

порционален $\gamma_0^{-7/3}$, и при выполнении неравенства $\gamma > \sqrt{P}$, $(\omega_b/\omega)^{2/3} \ll \gamma^3(2, 4 \cdot \beta)^2/P$, где $P = \omega_p^2 a^2/c^2$ — погонная плотность плазмы, эти колебания не возбуждаются. Возбуждение низкочастотных электромагнитных волн, так же как и высокочастотных, обусловлено переходным излучением и может быть легко сорвано выбором радиуса волновода $a < (c/\omega) \cdot 2,4$.

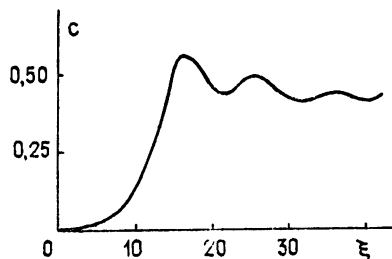


Рис. 1.

Для произвольных значений амплитуд возбуждаемых колебаний система (4) решалась численно при $\gamma_0 = 3$, $\theta = 0,1$ и следующих граничных условиях ($\xi = 0$): $|G_{(0)}| = 10^{-2}$, $\text{Im } G = 0$, $\nu = 0$, $\tau = \tau_0$. Результаты численного счета представлены на рисунке. Из этого рисунка следует, что насыщение амплитуды обусловлено захватом частиц пучка полем пространственной гармоники ($m = 1$), синхронной с пучком, а эффекты расслоения приводят к перемишиванию захваченных частиц [4, 5] и к установлению постоянной амплитуды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Файнберг Я. Б., Хижняк Н. А.— ЖЭТФ, 1957, 32, № 4, с. 883.
2. Тер-Микаэлян М. Л.— ДАН СССР, 1960, 134, № 2, с. 318.
3. Буц В. А.— ЖТФ, 1973, 53, № 3, с. 456.
4. Файнберг Я. Б.— АЭ, 1961, 11, № 4, с. 313.
5. Файнберг Я. Б.— УФН, 1967, 93, № 4, с. 617.
6. Альтеркоп Б. А., Волокитин А. С., Росинский В. Е., Рухадзе А. А., Тараканов В. П.— Физика плазмы, 1977, 3, № 1, с. 173.
7. Лошков И. В.— Физика плазмы, 1977, 3, с. 577.

Поступила в редакцию
17 августа 1981 г.,
после доработки
28 января 1982 г.

УДК 538.3

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ИНВАРИАНТЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЛОСКИХ ВОЛНАХ

В. Я. Давыдовский

Взаимодействие заряженных частиц с медленно эволюционирующими волнами, приводящее к своеобразным эффектам [1–9], удобно рассматривать на основе адиабатических инвариантов. Здесь получены релятивистские адиабатические инварианты для пролетных и захваченных частиц в плоских волнах любой поляризации, когда меняются все параметры волны, включая фазовую скорость.

Рассмотрим электромагнитное поле, описываемое потенциалами

$$A, \varphi = A, \varphi(\psi, t, z), \quad \partial\psi/\partial t = \omega(t), \quad \partial\psi/\partial z = -k(z), \quad (1)$$

причем явная зависимость от времени t и продольной координаты z предполагается гораздо более медленной, чем от фазы ψ .

В большинстве практически интересных случаев волны можно считать либо стационарными, либо однородными.

1. Стационарная неоднородная волна

$$A = A(\psi, z), \quad \omega = \text{const}; \quad (2)$$

$$\varphi = 0. \quad (3)$$

Калибровка (3) не ограничивает общности, поскольку продольная компонента поля полностью описывается составляющей A_z .

Докажем, что адиабатическим инвариантом заряженной частицы в поле (2) является выражение

$$J_z = \oint \gamma d\psi, \quad (4)$$

где γ — энергия частицы (используется система единиц, где заряд и масса покоя частицы, а также скорость света положены равными единице), интегрирование выполняется за период движения частицы (для пролетных частиц поле предполагается периодичным по ψ) в пренебрежении зависимостью от медленных переменных.

Доказательство основано на том, что для интегралов, через которые выражаются адиабатические инварианты, зависимость от параметров можно считать медленной, с той же точностью, с которой выполняется условие адиабатичности.

