$, так как условие $\omega_c \gg v_{a0}$, как было сказано выше, не является критическим.

С точки зрения описания проводимости на ЦР на языке уровней Ландау выражение (4) представляет собой сумму переходов между многими парами уровней Ландау, в результате частота рассеяния ν выпадает из выражения для проводимости (4), причем с ростом циклотронной частоты ω_c число этих уровней падает, и падает проводимость, поскольку в (4) ω_c в знаменателе. С другой стороны, проведенные расчеты позволяют в рамках квазиклассического описания уровней Ландау и их населенности написать выражение для проводимости при переходе между двумя уровнями Ландау. Действительно, населенность уровня Ландау определяется суммарной величиной классической функции распределения по циклотронным траекториям $f(p)$ для энергии электронов между двумя ближайшими уровнями Ландау. В свою очередь разность населенностей ближайших уровней Ландау Δn будет равна произведению производной от функции распределения электронов df/dp на число состояний Σ (площадь в p -пространстве) в области траекторий между уровнями Ландау: $\Delta n = \Sigma df/dp$. При нашей нормировке $f(p)$ (проинтегрированной по углу) величина $\Sigma = p\Delta p$, где Δp — изменение радиуса траектории при изменении энергии на $\hbar\omega_c$. В результате $\Sigma = m\hbar\omega_c$ и вместо (2) для перехода между двумя уровнями Ландау мы можем (должны) написать

$$\operatorname{Re} \sigma_c = -\frac{e^2 N_S p \Delta n}{2m} \frac{v}{(\omega_c - \omega)^2 - v^2}. \quad (5)$$

Если переписать Δn через функцию распределения от $\rho - f^*(\rho) = f(p)/p_0^2$, мы получим на резонансе $\omega_c = \omega$

$$\operatorname{Re} \sigma_c = -\frac{e^2 N_S \rho^2}{2m} \frac{df^*(\rho)}{d\rho} \frac{\omega_c/\omega_0}{v}. \quad (6)$$

Формулы (4) и (6), таким образом, относятся к двум предельным случаям — соответственно сравнительно низких и высоких циклотронных частот. Причем последний случай более интересен для низких температур, когда в совершенных сандвичах частота рассеяния ν может быть меньше значения при $T = 300$ К на порядок [8], и естественно использовать сверхпроводящие магниты для получения высоких циклотронных частот.

4. Оценки величины отрицательной проводимости в графене в E, H полях

Оценим теперь величину $\operatorname{Re} \sigma_c(\omega) < 0$, используя выражение (4). Для частот рассеяния в сандвиче с ОГ мы используем значения из рис. 1: $v_{a0} = 3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и для $T = 300$ К. Важно также, что в совершенных сандвичах частота рассеяния на акустических фонах падает при уменьшении температуры [8], расширяя область частот для $\operatorname{Re} \sigma_c(\omega) < 0$. Но здесь мы рассматриваем только случай $T = 300$ К. Главное условие для $\operatorname{Re} \sigma_c(\omega) < 0$ — это $v(p) < 0.5\omega_c$, причем для $v(p)$ мы должны взять среднее значение $v_a(p) = v_{a0}\rho$ при $\rho < 1 - v_{a0}/2$. В результате получаем условие для $\operatorname{Re} \sigma_c(\omega) < 0$ $v_{a0} < \omega_c$ или $\omega_c > 3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Сделав условие для $\operatorname{Re} \sigma_c(\omega) < 0$ более сильным, удваиваем частоту до $\omega_c > 6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, или для простой частоты $f_0 > 2$ ТГц. Частота Ω на рис. 2 нормализована на частоту $\omega_{c0} = eH/mc$, где $m = p_0/V_F \approx 0.03m_0$. Для такой m $\omega_c \approx 6 \cdot 10^8$ Н (Гц) и для $\Omega = \omega_c/\omega_{c0} \approx 1$ при $\rho \approx 0.7$ $\omega_c \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ($f_0 \approx 1$ ТГц) для $H \approx 10000$ Гс. Магнитное поле в пару десятков тысяч Гс в малом объеме ($1 \times 3 \times 3 \text{ мм}^3$ для малого ТГц резонатора, помещаемого между магнитными концентраторами) можно получить при $T = 300$ К (или при $T = 78$ К). Но для более широкой перестройки вверх по частоте нужны сверхпроводящие магниты. Таким образом, значение $\operatorname{Re} \sigma_c(\omega) < 0$ из (4) для приведенных параметров — это

$$|\operatorname{Re} \sigma_c(\omega)| = \frac{e^2 N_S p^2}{2m} \frac{\pi}{|d\omega_c(p)/dp|} \frac{df}{dp} \approx \frac{2e^2 N_S}{m\omega_c(p^*)}.$$

