

## из текущей литературы

551.594.12

## ИОНИЗОВАННЫЙ СЛОЙ В ГАЗЕ (В АТМОСФЕРЕ)

Верхняя часть атмосферы Земли, начиная с высот  $z \sim 60 - 80$  км, ионизована. Ионизация возникает под воздействием ультрафиолетового излучения Солнца. Образуется плазменный слой, окружающий Землю, — ионосфера. Концентрация электронов и ионов в ионосфере  $N$  нарастает до высоты  $z \sim 300$  км, где достигает значений  $N_m \sim 10^6 - 10^8$  см<sup>-3</sup>; на больших высотах  $N$  медленно спадает.

Ионосфера способна отражать радиоволны. Это важное свойство широко используется в практике радиосвязи на средних и коротких волнах. Максимальная частота радиоволн, отражающихся от ионосферы,  $f_m \sim 20 - 30$  МГц; она определяется значением концентрации электронов в максимуме ионосферного слоя  $f_m \sim \sqrt{N_m}$ <sup>1</sup>. Радиоволны с частотой  $f > f_m$  свободно проходят сквозь ионосферу, не отражаясь. Естественный интерес вызывает поэтому вопрос о возможности повышения частоты  $f_m$ , т. е. повышения максимальной концентрации электронов в ионосфере  $N_m$  путем ее дополнительной ионизации.

В 1937 г. Бэйли указал на возможность осуществления дополнительной ионизации ионосферы с помощью радиоволн<sup>2</sup>. Для этого предлагалось использовать гирорезонанс, т. е. резонанс между частотой волны и собственной частотой вращения ионосферных электронов в магнитном поле Земли. Гирорезонанс соответствует средневолновому диапазону  $\lambda \sim 200$  м,  $f \sim 1.5$  МГц. Проведенные в дальнейшем теоретические расчеты<sup>3,4</sup> и эксперименты<sup>5,6</sup> показали, что этот метод требует слишком больших затрат энергии и не может привести к значительному повышению отражающей способности ионосферы. К аналогичным результатам привели и расчеты воздействия на нижнюю ионосферу радиоволн частоты  $f \sim 50$  МГц<sup>7</sup>. Значительное повышение максимальной концентрации электронов в ионосфере под воздействием радиоволны оказывается мало реальным вследствие энергичного роста нелинейного поглощения радиоволн и сравнительно быстрой диффузии электронов из возмущенной области.

Другое направление теоретически исследует возможность создания плазменного слоя ниже ионосферы — в атмосфере на высотах 30—60 км<sup>8-10</sup>. Предполагается, что ионизованная область создается за счет высокочастотного пробоя воздуха. Для пробоя и последующего поддержания ионизации используются сфокусированные пучки радиоволн. Ионизация создается в области пересечения пучков. Пробой осуществляется коротким радиоимпульсом, ионизация поддерживается за счет непрерывного или же импульсного излучения. При импульсном поддержании в пересекающихся пучках возможно существование тонкого плазменного слоя. Такой слой способен эффективно отражать радиоволны с частотой  $f$  до 1—2 ГГц, почти на два порядка превышающей максимальную частоту радиоволн, отражающихся от естественной ионосферы.

Ниже будут рассмотрены основные физические процессы, связанные с созданием в газе ионизованного слоя.

1. Под воздействием сильного переменного электрического поля радиоволны электроны набирают значительную энергию и приобретают способность ионизовать при соударениях нейтральные молекулы воздуха. При достаточно большом числе ионизаций наступает пробой. Концентрация электронов  $N$  нарастает при этом экспоненциально со временем:

$$N = N_0 e^{v_i t}, \quad (1)$$

здесь  $N_0$  — начальная концентрация,  $v_i$  — частота ионизации, т. е. число ионизаций, производимых в среднем одним электроном в единицу времени. Прилипание, рекомбинацию и диффузию, ослабляющие рост ионизации, при достаточно высоких значениях  $v_i$  можно не учитывать<sup>11</sup>.