Для пролетных частиц пределы интегрирования в (4) постоянны, и поэтому

$$dJ_z/dz = \oint (\partial\gamma/\partial z) d\psi, \quad (5)$$

где дифференцирование под интегралом подразумевается по медленному z . В [10] получено выражение для γ через потенциалы, сохраняющие обобщенный импульс и величину $Y = k(\gamma + \varphi) - \omega(p_z + A_z)$ (формула (21)), с помощью которого, принимая во внимание точное уравнение для Y , полученное там же (формула (6)), легко получить, что для поля (2), (3)

$$\partial\gamma/\partial z = 0, \quad (6)$$

чем и доказывается адиабатическая инвариантность выражения (4) для пролетных частиц.

Для захваченных частиц пределы интегрирования в (4) определяются областью фазовых колебаний частицы:

$$J_z = \int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma|_{\sigma=+1} d\psi + \int_{\psi_2}^{\psi_1} \gamma|_{\sigma=-1} d\psi, \quad \sigma = \text{sign}(ku_z - \omega). \quad (7)$$

Дифференцируя (7) по медленному z , с помощью равенства (6), справедливого и для захваченных частиц, получим

$$(dJ_z/dz) = 2 [R(\psi_2) (d\psi_2/dz) - R(\psi_1) (d\psi_1/dz)], \quad (8)$$

$$R(\psi) = \omega \{ (Y + \omega A_z)^2 - (k^2 - \omega^2) [(C - A_z)^2 + 1] \}^{1/2} / (k^2 - \omega^2).$$

Поскольку $R(\psi_1) = R(\psi_2) = 0$, адиабатическая инвариантность выражения (4) доказана и для захваченных частиц.

2. Однородная нестационарная волна

$$A_z = 0, \quad \varphi = A_z, \quad \varphi(\alpha, t), \quad k = \text{const}, \quad A_z = 0. \quad (9)$$

В этом случае адиабатический инвариант имеет вид

$$J_z = \oint p_z d\psi. \quad (10)$$

Аналогичное случаю 1 доказательство основано на выражении для p_z , приведенном в [10] (формула (22)).

Заметим, что адиабатическая инвариантность выражений (4) и (10) следует также из приведенных в [10] гамильтонианов, в которых парами канонических переменных служат γ и ψ для неоднородной задачи и p_z и ψ — для нестационарной задачи, а роль времени играют переменные $\omega \int dz/p_z$ и $k \int dt/\gamma$, с точностью до постоянных множителей совпадающие с собственным временем частицы.

В заключение отметим, что полученные ранее в [2, 6, 10, 11] адиабатические инварианты являются частными случаями общих выражений (4) или (10).

Итак, при движении заряженной частицы в слабо неоднородной стационарной волне адиабатически сохраняется величина (4), а в слабо нестационарной однородной волне — выражение (10). Этот результат является достаточно общим: он справедлив как для захваченных, так и для пролетных релятивистских частиц в поперечных, продольных и продольно поперечных плоских волнах с любыми (и в том числе медленно меняющимися) фазовыми скоростями при адиабатически медленном изменении всех параметров волны либо со временем, либо вдоль направления распространения, что исчерпывает большинство практически интересных ситуаций.

Отметим в заключение, что полученные адиабатические инварианты не лоренц-инвариантны. Это обусловлено тем, что они записаны в специальных системах отсчета, где параметры волны зависят либо от z , либо от t . Неинвариантность выражений показывает, что их невозможно было бы получить из общей ковариантной теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Миллер М. А. — ЖЭТФ, 1959, 36, с. 1909.
2. Давыдовский В. Я., Якушев Е. М. — ЖЭТФ, 1967, 52, с. 1068.
3. Истомин Я. Н., Карпман В. И., Шкляр Д. Р. — ЖЭТФ, 1975, 69, с. 909.

