

УДК 533.951

О КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ДИАГРАММНОЙ ТЕХНИКЕ  
ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

А. В. АКОПЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 13 июня 1985 г.)

В рамках квазиклассического приближения по теории малых возмущений разработана диаграммная техника для тормозного излучения в плазме. Приводится общее аналитическое выражение для матрицы оводно-свободного перехода, ответственного за излучение нормальных мод волны в изотропной плазме.

1. Известно, что диаграммная техника на основе инвариантной теории возмущений первоначально была разработана для описания в рамках квантовой электродинамики процессов взаимодействия между зарядами и фотонами в вакууме [1]. Ныне метод диаграммной техники, основанный главным образом на теории функций Грина, широко применяется для описания электромагнитных процессов в конденсированном веществе (см., например, [2]). Особенно ценным является применение и дальнейшее развитие данного метода с целью изучения процессов по заряд-зарядовому и заряд-фотонному взаимодействиям в плазме, где они по сравнению с аналогичными процессами в вакууме и конденсированном веществе приобретают более сложный характер [3—5]. Здесь под фотонами мы будем понимать кванты волн любой поляризации, которые могут возбуждаться и распространяться в плазме.

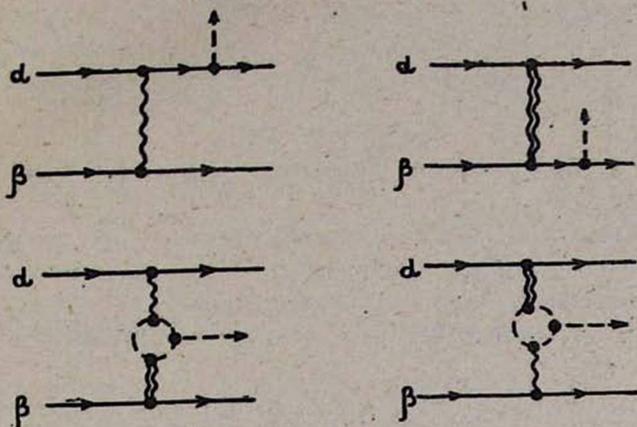
Одним из важнейших электромагнитных процессов является тормозное излучение (ТИ) при столкновении зарядов. Явление ТИ имеет особое значение для плазмы, поскольку в ряде случаев именно ТИ является основным источником для создания и усиления разнообразных нормальных мод волн в плазме. Ввиду этого в настоящей работе в общем виде излагаются основные правила диаграммной техники для ТИ в плазме, на основе которых строится матричный элемент для конкретного перехода.

2. Пусть в изотропной полностью ионизированной плазме сталкиваются две произвольные пробные релятивистские заряженные частицы сортов  $\alpha$  и  $\beta$ , имеющие скорости  $v_\alpha$ ,  $v_\beta$  и заряды  $e_\alpha$ ,  $e_\beta$ . Обсудим в рамках квазиклассического приближения и по теории малых возмущений процесс ТИ при столкновении этих частиц. При этом будем считать, что выполняются следующие условия ( $\hbar = 1$ ):

$$|k|, |q| \ll |p_\alpha|, |p_\beta|, \quad (1)$$

где  $k$  — волновой вектор излученного фотона,  $q$  — импульс обмена,  $p_\alpha$ ,  $p_\beta$  — импульсы пробных частиц.

Здесь принципиальным является то, что согласно [5, 6] пробные заряды мы считаем перенормированными в том смысле, что они окружены некоторыми заряженными облаками динамической поляризации плазмы. Имея в виду этот факт, процесс ТИ в плазме схематически изобразим посредством диаграмм, приведенных на рисунке. Первые две диаграммы изображают обычное ТИ (ОТИ) при рассеянии виртуальных фотонов на



собственных зарядах частиц. Здесь не приведены обратные диаграммы для ОТИ, дающие в квазиклассическом пределе одинаковые с прямыми диаграммами вклады. Последние две диаграммы на рисунке, описывающие переходное тормозное излучение (ПТИ), отвечают за конверсию виртуальных фотонов в реальные при рассеянии на динамической поляризации плазмы.