Частота ионизации  $v_i$  зависит от амплитуды  $E_0$  и частоты  $\omega$  переменного электрического поля, от концентрации молекул воздуха  $N_m$ . Она представлена на рис. 1

в зависимости от  $E_0/E_K$ <sup>9</sup>. Здесь  $E_K$  — критическое поле пробоя в воздухе:

$$E_K = 28 \left( \frac{N_m}{2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}} \right) \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{v_K^2}} \left( \frac{\text{kV}}{\text{см}} \right),$$

$$v_K = 1,7 \cdot 10^{-7} N_m \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad v_{am} = 4 \cdot 10^{-12} N_m \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}; \quad (2)$$

$v_K$  — характерная частота соударений электрона,  $v_{am}$  — максимальная частота прилипания электронов. Поле  $E_K$  выражено в (2) в кВ/см,  $N_m$  — в  $\text{см}^{-3}$  (при давлении  $p = 760$  мм рт. ст.  $N_m = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). При  $E_0 = E_K$  частота ионизации сравнивается с частотой прилипания  $v_{am}$ , при  $E_0 > E_K$   $v_i > v_{am}$  и наступает пробой. При этом в условиях  $E_0 \leq 5E_K$  ионизацию осуществляют лишь относительно быстрые электроны, энергия которых существенно превосходит среднюю энергию электронов

плазмы. Число таких электронов резко увеличивается с ростом поля. Соответственно энергично растет и частота ионизации. Так, при изменении  $E_0/E_K$  от 1,3 до 3 данные эксперимента описываются эмпирической формулой<sup>13</sup>

$$\frac{v_i}{v_{am}} \approx \left( \frac{E_0}{E_K} \right)^\alpha, \quad \alpha \approx 5,3, \quad (3)$$

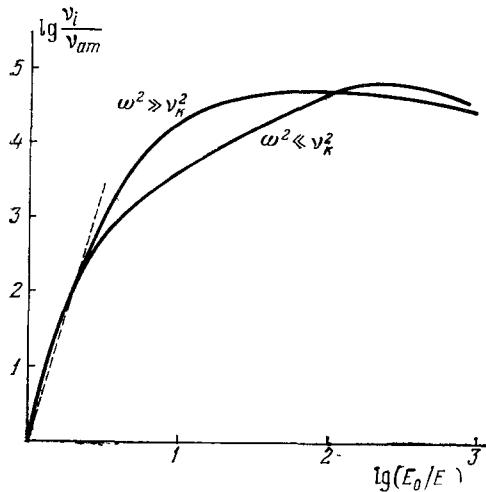


Рис. 1. Частота ионизации в воздухе  $v_i$  в зависимости от амплитуды переменного электрического поля  $E_0$ .

Штриховая линия — эмпирическая зависимость (3).

В условиях оптимума наибольшая доля энергии высокочастотного импульса идет на образование электронно-ионных пар. Учитывая, что плотность энергии импульса  $W$  пропорциональна его длительности  $\Delta t$  и квадрату амплитуды поля  $E_0^2$ , причем длительность  $\Delta t$  при заданном изменении концентрации ионов (согласно (1)) обратна частоте ионизации  $v_i(E_0)$ , находим, что  $W \sim E_0^2/v_i(E_0)$ . Эта величина имеет минимум  $W_m$  (рис. 2), достигающийся при

$$E_0 = E_{0m} \approx (6-8) E_K. \quad (4)$$

Первое значение  $E_{0m}$  соответствует низкочастотному ( $\omega^2 \ll v_K^2$ ), второе — высокочастотному ( $\omega^2 \gg v_K^2$ ) пределу. Само значение  $W_m \sim (\omega^2 + v_K^2)/v_K$  с изменением  $v_K$  нарастает и при низких ( $\omega^2 < v_K^2$ ), и при высоких ( $\omega^2 > v_K^2$ ) частотах. Оно минимально при

$$\omega \approx v_K. \quad (5)$$

Условия (4), (5) определяют, таким образом, частоту и мощность переменного электрического поля, при которых ионизация воздуха оптимальна \*).

2. Поддерживание ионизации можно осуществить как за счет периодически возобновляемого пробоя короткими импульсами, так и за счет непрерывного прогрева плазмы. Предпочтительнее в реальных условиях атмосферы оказывается первый метод.

