

УДК 535

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ПРИ ЛОКАЦИИ ДИСПЕРСНЫХ СРЕД

В. В. Веретенников, И. Э. Наац

Предложен метод интерпретации данных оптической локации атмосферного аэрозоля по бистатической схеме, который основан на обращении поляризационных характеристик принимаемых оптических сигналов и позволяет дистанционно определять спектр размеров рассеивающих частиц. Сформулированы общие требования по точности к соответствующим измерительным средствам при оптической локации аэрозолей нижней тропосферы.

Для решения практических задач теории распространения оптического излучения в атмосфере при наличии дымок, туманов, облаков и т. п. особый интерес представляет оперативная оценка микроструктурных параметров дисперсных сред средствами оптической локации. Важность задачи возрастает в связи с проблемой дистанционного контроля аэрозольной загрязненности атмосферы.

Информация о микроструктуре аэрозолей содержится в характеристиках светорассеяния среды, которые могут быть определены локационными методами с высоким пространственным разрешением при использовании оптических квантовых генераторов. Исследованию информационных возможностей локационных систем зондирования в настоящее время уделяется значительное внимание [1, 2] в связи с большими успехами, достигнутыми в области создания высокоэффективной оптической аппаратуры для дистанционного исследования параметров атмосфер.

Наиболее полную информацию о микрофизических параметрах аэрозоля содержат измерения спектральных и угловых зависимостей компонент матрицы светорассеяния [3]. Определение компонент матрицы или некоторых функционалов от них при различных углах может быть выполнено средствами оптической локации по бистатической схеме путем измерения параметров Стокса рассеянного излучения. Последующая интерпретация данных бистатического зондирования возможна на основе разработки соответствующих вычислительных методов и алгоритмов. В работе описан алгоритм восстановления функции распределения аэрозольных частиц по размерам при зондировании атмосферы бистатическим лидаром.

Простейший вариант бистатической схемы представлен на рис. 1. Меняя углы места передатчика γ_1 и приемника γ_2 , можно получить различные значения угла рассеяния $\theta = \gamma_1 + \gamma_2$. Для оптического диапазона уравнение локации рассеивающих сред в приближении однократного рассеяния можно записать в следующем виде:

$$I_i(\theta, h) = B(\theta) T_1(\theta, h) T_2(\theta, h) \sum_{j=1}^4 D_{ij}(\theta, h) I_j^{(0)} \quad (i = 1, \dots, 4). \quad (1)$$

Здесь $I^{(0)}$ и I — векторы-параметры Стокса излучаемого и принимаемого с высоты h сигнала соответственно, $B(\theta)$ — аппаратурная функция,

$T_1(\theta, h)$ и $T_2(\theta, h)$ — коэффициенты пропускания по трассам от источника излучения до рассеивающего объема и от рассеивающего объема до приемника соответственно, $D_{ij}(\theta, h)$ — элементы матрицы рассеяния единичного объема.

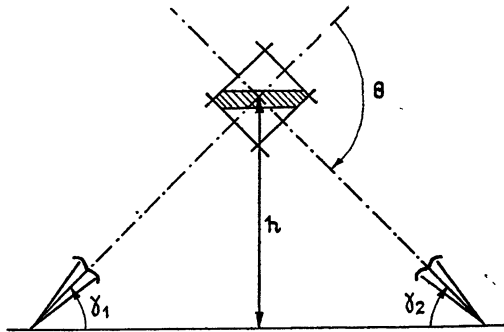


Рис. 1. Бистатическая схема локации атмосферы.

Значения элементов матрицы рассеяния определяются концентрацией, размерами и формой рассеивающих частиц и зависят от показателя преломления их вещества. При рассеянии в атмосфере матрица $D(\theta, h)$ представляет сумму матриц аэрозольного ($D^{(a)}$) и молекулярного ($D^{(m)}$) светорассеяния. Элементы аэрозольной матрицы рассеяния в предположении сферичности рассеивающих частиц определяются выражением

$$D_{ij}^{(a)}(\theta) = \int_{r_1}^{r_2} K_{ij}(\theta, r) s(r) dr \quad (i, j, = 1, \dots, 4),$$

где r_1 и r_2 — границы интервала размеров рассеивающих частиц, $K_{ij}(\theta, r)$ — факторы эффективности рассеяния теории Ми [4],

$$s(r) = \pi r^2 n(r),$$

$n(r)$ — функция распределения числа аэрозольных частиц по размерам в единичном рассеивающем объеме.