Следуя квантовой диаграммной технике для вакуума [7, 8], перейдем к изложению основных квазиклассических правил для приведенных диаграмм и формулировке метода построения матрицы свободно-свободных переходов в плазме. Для этого мы будем пользоваться развитой в [6] теорией возмущений для ТИ в плазме.

а) Каждой внешней сплошной линии, изображающей пробную частицу, условимся сопоставлять единичный множитель.

б) Каждой внешней пунктирной линии, изображающей фотон излучения, сопоставим вектор

$$\frac{1}{\pi} e_k^\sigma \left\{ \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \epsilon_k^\sigma) \Big|_{\omega = \omega_k^\sigma} \right\}^{-1/2},$$

где  $\omega_k^\sigma$ ,  $e_k^\sigma$  — частота и единичный вектор поляризации волны  $\sigma$ -моды,  $\epsilon_k^\sigma$  — соответствующая этой моде диэлектрическая проницаемость,  $k = \{\mathbf{k}, \omega\}$ .

в) Сплошные внутренние линии между вершинами описывают виртуальные частицы и задаются зарядовым пропагатором, имеющим при выполнении (1) вид

$$\Lambda_{ij}^{(\rho)}(k_1, k) = \frac{1}{m_\rho \gamma_\rho} \left[ \delta_{ij} + \frac{v_{\rho,i} k_j - v_{\rho,j} k_{1,i}}{\omega - \mathbf{k} \mathbf{v}_\rho} \right]$$

$$-\frac{v_{p,i} v_{p,j}}{(\omega - kv_p)^2} \left( k k_1 - \frac{\omega \omega_1}{c^2} \right), \quad (2)$$

где  $m_p$ ,  $\gamma_p$  — масса покоя и релятивистский фактор пробных частиц.

г) Внутренним волнистым линиям, изображающим виртуальные поля зарядов, соответствует фотонный пропагатор, имеющий для изотропной плазмы вид [4]

$$\Pi^{(p)}(k) = \frac{1}{k^2} \left( \frac{k}{\omega^2 \epsilon_k^i} + \frac{[k[v_p k]]}{\omega^2 \epsilon_k^i - k^2 c^2} \right), \quad (3)$$

где  $\epsilon_k^i$ ,  $\epsilon_k^t$  — продольная и поперечная части диэлектрической проницаемости плазмы.

д) Зарядовым вершинам, изображенным на диаграммах жирными точками, соответствуют значения собственных зарядов частиц.

е) Пунктирный кружок отвечает заряду динамической поляризации и задается при помощи матричного элемента нелинейного тока в плазме:

$$\begin{aligned} \Delta_{ijl}(k, k_1, k_2) = & 4\pi \sum_n e_n^3 \int \frac{v_{n,i}}{\omega - kv_n} \left[ (\omega_1 - k_1 v_n) \frac{\partial}{\partial p_{n,j}} + \right. \\ & \left. + v_{n,j} \left( k_1 \frac{\partial}{\partial p_{n,l}} \right) \right] \left[ \frac{\partial}{\partial p_{n,l}} + \frac{v_{n,l}}{\omega_2 - k_2 v_n} \left( k_2 \frac{\partial}{\partial p_{n,l}} \right) \right] f_{p_n}^{(0)} \frac{d p_n}{(2\pi)^3}, \quad (4) \end{aligned}$$

где  $f_{p_n}^{(0)}$  — невозмущенная функция распределения по импульсам для тепловых частиц  $n$ -сорта плазмы.

