

амплитуды рассеянного сигнала на частоте автомодуляции в зависимости от угла наблюдения (рис. 4). Как видно из данной зависимости, наибольшая интенсивность рассеяния наблюдается в задней полуплоскости.

Помимо интенсивности генерации большое значение имеет и поляризация излучения. В связи с этим нами были проведены измерения поляризации рассеянного излучения от боковой грани кристалла и сравнение ее с поляризацией выходного луча (рис. 5). Полученное расположение эллипсов поляризации качественно можно объяснить френелевскими законами отражения лучей с разными поляризациями.

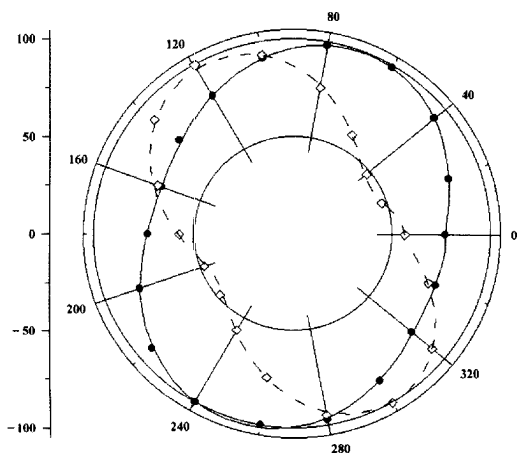


Рис. 5. Поляризация выходного излучения (кружки) и излучения, рассеянного боковой гранью (квадраты)

Заключение

В результате проведенных исследований установлено, что в различных точках каустики пучка излучения в линейном лазере основной вклад в рассеяние дают различные эффекты. Так, на торцах кристалла преобладает рассеяние излучения генерации, линейно возрастающее с ростом мощности излучения в резо-

наторе. Внутри же кристалла доминирует люминесценция с верхних уровней, интенсивность которой падает при увеличении мощности генерации.

Показана возможность регистрации автомодуляционного режима по рассеянному излучению генерации в кольцевом чип-лазере на YAG:Nd^{3+} . Проведены измерения амплитуды рассеянного излучения на частоте автомодуляции для кольцевого чип-лазера в зависимости от угла рассеяния.

Измерены поляризационные характеристики излучения на частоте генерации, рассеянного с боковой грани монокристалла, и выходного луча для кольцевого чип-лазера.

Таким образом, результаты работы позволяют сделать вывод о возможности регистрации выходных характеристик лазера по рассеянному излучению.

Литература

1. Берштейн И.Л. // Изв. вузов, Радиофизика. 1973. 16, № 4. С. 526.
2. Кравцов Н.В., Наний О.Е. // Квант. электроника. 1993. 20. С. 322.
3. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. // Квант. электроника. 1994. 21. С. 903.
4. Андропова И.А. // Изв. вузов, Радиофизика. 1974. 7, № 5. С. 775.
5. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Шелаев А.Н. // Опт. и спектр. 1973. 35. С. 775.
6. Андропова И.А., Берштейн И.Л. // Изв. вузов, Радиофизика. 1971. 14, № 5. С. 698.
7. Бойко Д.Л., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Кравцов Н.В. // Квант. электроника. 1997. 24, № 3. С. 653.
8. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975.
9. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М.: Радио и связь, 1994.

Поступила в редакцию
15.03.00

ГЕОФИЗИКА

УДК 621.391.81

РЕКОНСТРУКЦИЯ ВЫСОТНЫХ ПРОФИЛЕЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ЧАСТОТЫ ЭЛЕКТРОННЫХ СОУДАРЕНИЙ В ИЗОТРОПНОЙ ПЛОСКОСЛОИСТОЙ ИОНОСФЕРЕ

В. Д. Гусев, Е. Г. Михайлова, Л. И. Приходько

(кафедра физики атмосферы)

Рассмотрена обратная задача реконструкции высотных профилей эффективной частоты электронных соударений в ионосфере. В приближении геометрической оптики задача сведена к интегральному уравнению типа Абеля. Проведен численный анализ полученного уравнения, приводится пример реконструкции $\nu_{\text{eff}}(z)$ для параболического ионосферного слоя.

