

Оже-рекомбинация в двумерных материалах с квази-релятивистским спектром носителей

Г.В. Алымов, Д.А. Свинцов

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»

Узкозонные двумерные материалы являются перспективными кандидатами для создания лазеров терагерцового диапазона. Лазерная генерация уже наблюдалась в графене с токовой накачкой [1] и в квантовых ямах на основе CdHgTe с оптической накачкой [2] при температуре жидкого азота. В связи с этим становится актуальной задача об исследовании процессов рекомбинации в таких материалах.

Среди всех процессов рекомбинации в материалах с квази-релятивистским (дираковским) спектром носителей наиболее сложен расчёт Оже-рекомбинации. Для материалов с линейным спектром носителей Оже-процесс возможен лишь для столкновений электронов и дырок с коллинеарными импульсами, а число таких столкновений исчезающе мало по сравнению с числом «нормальных» столкновений. С другой стороны, кулоновское взаимодействие носителей с коллинеарными импульсами длится бесконечно долго, что является проявлением так называемой аномалии коллинеарного рассеяния. В результате вычисление темпа рекомбинации становится аналогичным раскрытию неопределенности вида $0 \times \infty$. Физический способ ее раскрытия состоит в учёте столкновительного уширения спектра квазичастиц [3]. Учет этих столкновений также чрезвычайно важен для вычисления темпа рекомбинации в материалах с малой запрещенной зоной и симметричной электрон-дырочной дисперсией, так как процессы первого порядка по межчастичному рассеянию в них запрещены. Ещё одной трудностью, возникающей при вычислении темпа Оже-рекомбинации, является расходимость экранированного кулоновского потенциала вблизи закона дисперсии плазмонов. Вышеупомянутые особенности проиллюстрированы на рис. 1.

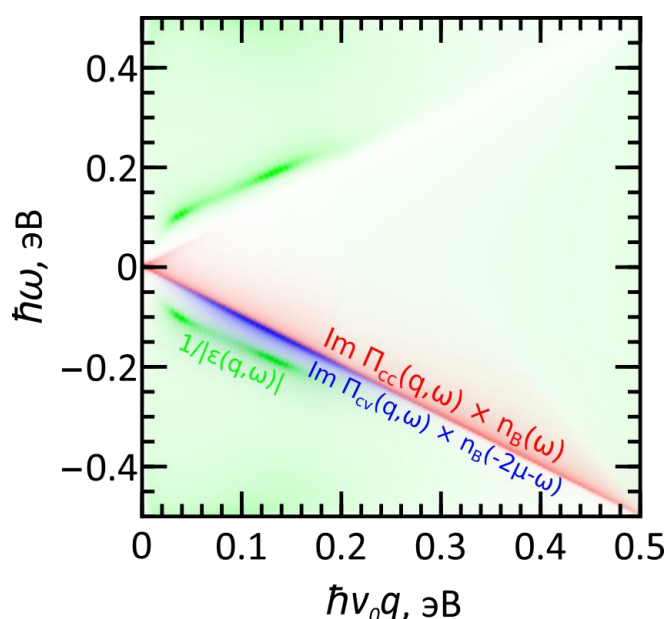


Рис. 1. Иллюстрация трудностей, возникающих при расчёте Оже-рекомбинации в дираковских материалах. Области внутри- и межзонных переходов (показаны соответственно красным и синим) даже в отсутствие запрещённой зоны лишь касаются друг друга, но не пересекаются. При этом на линии соприкосновения подынтегральное выражение в темпе рекомбинации расходится (без учёта уширения спектра). Зелёный цвет иллюстрирует резкий рост экранированного кулоновского потенциала вблизи закона дисперсии плазмонов.

В настоящей работе темп Оже-рекомбинации R был вычислен с учетом межчастичных столкновений методами неравновесной диаграммной техники. Оказывается, что все эффекты рассеяния квазичастиц могут быть учтены в выражениях для внутри- и межзонных поляризационных операторов $\Pi_{cc}^>$, $\Pi_{cv}^>$. При этом сам темп рекомбинации дается выражением:

$$R = -2 \int \frac{d^3 Q}{(2\pi)^3} \Pi_{cc}^>(-Q) \Pi_{cv}^>(Q) |D(Q)|^2, \quad (1)$$