Под действием мощного импульса электроны приобретают значительную энергию, их функция распределения по скоростям сильно отклоняется от равновесной, максвелловской. В период между импульсами распределение электронов вначале быстро

\*). Соотношения (4), (5) справедливы при достаточно высоком давлении плазмы, когда несущественна диффузия<sup>11</sup>.

релаксирует к равновесному, а затем происходит рекомбинация, приводящая к исчезновению электронно-ионной компоненты плазмы.

Релаксация к равновесию возмущенной функции распределения электронов после выключения импульса происходит за счет неупругих соударений электронов с нейтральными молекулами, сопровождающихся возбуждением оптических, колебательных и вращательных уровней молекул, а также ионизацией<sup>3, 11</sup>. В области высоких энергий электрона  $\varepsilon \geq 15$  эВ время релаксации очень мало:  $\tau \sim 10^7/N_m$  с; здесь  $N_m$  — концентрация молекул воздуха в 1 см<sup>-3</sup> (см. таблицу). В области средних энергий 1—2 эВ  $\varepsilon \leq 15$  эВ время релаксации на порядок выше:  $\tau \sim 10^8/N_m$  с. При  $\varepsilon \leq 1$  эВ существенны соударения между электронами. Здесь функция распределения электронов максвелловская, и релаксирует электронная температура  $T_e$ . Вначале при  $T_e \sim 1$  эВ релаксация идет быстро:  $\tau \sim (10^8 - 10^9)/N_m$  с, но при низких температурах  $T_e \sim 0,1$  эВ она сильно затормаживается. Полное время релаксации  $T_e$  к температуре нейтральных молекул  $T \sim 300$  К равно  $\tau \sim (1-3) \cdot 10^{11}/N_m$  с.

Электроны исчезают в период между импульсами поддержания за счет прямой рекомбинации или же прилипания к молекулам с последующей рекомбинацией положительных и отрицательных ионов. Рекомбинация идет в основном по завершении релаксации функции распределения электронов, т. е. в равновесной плазме с температурой электронов, близкой к температуре нейтралов  $T$ . Процессы рекомбинации в атмосфере достаточно хорошо изучены<sup>15, 16</sup>. Среди прямых процессов основную роль играет диссоциативная рекомбинация. Прилипание определяется, главным образом, тройными соударениями, отлипание — соударениями с возбужденными молекулами кислорода O<sub>2</sub>' и ассоциативными процессами при соударениях с атомами кислорода O и азота N. Рекомбинация положительных и отрицательных ионов протекает в основном

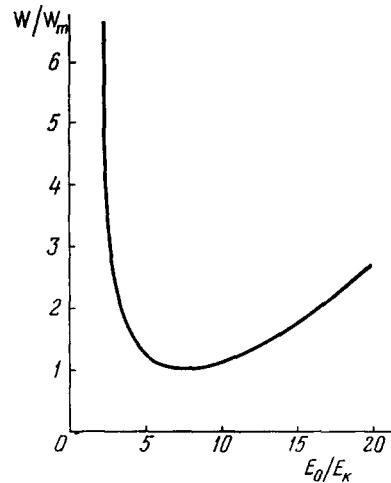


Рис. 2. Необходимая для ионизации энергия импульса  $W_2$  в зависимости от его амплитуды  $E_0$  при  $\omega^2 \gg v_K^2$ .

Таблица

$z, \text{ км}$	$N_m, \text{ см}^{-3}$	$f, \text{ ГГц}$	$D, \text{ м}$	$S, \text{ м}^2$	$E_0, \text{ В/см}$	$P, \text{ ГВт}$	$\Delta t_f, \text{ нс}$	$\Delta t, \text{ нс}$	$F, \text{ кГц}$	$N, \text{ см}^{-3}$	$\bar{P}, \text{ кВт}$	$f_m, \text{ МГц}$
60	$6,7 \cdot 10^{15}$	0,3	100	$10^6$	25	25	500	12	0,1	$1,8 \cdot 10^8$	60	100
50	$2,2 \cdot 10^{16}$	1	100	$4 \cdot 10^4$	90	11	120	5	1	$1,7 \cdot 10^9$	100	300
40	$8,2 \cdot 10^{16}$	3	100	$6 \cdot 10^3$	350	12	30	1	10	$2 \cdot 10^{10}$	300	1000
35	$1,7 \cdot 10^{17}$	6	50	$2 \cdot 10^3$	700	50	15	0,5	30	$6 \cdot 10^{10}$	1500	2000