При радиозондировании ионосферы истинная высотная зависимость электронной концентрации $N(z)$ неоднородных слоев определяется по экспериментальной высотно-частотной характеристике $Z_g(\omega)$

(Z_g — действующая высота отраженного сигнала), которая непосредственно определяется на ионосферных станциях путем измерения времени группового запаздывания $t_g = 2Z_g(\omega)/c$ для сигналов с различ-

ной несущей частотой ω . Математически эта задача в приближении геометрической оптики сводится к обратной задаче типа Абеля и ее решение связано с большими трудностями, когда учитывается постоянное магнитное поле Земли. Пренебрежение магнитным полем Земли существенно упрощает математические расчеты и во многих случаях позволяет получать близкий к действительности ход $N(z)$ [1].

Наряду с электронной концентрацией важным параметром, определяющим физические процессы в ионосферной плазме, является число упругих столкновений электронов с тяжелыми частицами и ионами [1, 2]. Наличие этих соударений в макроскопической электродинамике приводит к необходимости учитывать проводимость и поглощение энергии, а диэлектрическая проницаемость ионосферной плазмы становится комплексной величиной. Поглощение радиоволн в ионосфере существенно влияет на интенсивность принимаемых сигналов и, следовательно, на дальность передачи информации. Поэтому важной практической и научной задачей в проблеме диагностики ионосферных слоев является определение высотных зависимостей эффективной частоты электронных соударений $\nu_{\text{eff}}(z)$.

Эта задача в приближении геометрической оптики также может быть сведена к обратной задаче типа Абеля с обращением экспериментально регистрируемой частотной зависимости коэффициента отражения $R(\omega)$.

В настоящей работе предложен метод реконструкции эффективной частоты $\nu_{\text{eff}}(z)$ в изотропной плоскостной ионосфере. В этом случае известным является выражение для логарифма модуля коэффициента отражения R при нормальном зондировании в приближении геометрической оптики и при условии $\nu_{\text{eff}}^2 \ll \omega^2$, которое широко используется при экспериментальном определении поглощения радиоволн в ионосфере [2]:

$$-\ln |R| \equiv K = \frac{1}{c} \int_0^{z_{\text{ref}}} \nu_{\text{eff}} \frac{1 - n^2}{n} dz. \quad (1)$$

В выражении (1) n — коэффициент преломления изотропной ионосферы, c — скорость света в вакууме, интегрирование ведется от начала слоя ($z = 0$) до z_{ref} — высоты, на которой отражается волна с частотой ω . Поскольку при выполнении условия $\nu_{\text{eff}}^2 \ll \omega^2$ значение n мало отличается от значения коэффициента преломления при отсутствии поглощения, то, положив

$$n^2 = 1 - \frac{e^2 N(z)}{\pi m f^2} = 1 - \frac{N(z)}{a(f)},$$

где e и m — заряд и масса электрона, $f = \omega/2\pi$, найдем:

$$K = \frac{1}{c\sqrt{a}} \int_0^{z_{\text{ref}}} \nu_{\text{eff}}(z) \frac{N(z)}{\sqrt{a - N(z)}} dz. \quad (2)$$

Сделаем замену переменной интегрирования:

$$dz = z'(N) dN. \quad (3)$$

Получаем:

$$K = \frac{1}{c\sqrt{a}} \int_0^a \nu_{\text{eff}}(N) \frac{N z'(N)}{\sqrt{a - N}} dN.$$