где $Q = (\mathbf{q}, \omega)$ есть 4-волновой вектор виртуального фотона, $D^R(Q)$ есть экранированный кулоновский потенциал. Полный темп рекомбинации за вычетом генерации дается формулой

$$R_{tot} = R \left(1 - e^{-\frac{2\mu}{kT}} \right), \quad (2)$$

где μ есть квази-энергия Ферми возбужденных носителей, T - их температура. В этом случае, согласно флуктуационно-диссипационной теореме, поляризационные операторы $\Pi_{cc}^>$, $\Pi_{cv}^>$ выражаются через произведения запаздывающих поляризационных операторов Π_{cc}^R , Π_{cv}^R на функции Бозе n_B :

$$\begin{aligned} \Pi_{cc}^>(-\mathbf{q}, -\omega) &= 2in_B(\hbar\omega) \text{Im} \Pi_{cc}^R(\mathbf{q}, \omega), \\ \Pi_{cv}^>(\mathbf{q}, \omega) &= -2in_B(-\hbar\omega - 2\mu) \text{Im} \Pi_{cv}^R(\mathbf{q}, \omega). \end{aligned} \quad (3)$$

Поскольку экранированный кулоновский потенциал тоже выражается через запаздывающие поляризационные операторы, вычисление темпа Оже-рекомбинации сводится к вычислению Π_{cc}^R , Π_{cv}^R . Последние были нами вычислены в представлении Лемана, которое позволяет корректно учитывать уширение спектра квазичастиц. Величина уширения, непосредственно связанная со временем жизни квазичастиц, определялась из интеграла столкновений.

Для устранения логарифмической расходимости, связанной с плазмонами, мы учли уход плазмонов за пределы активной области. Для образца размера L можно сделать оценку сверху на величину экранированного кулоновского потенциала:

$$|D(Q)| \leq e^{gL} V_q, \quad (5)$$

где V_q - неэкранированный кулоновский потенциал, g - коэффициент усиления плазмонов в активной среде. Для $L = 1$ мкм множитель $e^{gL} \sim 1.5$. Так как расходимость в темпе рекомбинации логарифмическая, точное значение множителя несущественно.

Развитый метод был опробован на примере графена. Полученные результаты, представленные на рис. 2, согласуются по порядку величины с экспериментальными данными [4] и демонстрируют обратную пропорциональность между временем рекомбинации и концентрацией неравновесных носителей, также в согласии с экспериментом [5].

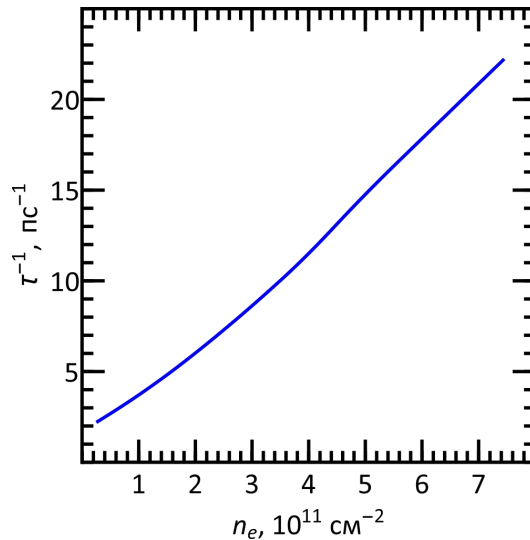


Рис. 2. Зависимость обратного времени рекомбинации $\tau = n_e / R_{tot}$ в графене от концентрации неравновесных электронов n_e при комнатной температуре $T = 298$ К и проницаемости окружающего диэлектрика $\kappa = 5$.

Литература

1. G. Tamamushi *et al.* "Single-mode terahertz emission from current-injection graphene-channel transistor under population inversion", 74th *Annual Device Research Conference*, 2016.
2. S. V. Morozov *et al.* "Long wavelength stimulated emission up to $9.5 \mu\text{m}$ from HgCdTe quantum well heterostructures", *Appl. Phys. Lett.* **108** 092104 (2016).
3. A. Tomadin *et al.* "Nonequilibrium dynamics of photoexcited electrons in graphene: Collinear scattering, Auger processes, and the impact of screening", *Phys. Rev. B* **88**, 035430 (2013).
4. I. Gierz *et al.* "Population inversion in monolayer and bilayer graphene", *J. Phys. Condens. Matter* **27** (16), 2015
5. P.A. George *et al.* "Ultrafast Optical-Pump Terahertz-Probe Spectroscopy of the Carrier Relaxation and Recombination Dynamics in Epitaxial Graphene", *Nano Lett.*, **8** (12), 2008.