при парных соударениях с возбуждением молекул. Процессы ионной кинетики в атмосфере сложны и разнообразны, они существенно зависят от малых примесей химически активных компонент. Коэффициенты реакций известны<sup>18, 16</sup>. Зная их, можно рассчитать изменения ионизационного баланса. На рис. 3 представлены для примера концентрации электронов  $N$  и отрицательных ионов  $N^-$  при периодическом импульсном поддержании ионизации. Пунктир на рисунке — приближенные средние установленные значения этих величин.

Отметим, что условия в плазме при многократном импульсном пробое могут заметно отличаться от условий при первоначальном пробое. Во-первых, к моменту начала повторного пробоя сохраняется значительная ионизация. Во-вторых, возможно изменение состояния основных компонент воздуха, связанное с возбуждением медленно затухающих метастабильных и колебательных уровней молекул. Наличие колебательных возбуждений влияет как на кинетику общего нагрева газа<sup>17</sup>, так и на условия возникновения повторного пробоя<sup>18</sup>. Возникают и изменения в химическом составе воздуха, а наличие в воздухе уже малых примесей ( $\sim 10^{-3}\%$ ) ряда газов (H<sub>2</sub>O, NO, N, O, O<sub>3</sub>, O<sub>2</sub>' и др.) заметно сказывается на кинетике рекомбинации<sup>15</sup>.

Нейтральные компоненты воздуха в разряде нагреваются в основном за счет термолизации возбужденных колебательных уровней молекул азота (так называемая

$V$  — Т-релаксация<sup>17, 19</sup>. В условиях импульсного поддержания ионизации нагрев нейтралов невелик:  $\Delta T/T \leqslant 0,1$ . При непрерывном поддержании ионизации можно осуществить режим сильного разогрева газа — до 3000 К. При таких температурах возникает значительная изотермическая ионизация воздуха  $N/N_m \sim 10^{-5}—10^{-7}$ . В реальных атмосферных условиях поддержание изотермической ионизации требует, однако, больших затрат энергии вследствие действия атмосферных ветров<sup>8</sup>. При импульсном поддержании ионизации влияние ветров гораздо менее существенно<sup>10</sup>.

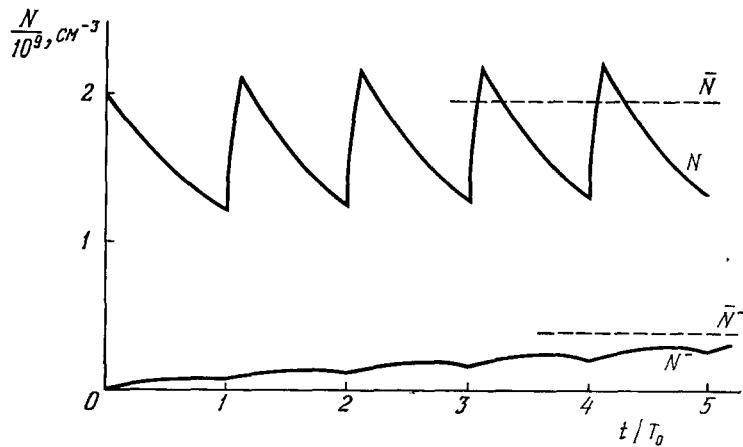


Рис. 3. Концентрация электронов  $N$  и ионов  $N^-$  в зависимости от времени  $t$  при периодическом поддержании ионизации.  
Ионизация в импульсе  $\Delta N = 10^8 \text{ см}^{-3}$ , время между импульсами  $T_0 = 10^{-3} \text{ с}$ . Начальная ионизация  $N_0 = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $N_0^- = 0$ .