Вводя функции $g(a) = c\sqrt{a}K$ и $\varphi(N) = N\nu_{\text{eff}}(N)z'(N)$, получаем интегральное уравнение типа Абеля:

$$g(a) = \int_0^a \frac{\varphi(N)}{\sqrt{a - N}} dN. \quad (4)$$

Решение уравнения (4) относительно $\varphi(N)$ при условии $g(0) = 0$ известно [3]:

$$\varphi(N) = \frac{1}{\pi} \int_0^N \frac{g'(a)}{\sqrt{N - a}} da. \quad (5)$$

Из выражения (5) находим зависимость $\nu_{\text{eff}}(N)$:

$$\nu_{\text{eff}}(N) = \frac{c}{\pi N z'(N)} \int_0^N \frac{(\sqrt{a} K(a))'}{\sqrt{N - a}} da, \quad (6)$$

определяющую искомый профиль $\nu_{\text{eff}}(z)$. Здесь $\nu_{\text{eff}}(z)$ — эффективная частота электронных столкновений на том уровне z , на котором отражается радиоволна частоты f . Таким образом, задача определения высотного профиля $\nu_{\text{eff}}(z)$ в приближении геометрической оптики сведена к обращению частотной зависимости коэффициента отражения, которая может быть измерена экспериментально.

В численной схеме решения уравнения (6) используется стандартная формула трапеций. Регуляризирующим параметром при численном дифференцировании под знаком интеграла является шаг пространственной сетки, используемой в аппроксимации производной [4].

Детальный анализ выражения (6) показал, что существенную роль в достоверном определении $\nu_{\text{eff}}(z)$ играет область малых электронных концентраций N , т.е. область начала слоя, для которого плазменная частота $f_N \rightarrow 0$. Поскольку область малых частот радиозондирования ($f \rightarrow 0$) физически нереализуема, важным моментом является выбор начальной частоты f_0 , соответствующей нижнему пределу интегрирования $a_0 = (\pi m/e z) f_0$ в (6).

Это хорошо видно из рис. 1, на котором приведены результаты реконструкции параболического профиля $\nu_{\text{eff}}(z)$ для случая, когда частотная зависимость коэффициента отражения найдена в приближении геометрической оптики: $|R| = \exp(-K)$, где K находится по формуле (2). Если начальная частота $f_0 = 2$ МГц, расчетные данные сильно отличаются от

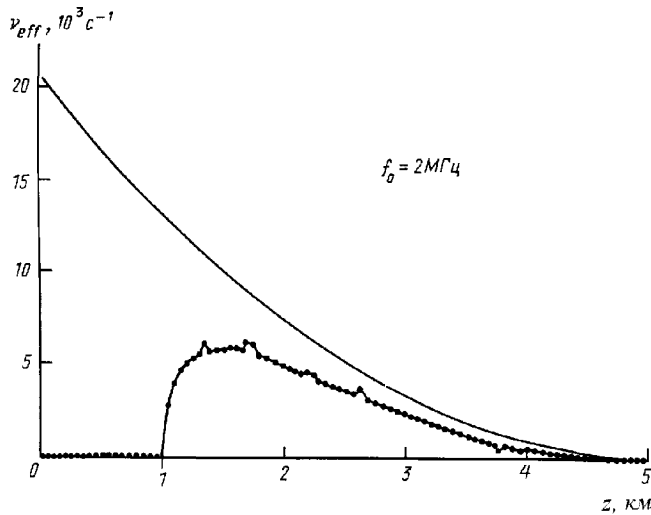


Рис. 1

модельных (гладких кривых), особенно в начале слоя. С уменьшением частоты f_0 реконструкция профиля $\nu_{\text{eff}}(z)$ улучшается, и при $f_0 = 10^2$ Гц расчетные данные практически совпадают с модельными.

Реконструкция высотных профилей $\nu_{\text{eff}}(z)$ проводилась для параболической модели $N(z)$ ионосферного слоя, при этом в качестве «экспериментальной» частотной зависимости коэффициента отражения использовалась зависимость, полученная из численного эксперимента при решении краевой задачи для уравнения Гельмгольца с условиями непрерывности поля и его производной на нижней и верхней границах слоя. Эта зависимость модуля коэффициента отражения от частоты, учитывающая дифракционные эффекты и волновые явления вблизи критической частоты слоя f , приведена на рис. 2. Здесь критическая частота слоя равна $f_c = 3,3$ МГц, область используемых частот радиозондирования составляет 0,2–3,3 МГц.