Теперь для получения общего аналитического соотношения для матрицы свободно-свободного перехода необходимо, следуя общей методике и двигаясь вдоль каждой диаграммы слева направо, перемножить соответствующие выражения для отдельных элементов диаграмм. Выполнив указанную процедуру, после суммирования по всем диаграммам для матрицы перехода, отвечающего излучению волны нормальной  $\sigma$ -моды, получим

$$\begin{aligned} M^\sigma = & \frac{e_\alpha e_\beta e_{k,j}^\sigma}{\pi \left\{ \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 \epsilon_k^\sigma) \Big|_{\omega = \omega_k^\sigma} \right\}^{1/2}} \left\{ e_\alpha \Pi^{(\alpha)}(q) \Delta_{jl}^{(\beta)}(q, k) + \right. \\ & + e_\beta \Pi^{(\beta)}(q+k) \Delta_{jl}^{(\alpha)}(q+k, k) + \Pi^{(\alpha)}(q) \Pi^{(\beta)}(q+k) \times \\ & \left. \times [S_{jl}(k, q+k, q) + S_{jl}(k, q, q+k)] \right\}. \quad (5) \end{aligned}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$q = (q, q v_p), \quad q+k = (q+k, (q+k) v_\alpha).$$

Соответствующая квазиклассическая вероятность свободно-свободно-перехода может быть представлена в виде

$$W_{\alpha\beta}^\sigma(q, k) = (2\pi)^3 |M^\sigma|^2 \delta(\omega_k^\sigma + q v_p - (q+k) v_\alpha). \quad (6)$$

Приведенные здесь результаты представлены в лабораторной системе отсчета, где плазма в целом покоится. Такой метод представления удо-

бен для изучения коллективного ТИ, образованного при столкновении групп заряженных частиц, распределенных по скоростям.

3. Важность соотношений (2)—(6) заключается в том, что они позволяют детально исследовать процесс ТИ в плазме практически при любой постановке вопроса. При надлежащем видоизменении ими можно пользоваться для изучения ТИ и в других материальных средах. Кроме того, разработанную для случая ТИ методику квазиклассической диаграммной техники путем соответствующих обобщений можно применить к более сложным электромагнитным процессам в плазменной среде.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Feysman R. Phys. Rev.*, 76, 749, 769 (1949).
2. *Калашиников Н. П. Когерентное взаимодействие заряженных частиц в монокристалле.* Атомиздат, М., 1981.
3. *Цытович В. Н. Нелинейные эффекты в плазме.* Изд. Наука, М., 1967.
4. *Электродинамика плазмы.* Под ред. А. И. Ахиезера. Изд. Наука, М., 1974.
5. *Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние.* Изд. Наука, М., 1984.
6. *Акопян А. В., Цытович В. Н. Физика плазмы*, 1, 673 (1975).
7. *Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.* Изд. Наука, М., 1969.
8. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика.* Изд. Наука, М., 1980.

ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ԺԱՌԱԳԱՅՑՄԱՆ ԿՎԱԶԻԿԼԱՍԻԿ  
ԴԻԱԳՐԱՄԱՅԻՆ ՏԵԽՆԻԿԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Վ. ՀԱԿՈՔՅԱՆ

Կվազիկլասիկ մոտավորության շրջանակներում փոքր զրգռումների տեսությամբ մշակված է պլազմայում արգելակային ճառագայթման դիագրամային տեխնիկա: Իրոտրոպ պլազմայում ալիքի նորմալ մոդաների ճառագայթմանը պատասխանատու հանդիսացող ազատ-ազատ անցումների մատրիցական էլեմենտների համար բերված է ընդհանուր անալիտիկ արտահայտություն:

#### ON THE QUASI-CLASSICAL DIAGRAM TECHNIQUE OF BREMSSTRAHLUNG IN PLASMA

A. V. HAKOPYAN

In the framework of quasi-classical approximation of the theory of small perturbations, a diagram technique for the bremsstrahlung in plasma was developed. A general analytical expression was given for the matrix of free-free transition responsible for the radiation of normal wave modes in isotropic plasma. Appropriate diagrams were plotted for the conventional and transition bremsstrahlung.