3. Чтобы фиксировать местоположение ионизированной области в атмосфере, следует создавать ее в зоне пересечения двух или нескольких пучков радиоволн. Ионизованная область при этом приобретает определенную структуру.

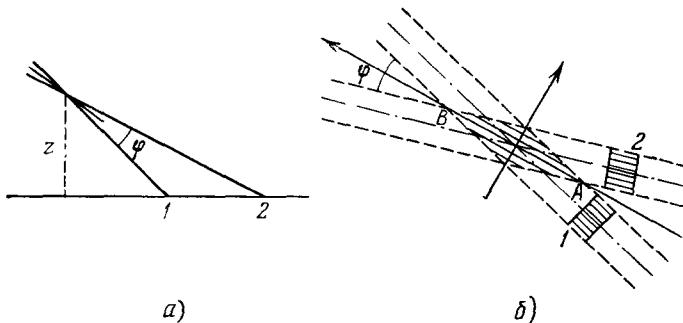


Рис. 4. Пробой и поддержание ионизации с помощью пересекающихся радиоимпульсов 1 и 2.  
а) Общая схема; б) структура области пересечения,  $AB$  — главный слой ионизации.

Ионизованная область, возникающая при пересечении двух одинаковых пучков радиоволн, представляет собой набор плоскостей, параллельных биссектрисе угла между пересекающимися пучками и направлению вектора электрической поляризации радиоволн (рис. 4). Расстояние между плоскостями

$$a = \frac{\lambda}{\sin(\varphi/2)}, \quad (6)$$

где  $\lambda = c/f$  — длина радиоволны, создающих ионизацию,  $\varphi$  — угол между пересекающимися пучками. Толщина ионизованного слоя при слабой диффузии

$$d \sim (0,1-0,2) \lambda. \quad (7)$$

Ионизация максимальна в главном слое, проходящем через точку пересечения максимумов интенсивности пучков. При поддержании ионизации за счет коротких импульсов, подбирая длительность, частоту следования и интенсивность импульсов, можно поддерживать только главный слой или же несколько слоев вблизи него. При сильном диффузионном расплывании образуется один широкий ионизированный слой, перекрывающий несколько плоскостей ионизации. Общее условие поддержания ионизированного слоя имеет вид <sup>10</sup>

$$\bar{v}_i > v_a + \frac{v_n^2}{4D_a} + \frac{D_a}{4d^2}; \quad (8)$$

здесь  $\bar{v}_i = v_i \Delta t / T_0$  — средняя частота ионизации ( $\Delta t$  — длительность импульса поддержания,  $T_0$  — время между импульсами),  $v_a$  — частота прилипания,  $v_n$  — скорость ветра в направлении нормали к слою,  $D_a$  — коэффициент амбиополярной диффузии,  $d$  — толщина слоя.

Анализ устойчивости плазмы показывает, что в ней может развиваться квазистационарная неоднородная структура за счет ионизационной неустойчивости <sup>20</sup>. Характерный размер возникающих при этом неоднородностей порядка  $\lambda$ . Неоднородности усиливаются при увеличении максимальной концентрации электронов.

4. Пусть ионизированный слой создается на высоте  $z$  в атмосфере в зоне пересечения двух пучков. Концентрация молекул  $N_m$  (2) тем самым задана, а частота  $\omega$  и амплитуда поля  $E_0$  радиоволны в оптимальных условиях однозначно связаны с  $N_m$  соотношениями (2), (4), (5). Длительность радиоимпульсов поддержания определяется частотой ионизации  $\Delta t \sim 1/v_i$ , а частота их следования  $F$  — частотой рекомбинации. В таблице приведены характерные параметры, необходимые для создания ионизированного слоя в двух пересекающихся пучках на различных высотах  $z$  в атмосфере. Здесь  $f$  — частота радиоволн, создающих ионизированный слой,  $D$  — диаметр антенн,  $S$  — площадь ионизированного слоя,  $E_0$  — амплитуда поля и  $P$  — мощность в каждом из пучков,  $\Delta t_1$  и  $\Delta t$  — длительность импульсов пробоя и поддержания,  $F$  — частота следования импульсов поддержания,  $N$  — средняя концентрация электронов в максимуме слоя,  $\bar{P}$  — средняя мощность, затрачиваемая на поддержание ионизированного слоя,  $f_m$  — максимальная частота эффективно отражающихся от него радиоволн.