Для элементов $D_{ij}^{(a)}(\theta)$ аэрозольной матрицы светорассеяния или некоторых функционалов от них можно поставить обратную задачу по определению функции распределения $s(r)$ частиц аэрозоля по размерам.

Уравнение (1) в общем случае содержит в качестве неизвестных помимо элементов аэрозольной матрицы светорассеяния $D_{ik}^{(a)}(\theta)$ также функции $T_1(\theta, h)$ и $T_2(\theta, h)$ и не может быть решено без привлечения дополнительной информации в рамках эксперимента по бистатической схеме локации.

В частном случае горизонтальной однородности атмосферы функции $T_1(\theta, h)$ и $T_2(\theta, h)$ могут быть определены из сопутствующих оптических экспериментов методом наклонных трасс [5], и уравнение становится разрешимым относительно элементов $D_{ij}^{(a)}(\theta)$ [2]. В этих условиях угловые измерения параметров Стокса рассеянного излучения могут быть выполнены при перемещении эффективного рассеивающего объема в горизонтальной плоскости.

В общем случае неоднородной атмосферы измерения вектора-параметра Стокса излучения, рассеянного некоторым фиксированным объемом в различных направлениях, могут быть выполнены, например, при перемещении в пространстве приемника и передатчика, либо с исполь-

зованием нескольких приемников, разнесенных в пространстве соответствующим образом. В этих условиях для восстановления высотных профилей распределения аэрозольных частиц по размерам по данным би-статического зондирования в неоднородной атмосфере ниже предлагается общий алгоритм обращения уравнения (1) с использованием дополнительной информации, получаемой с помощью моностатического лидара.

Для его построения перейдем в уравнении (1) к безразмерным элементам вектора-параметра Стокса с компонентами $c_i^{(0)} = I_i^{(0)}/I_1^{(0)}$, $c_i(\theta) = I_i(\theta)/I_1(\theta)$ ($i = 1, \dots, 4$). Тогда из (1) можно получить следующую систему функциональных уравнений, не содержащую неизвестных функций $T_1(\theta, h)$ и $T_2(\theta, h)$:

$$c_i(\theta) = \frac{\sum_{j=1}^4 D_{ij}(\theta) c_j^{(0)}}{\sum_{j=1}^4 D_{1j}(\theta) c_j^{(0)}} \quad (i = 2, 3, 4). \quad (2)$$

Меняя состояние поляризации падающего излучения, можно получить те или иные поляризационные характеристики рассеянного излучения $c_i(\theta)$. Используя (2), нетрудно построить функциональные уравнения для определения функции $s(r)$, а именно

$$\int_{r_1}^{r_2} Q_i(\theta, r) s(r) dr = \sigma^{(R)} g_i(\theta) \quad (i = 2, 3, 4), \quad (3)$$

где

$$g_i(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^4 [f_{ij}^{(R)}(\theta)]_i - c_i(\theta) f_{1j}^{(R)}(\theta) c_j^{(0)},$$

$$Q_i(\theta, r) = \sum_{j=1}^4 [c_i(\theta) K_{1j}(\theta, r) - K_{ij}(\theta, r)] c_j^{(0)}.$$

В выражении (3) $f_{ij}^{(R)}(\theta) = 4\pi D_{ij}^{(R)}(\theta)/\sigma^{(R)}$ — компоненты нормированной матрицы рэлеевского рассеяния и $\sigma^{(R)}$ — объемный коэффициент молекулярного рассеяния.

Задача обращения уравнения (3) является некорректной [6]. Отличительная особенность уравнения (3) заключается в том, что за счет погрешностей измерений ошибка вносится как в правую часть $g_i(\theta)$, так и в ядро $Q_i(\theta, r)$. Приближенное решение уравнения (3), устойчивое к погрешностям в исходных данных, может быть получено с помощью регуляризирующего алгоритма, основанного на минимизации функционала Тихонова с выбором параметра регуляризации по обобщенному принципу невязки [6].