Важный вопрос — какое значение взять для N_S . Чем больше его величина, тем больше $|\operatorname{Re} \sigma_c(\omega)|$ и тем легче получить лазерное излучение. Но при обсуждении выше мы не учитывали электрон-электронное ($e-e$) рассеяние, которое может подавить инверсию. Чтобы этого не было, частота $e-e$ рассеяния должна быть меньше частоты акустического рассеяния. В работе [15] частота $e-e$ рассеяния в ОГ была вычислена при обсуждении

нелинейной проводимости ОГ при $T = 300$ К. Предполагалось, что рассеяние идет на равновесной функции распределения и, как можно предполагать, внутри одной долины. За неимением лучшего мы воспользуемся этими расчетами. Для энергии электронов, меньшей энергии оптического фонона, эта частота равна $3 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ для $N_S = 7.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Частота рассеяния пропорциональна N_S . Поэтому, чтобы эта частота была меньше частоты рассеяния на акустических фононах ($1.5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$), надо поделить N_S на 20, получив $N_S \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Но расчеты в [15] относятся фактически к отдельной „долине“ ОГ, так как междолинное $e-e$ рассеяние мало. В зоне Бриллюэна ОГ имеется, как было отмечено выше, две полные долины. Каждая из них вносит вклад в проводимость на ЦР. Поэтому полное возможное значение N_S во всех долинах — это $N_S \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Точнее должен показать эксперимент. Отметим, что в работе [6], где, как мы считаем, наблюдался стримминг электронов (который тоже подавляется $e-e$ рассеянием), он сохранялся до N_S по крайней мере до нескольких единиц на 10^{12} см^{-2} . Конечно, это пока предварительная оценка. Кроме того, сильное магнитное поле может изменить частоту $e-e$ рассеяния. Нужен эксперимент.

Оцененное значение $|\text{Re } \sigma_c(\omega)|$ из (4) с $N_S = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для $f_0 = 1$ ТГц ($\omega_c(p^*) = 6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$): $|\text{Re } \sigma_c(\omega)| \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см/с}$. Это поверхностная проводимость, определяющая поверхностный ток j_S в электрическом поле \vec{E} электромагнитной волны на этой поверхности: $j_S = \text{Re } \sigma_c(\omega) \vec{E}$. Этот ток в свою очередь определяет скачок магнитного поля волны $\vec{H} = (4\pi/c) j_S = (4\pi/c) \text{Re } \sigma_c(\omega) \vec{E} = 0.8 \vec{E}$ и отношение $\vec{E}/\vec{H} = 1/0.8$ на поверхности, демонстрируя достаточно большой эффект усиления электромагнитной волны и возможность его использования в лазере на ЦР.

5. Заключение

Мы продемонстрировали, что сэндвичи с ОГ могут быть использованы для создания лазеров на ЦР в скрещенных E, H полях при $T = 300$ К для ТГц частот выше 0.5–1 ТГц. Нет сомнений, что подобный лазер может работать в непрерывном режиме, поскольку из-за наличия магнитного поля проблемы разогрева должны быть более щадящими по сравнению с наблюдениями усиления ТГц излучения в непрерывном режиме в сэндвиче с ОГ в отсутствие магнитного поля [6] в электрическом поле 4–6 кВ/см при $T = 300$ К. В нашем случае для получения рассматриваемого выше значения $D = cE/HV_F = 0.5$ при $H = 10\,000$ Гс нужно электрическое поле ~ 5 кВ/см. Причем из-за соотношения $\nu_{e0}/\nu_{e0} \approx 15$ основная часть электронов находится на траекториях при $\varepsilon < \varepsilon_0$, где частота рассеяния мала по сравнению с циклотронной частотой, и основное электрическое поле — это холловское поле. Диссипативное электрическое поле существенно меньше холловского,

что уменьшает диссипацию по сравнению со случаем без магнитного поля, обсуждавшимся в [6].

Магнитное поле, большее $H = 10\,000$ Гс, достаточно велико для широкого применения при $T = 300$ К. Уменьшения поля можно достичь, используя траектории с меньшим радиусом ρ , где циклотронная масса меньше (рис. 2), или используя гармоники циклотронного движения. Хотя гармоники малы (их амплитуды $\sim 0.2\rho$ для второй и $< 0.1\rho$ для третьей), они присутствуют в циклотронных колебаниях. Подчеркнем, что проведенный выше анализ проводимости на ЦР относится к однородному ТГц полю „быстрой“ электромагнитной волны. В то же время отклик ОГ в скрещенных полях на „медленные“ волны с длиной волны порядка циклотронного радиуса имеется также на гармониках циклотронной частоты и при отсутствии гармоник в циклотронном движении. Это было продемонстрировано в исследовании ТГц фотопроводимости в [8]. Возможно, что какая-либо система с медленными волнами (например, система с подзатворными плазмонами, как в [6]) могла бы быть использована для создания ТГц генератора на гармониках ЦР на основе обсуждаемой инверсии в скрещенных полях. Усиление на гармониках циклотронной частоты хорошо известно в физике плазмы и используется, например, для объяснения радиоизлучения Солнца.