Высоты создания ионизированного слоя ограничены значениями 30—60 км, так как на высотах, превосходящих 60 км, из-за наличия ионосферы становится существенным поглощение сильных радиоволн, прежде чем они достигнут области ионизации <sup>3, 4</sup>. На высотах ниже 35—40 км быстро растет мощность, необходимая для поддержания ионизации. Кроме того, оптимальным условиям на высотах  $z \leq 30$  км соответствуют радиоволны с частотой  $f > 10$  ГГц (или  $\lambda < 3$  см), которые могут испытывать значительное поглощение в нижних слоях атмосферы при неблагоприятных погодных условиях <sup>21</sup>.

Приведенные в таблице оценки показывают, что создание в атмосфере ионизированного слоя, способного отражать радиоволны с частотой до 1—2 ГГц, является вполне реальным. Он может быть использован для ретрансляции телевидения, радиовещания, радиотелефонии и других видов радиосвязи в широком диапазоне частот 20 МГц  $\leq f \leq 1-2$  ГГц.

А. В. Гуревич

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.— М.: Наука, 1967.
- Bailey V. A.— Nature, 1937, v. 139, p. 68, 838.
- Гинзбург В. Л., Гуревич А. В.— УФН, 1960, т. 70, с. 201. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.— М.: Наука, 1973.
- Гинзбург Э. И.— Геомагн. и аэроном., 1967, т. 7, с. 104.
- Bailey V. A., Smith R. A., Landecker K., Higgs A. J., Hibberd F. H.— Nature, 1952, v. 169, p. 911.
- Шлюгер И. С.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 274.  
Гуревич А. В., Шлюгер И. С.— Известия вузов. Сер. «Радиофизика», 1975, т. 18, с. 1237.

- Гуревич А. В., Милих Г. М., Шлюгер И. С.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 395; Изв. вузов, Сер. «Радиофизика», 1977, т. 20, с. 1790.
7. Lombardi P. R.— Radio Sci. Ser. D, 1965, v. 69, p. 83.
  8. Гуревич А. В.— Геомагн. и аэроном., 1972, т. 12, с. 631.
  9. Гуревич А. В.— Ibid., 1979, т. 19, с. 633.
  10. Борисов Н. Д., Гуревич А. В.— Ibid., 1980, т. 20, с. 841.
  11. Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах.— М.: Мир, 1969.
  12. Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А.— Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1978, № 9, с. 12.
  13. Light G. C., Taylor E. C.— J. Appl. Phys., 1968, v. 39, p. 1591.  
Light G. C.— Ibid., 1969, v. 40, p. 1715.
  14. Гуревич А. В., Карфидов Д. М., Луккина Н. А., Сергеевич К. Ф.— Геомагн. и аэроном., 1980, т. 20, с. 953.
  15. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы.— М.: Мир, 1978.
  16. Blanck C. A., Bortheg M. H., Bauer T., Ferguson A. A. A pocket Manuel of the Physical and Chemical Characteristics of the Earth's Atmosphere.— DNA 346711, Washington, 1974.
  17. Жданов С. А., Напартович Л. П., Старостин А. Н.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 130.
  18. Борисов Н. Д., Милих Г. М.— Физ. плазмы, 1980, т. 6, с. 917.
  19. Гордиец Б. Ф., Мамедов Ш. С.— ПМТФ, 1974, т. 15, № 3, с. 13.  
Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступченко Е. В., Шелепин Л. А.— УФН, 1972, т. 108, с. 655.
  20. Гильденбург В. Б., Ким А. В.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 141.  
Гильденбург В. Б., Голубов С. В.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 89.  
Гильденбург В. Б., Голицын В. П., Семенов В. Г.— Изв. вузов, Сер. «Радиофизика», 1974, т. 17, с. 1718.
  21. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн.— М.: Гостехиздат, 1948.