Второе замечание, которое должно быть сделано в связи с обратной задачей в форме (3), состоит в том, что если величина $\sigma^{(R)}$ неизвестна, то уравнения (3) определяют искомое распределение с точностью до константы. В качестве этой постоянной удобно выбрать $\psi = \sigma^{(R)}/S$,

где $S = \int_{r_1}^{r_2} s(r) dr$. Ниже будет рассмотрен способ оценки этой константы из сопутствующих оптических измерений. С учетом последнего замечания можно переписать уравнение (3) относительно функции $\varphi(r) = s(r)/S$ в следующем операторном виде:

$$Q\varphi = \psi g, \quad \int_{r_1}^{r_2} \varphi(r) dr = 1, \quad \varphi(r) \geq 0. \quad (4)$$

При численном решении уравнение (4) заменялось системой линейных алгебраических уравнений, в которой искомое решение представлялось конечномерным вектором, связанным со значениями функции $\varphi(r_j)$ в узловых точках $\varphi_j = \varphi(r_j)$ ($j = 1, \dots, n$). Вопросы, связанные с алгебраизацией уравнения (4), подробно изложены в работе авторов [2]. Полученная система решалась методом регуляризации Тихонова.

Эффективность предлагаемой схемы решения обратной задачи исследовалась численно для ряда модельных распределений, определяющих типичные атмосферные дымки H , L и M [4]. Расчетный анализ выполнялся для каждой из поляризационных характеристик $c_i(\theta)$, заданных в интервале углов рассеяния $90-170^\circ$ с равномерным шагом 10° . При этом считалось, что излучение оптического генератора на длине волны $\lambda = 0,69$ мкм линейно поляризовано под углом 45° к плоскости рассеяния. Для обращения были взяты поляризационные характеристики, в которых вклад аэрозольной и молекулярной компонент рассеяния был одного порядка ($\psi = 0,475$).

В качестве примера на рис. 2 представлены результаты численного эксперимента по обращению уравнения (4), когда в качестве модельного использовалось распределение φ_0 типа дымки H с показателем преломления $1,56 - i \times 0$ и относительная погрешность ε_c «измерений» составляла 10% .

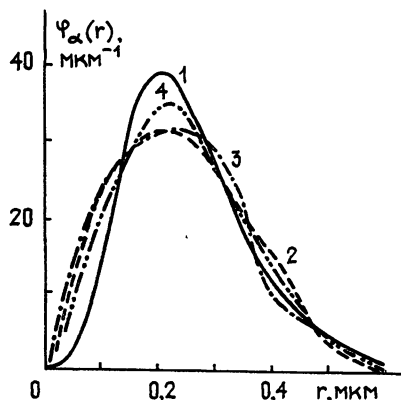


Рис. 2.

Рис. 2. Результаты восстановления функции $\varphi_\alpha(r)$ (дымки H) из угловых измерений характеристик $c_2(\theta)$, $c_3(\theta)$, $c_4(\theta)$ (кривые 2, 3, 4 соответственно), кривая 1 — модельное распределение $\varphi_0(r)$.

Рис. 3. Зависимость относительной погрешности ε_φ решения обратной задачи от относительной погрешности ε_c измерений $c_2(\theta)$, $c_3(\theta)$, $c_4(\theta)$ (кривые 1, 2, 3 соответственно).

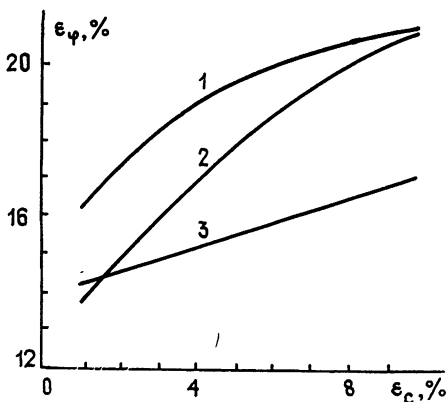


Рис. 3.

На рис. 3 изображена зависимость относительной ошибки $\varepsilon_\varphi = \|\varphi_0 - \varphi_\alpha\| / \|\varphi_0\|$, где $\|\varphi\| = \left\{ \sum_{j=1}^n \varphi_j^2 \right\}^{1/2}$, восстановления функции $\varphi(r)$ (φ_α — регуляризованное решение уравнения (4)) при обращении характеристик $c_i(\theta)$ ($i = 2, 3, 4$) от погрешностей ε_c в «измерениях». Из рис. 3 видно, что самым близким к точному решению $\varphi_0(r)$ является решение, полученное при обращении функции $c_4(\theta)$, а самым далеким — при обращении $c_2(\theta)$.