Выбор нижней границы частотного диапазона обусловлен, с одной стороны, моделью изотропной ионосферы ($\omega^2 \gg \omega_H^2$, ω_H — гирочастота) и условием $\omega^2 \gg \nu_{\text{eff}}^2$. С другой стороны, на практике невозможно измерить частотную зависимость коэффициента отражения в области низких частот, точно так же, как в экспериментах не наблюдаются при низких частотах высотно-частотные характеристики [5, 6]. Поэтому для получения физически

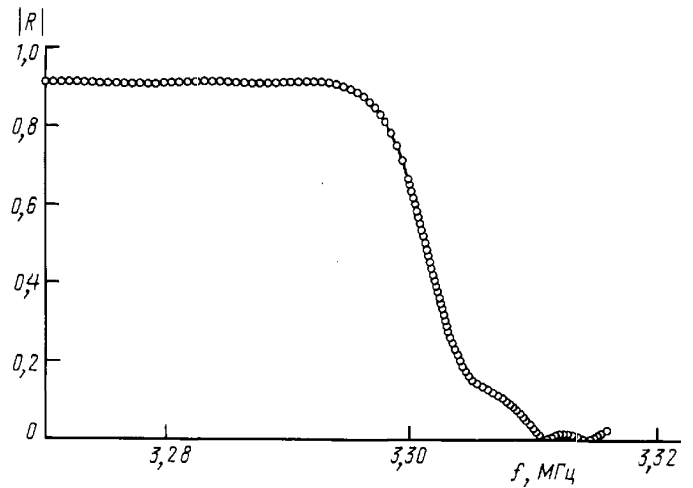


Рис. 2

обоснованного результата необходимо сделать некоторые предположения относительно поведения кривой $|R(f)|$ при низких частотах. При реконструкции $\nu_{\text{eff}}(z)$ нами была выбрана геометрическая аппроксимация коэффициента отражения в области частот $0 < f < f_0 = 0,2$ МГц.

Проведенный детальный численный анализ уравнения (6) показал, что результат реконструкции $\nu_{\text{eff}}(z)$ в ионосферных слоях достаточно близок к реальности во всей области высот, за исключением начала слоя (области малых концентраций N) и области вблизи максимума электронной концентрации N . Последнее связано, по-видимому, с изначально используемым приближением геометрической оптики, которое неприменимо вблизи критических частот радиозондирования.

На рис. 3 приводится пример реконструкции профиля $\nu_{\text{eff}}(z)$ в параболическом ионосферном слое. Достаточно хорошая реконструкция $\nu_{\text{eff}}(z)$ в широкой области высот позволяет сделать вывод, что предложенный в работе метод может быть использован при определении высотных профилей эффективной частоты электронных соударений в различных ионосферных слоях.

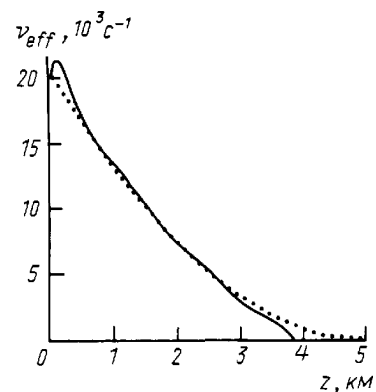


Рис. 3

Особо отметим, что этот метод позволяет восстанавливать немонотонные профили $\nu_{\text{eff}}(z)$, поскольку в соответствии с (3) требуется лишь взаимно однозначное соответствие между электронной концентрацией

цией N и координатой z , т. е. монотонность высотного профиля электронной концентрации N .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 98-02-16834).

Литература

1. Альперт Я.Л. Распространение радиоволн в ионосфере. М., 1960.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., 1967.