4. Истомин Я. Н., Карпман В. И., Шкляр Д. Р.— Геомagnetизм и астрономия, 1976, 16, с. 116.
5. Давыдовский В. Я., Филиппов Ю. С.— ЖТФ, 1977, 47, с. 897.
6. Давыдовский В. Я., Якушев Е. М.— ЖТФ, 1969, 39, с. 2236.
7. Asseo E., Laval G., Peilat R., Roux A., Welti R.— J. Plasma Phys., 1972, 8, p. 341.
8. Карпман V. I., Istomin Ja. N.— Phys. Lett., 1974, A48, p. 197.
9. Давыдовский В. Я., Сапогин В. Г., Филиппов Ю. С.— ЖТФ, 1978, 48, с. 2455.
10. Давыдовский В. Я.— ЖЭТФ, 1979, 77, с. 519.
11. Давыдовский В. Я., Якушев Е. М.— ЖТФ, 1971, 41, с. 2259.

Таганрогский
радиотехнический институт

Поступила в редакцию
27 мая 1981 г.

УДК 551.508.85 : 551.578.7

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОХАРАКТЕРИСТИК ГРОЗО-ГРАДОВЫХ ОБЛАКОВ

Х. Н. Кармов, Б. Х. Тхамоков

В настоящее время экспериментальные исследования СВЧ радиометрами жидкокапельных облаков без осадков, а также с морозящими осадками проводятся с целью определения интегральной водности и водозаписа облаков и получили большое распространение (см., например, [1-3] и др.).

Исследования мощных грозо-градовых облаков с помощью многоволновой радиометрии совместно с некогерентными и когерентными радиолокаторами начаты относительно недавно [4, 5]. Использование активно-пассивной радиолокации с применением импульсно-когерентных радиолокаторов в экспериментальном исследовании физических процессов в грозо-градовых облаках даст возможность получить ряд ценной дополнительной информации [5, 6].

В связи с этим задача настоящей работы состоит в анализе экспериментальных результатов с целью выяснения возможности определения зоны зарождения и режима роста града в ранней стадии градообразования с помощью радиолокационно-радиометрического комплекса. Исследования включали измерение теплового радиоизлучения градовых и дождевых облаков на волнах 3,3 и 8,4 см, а также одновременное наблюдение радиолокационных параметров на волнах $\lambda = 10$ и 30 см. Измерения выполнялись с помощью аппаратуры, описанной в [4, 5].

Методика измерения антенной температуры градовых и дождевых облаков заключалась в записи на самописцах ЭПП-09 азимутальных профилей разности антенной температуры между безоблачным небом и облаками. Одновременно велась регистрация значения радиолокационной отражаемости на многоканальном самописце Н-328 при фиксированном угле места антенны.

Для получения распределения радиоизлучения и радиолокационной отражаемости по вертикальной и горизонтальной протяженности облака проводилось сканирование по углу места через 2° (выбор угла сканирования связан с шириной диаграммы направленности антенны*), если облако проходило в стороне от научно-исследовательского полигона. Одновременно с помощью активной радиолокационной станции определялись горизонтальные и вертикальные протяженности облачной среды.

При прохождении грозо-градового облака над научно-исследовательским полигоном наблюдения проводились в зенит непрерывно с помощью вертикально направленных антенн. По мере прохождения облака над радиолокационно-радиометрической системой фиксировались: значения радиояркостной температуры T_{λ} на $\lambda = 3,3$ и 8,4 см, распределение отражаемости η см⁻¹ на $\lambda = 30$ см по высоте и во времени, а также измерялась интенсивность J мм/ч осадков и ее трансформация во времени в точке наблюдения. Количество осадков и их интенсивность измерялись с помощью челночного амбрографа. Уровень теплового радиоизлучения безоблачной атмосферы определялся по методу разрезов [7] до прохождения и после прохождения облака. В среднем проводилось пять-шесть разрезов атмосферы и осреднялись значения радиоизлучения безоблачной атмосферы по соответствующим уровням угла места, начиная с 4 до 90° . Полученные значения радиояркостных температур безоблачной атмосферы вычитались из радиояркостных температур грозо-градовых облаков.

Следует отметить, что измерение радиояркостной температуры безоблачной атмосферы в различных азимутах показало, что в сторону главного Кавказского хребта

* Влияние дождя на параметры антенны специально не исследовалось. Однако, согласно [8], ошибка, вызванная эффектом смачивания антенны при измерении антенной температуры, не превышает $2-3\%$ на $\lambda > 2$ см.