Следующие действия для рассмотрения обсуждаемой возможности усиления на ЦР в графене в сильных E и скрещенных E, H полях — это наблюдение отражения от сэндвича с ОГ или пропускания через такой сэндвич ТГц излучения в сильном электрическом поле в ОГ при наличии или без магнитного поля.

Благодарности

Авторы благодарят Эрика Горника (Вена) за инициирование настоящей работы.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного контракта ИФМ РАН № 0030-2021-0020.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.А. Андронов, В.А. Козлов. Письма ЖЭТФ, **17** (2), 124 (1973).
- [2] А.А. Андронов, В.А. Козлов, Л.С. Мазов, В.Н. Шасти. Письма ЖЭТФ, **30** (9), 551 (1979).
- [3] Ю.И. Иванов, Ю.Б. Васильев. Письма ЖТФ, **9** (10), 613 (1983).
- [4] E. Gornik, A.A. Andronov. (eds *Infrared semiconductor lasers*) Optical and Quant. Electron., **23**, S1111 (1991).

- [5] P. Pfeffer, P. Pfeffer, W. Zawadzki, K. Unterrainer, C. Kremser, C. Wurzer, E. Gornik, B. Murdin, C.R. Pidgeon. *Phys. Rev. B*, **47** (8), 4522 (1993).
- [6] S. Boubanga-Tombet, D. Yadav, W. Knap, V.V. Popov, T. Otsuji. *Phys. Rev. X*, **10**, 031004 (2020). arXiv:1801.04518 (2018).
- [7] D.A. Bandurin, D. Svintsov, I. Gayduchenko, S.G. Xu, A. Principi, M. Moskotin, I. Tretyakov, D. Yagodkin, S. Zhukov, T. Taniguchi, K. Watanabe, I.V. Grigorieva, M. Polini, G.N. Goltzman, A.K. Geim, G. Fedorov. *Nature Commun.*, **9**, 5392 (2018).
- [8] D.A. Bandurin, E. Mönch, K. Kapralov, I.Y. Phinney, K. Linder, S. Liu, J.H. Edgar, I.A. Dmitriev, P. Jarillo-Herrero, D. Svintsov, S.D. Ganichev. *Nature Phys.*, **18**, 462 (2022). <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01494-8>
- [9] M.A. Yamoah, W. Yang, E. Pop, D. Goldhaber-Gordon. *ACS Nano*, **11** (10), 9914 (2017).
- [10] J. Chauhan, J. Guo. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 023120 (2009).
- [11] A.I. Berdyugin, N. Xin, H. Gao, S. Slizovskiy, Z. Dong, S. Bhattacharjee, P. Kumaravadivel, S. Xu, L.A. Ponomarenko, M. Holwill, D.A. Bandurin, M. Kim, Y. Cao, M.T. Greenaway, K.S. Novoselov, I.V. Grigorieva, K. Watanabe, T. Taniguchi, V.I. Fal'ko, L.S. Levitov, R.K. Kumar, A.K. Geim. *Science*, **375** (6579), 430 (2022).
- [12] I.V. Oladyshkin, S.B. Bodrov, Y.A. Sergeev, A.I. Korytin, M.D. Tokman. *Phys. Rev. B*, **96** (15), 155401 (2017).
- [13] A.A. Andronov, V.I. Pozdnyakova. *Semiconductors*, **54** (9), 1078 (2020).
- [14] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Н. Тулупенко, Д.А. Фирсов. *Письма ЖЭТФ*, **73** (5), 253 (2001).
- [15] T. Fang, A. Konar, H. Xing, D. Jena. *Phys. Rev. B*, **84**, 125450 (2011).

Редактор Г.А. Оганесян

On THz cyclotron resonance continuous wave lasers in graphene in crossed E, H fields at $T = 300$ K

A.A. Andronov, V.I. Pozdnyakova

Institute for Physics of Microstructures
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract In framework of classical consideration of electron trajectories in crossed E, H fields and conductivity of electron system on cyclotron resonance in single layer graphene possibility to achieve THz cyclotron lasing in hexagonal boron nitride–single layer graphene sandwiches is discussed. By simplified consideration with known data on scattering rate in the sandwiches it is demonstrated that the continuous-wave laser action can be achieved in high quality sandwiches at room temperature at frequencies above about 0.5–1 THz in magnetic field above 5000–10000 G. Short discussions of Landau level quantization in crossed fields, amplification on cyclotron harmonics and cyclotron amplification at low temperatures are given.