3. Колмогоров А.Н., Фомин С.В. Элементы теории функций и функционального анализа. М.: Наука, 1989.
4. Лаврентьев М.М. Условно-корректные задачи для дифференциальных уравнений. Новосибирск: Изд-во Новосибир. ун-та, 1973.
5. Adolf K. Pful // Radio Science. 1967. 2, No. 10. P. 1197.
6. Tutheridge J.E. // Radio Science. 1967. 2, No. 2. P. 1238.

Поступила в редакцию
09.07.99

УДК 539.038

О ВОЗМОЖНОСТИ ДИСТАНЦИОННОГО ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЛУНЫ

В. И. Григорьев, В. С. Ростовский

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Обсуждаются возможности обнаружения поляриметрическими методами электрического поля, возникающего на Луне благодаря бароэлектрическому эффекту.

Введение

Перераспределение электрических зарядов в среде, порождаемое неоднородностями внутренних напряжений в ней, — бароэлектрический эффект (БЭ) — приводит к появлению полей, которые естественно именовать бароэлектрическими. Физическое истолкование БЭ заключается в том, что из-за зависимости работы выхода электронов от давления в веществе электроны переходят из областей с большими внутренними напряжениями в области, где они меньше.

Количественная теория БЭ наиболее полно изложена в монографии [1]. Оценки, базирующиеся на этой теории, показывают, в частности, что бароэлектрические поля тем значительнее, чем больше перепады давлений. Естественно, что это наиболее ярко проявляется в таких объектах, как планеты, где эти перепады — порядка (и более) давлений Ферми $p_F = \frac{\hbar^2}{5m} (3\pi^2)^{2/3} n^{5/3}$, где n — число электронов в единице объема.

Если объект сферически симметричен и в целом электронейтрален, его бароэлектрическое поле (которое будем называть «главным») захватывает лишь внутреннюю область, т. е. не проникает за пределы поверхности планеты. Если же сферическая симметрия нарушается (либо за счет заметных неоднородностей самой планеты, либо из-за асимметрии внешних воздействий), то поле проникает и во внешнюю область. Из числа таких воздействий наиболее существенное значение имеют приливные силы. Как показано в [2, 3], именно приливные воздействия, а не эффекты в атмосфере определяют основные черты поля ясной погоды Земли. Но это означает, как было впервые указано в наших работах [4–7], что и на таких небесных телах, которые не имеют плотной атмосферы, также должно быть «приливное» электрическое поле.

По проведенным нами оценкам [5] величина напряженности такого поля в некоторых областях над поверхностью Луны на порядок больше максимальных значений напряженности поля ясной погоды над Землей.

Подчеркнем, что наше утверждение о наличии электрического поля на Луне не является гипотезой, оно с необходимостью следует из общеизвестных положений физики^{*)}. Естественно, возникает вопрос о возможностях экспериментального подтверждения этого (ранее не выдвигавшегося) утверждения. Конечно, прямые измерения электрического поля на Луне были бы здесь оптимальными, но если таковые отсутствуют, то можно искать другие пути, например обнаружение поля методом дистанционного электрозондирования. Ниже предлагается такого рода метод, связанный с поляриметрическими исследованиями отражения от Луны солнечного света.

Поляриметрические исследования небесных тел начались еще в XIX в., когда Доминик Франсуа Араго (см., напр., [10]) обнаружил, что свет Солнца, отраженный от поверхности Луны, частично поляризован, и приступил к более детальному изучению этого явления.

Последующие исследования (см., напр., [10–11]) поляризации при отражении от Луны, а также ряда других небесных тел (участков поверхностей Марса, Венеры, Юпитера, Сатурна и некоторых их спутников) позволили получить дополнительно информацию, полезную для изучения состава и структуры поверхностей этих тел.

Поляризация при отражении от зеркальных поверхностей описывается формулами Френеля, из

^{*)} В работах [8] и [9] на основе результатов наблюдений были высказаны утверждения о существовании над поверхностью Луны ионных потоков, порождаемых действием электростатического поля.