На рис. 4а приведены примеры восстановления более крупнодисперсных дымок L (кривые 1—3) и M (кривые 1'—3') из угловых измерений характеристики $c_2(\theta)$ при различных ошибках в исходных дан-

ных. Рис. 4б иллюстрирует возможность восстановления двухвершинного распределения при обращении характеристики $c_4(\theta)$.

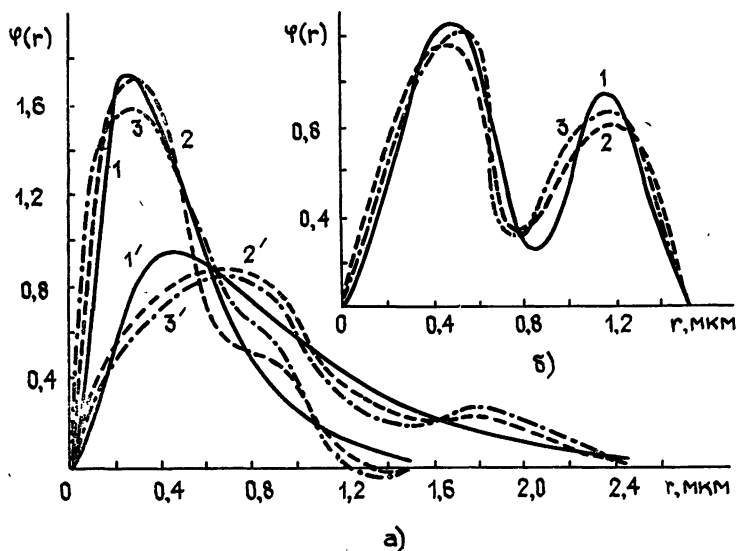


Рис 4. а) Примеры восстановления распределений типа дымки L (кривая 1) и M (кривая $1'$) из угловых измерений характеристики $c_3(\theta)$; кривые 2 и $2'$ — восстановлены при $\varepsilon_c = 5\%$; 3 и $3'$ — $\varepsilon_c = 10\%$.

б) Результат восстановления двухвершинного распределения по характеристике $c_4(\theta)$; 1 — модельное распределение; 2 — восстановленное при $\varepsilon_c = 5\%$; 3 — $\varepsilon_c = 10\%$.

Описанный алгоритм обработки оптических сигналов, принимаемых бистатистическим локатором, позволяет определить форму искомого распределения частиц аэрозоля по размерам на некоторой высоте h и требует знания величины суммарного геометрического сечения $S(h)$, если известно значение профиля $\sigma^{(R)}(h)$. Для определения $\sigma^{(R)}(h)$ существуют стандартные методики [7], обеспечивающие в среднем ошибку не хуже 10% . Что же касается высотного профиля функции $S(h)$, то он может быть определен методом импульсной локации атмосферы по моностатической схеме.

Рассмотрим соответствующий численный алгоритм восстановления функции $S(h)$. С этой целью обратимся к уравнению локации по моностатической схеме, которое в приближении однократного рассеяния имеет вид

$$G(h) = \beta(h) \exp \left[-2 \int_{h_0}^h \sigma_{ex}(z) dz \right], \quad (5)$$

где

$$G(h) = \frac{P(h)h^2}{P_0B},$$

$$\beta(h) = \beta^{(a)}(h) + \beta^{(R)}(h),$$

$$\sigma_{ex}(z) = \sigma_{ex}^{(a)}(z) + \sigma_{ex}^{(R)}(z).$$

В уравнении (5) P_0 и $P(h)$ — амплитуды излучаемого и измеряемого при рассеянии назад сигналов соответственно; $\beta(h)$ и $\sigma_{ex}(z)$ — объемные коэффициенты рассеяния назад и ослабления; индексы (a) и (R)

относятся к аэрозольной и молекулярной компонентам в рассеянии и ослаблении. В свою очередь объемные коэффициенты аэрозольного рассеяния назад и ослабления линейно зависят от искомой величины $S(h)$:

$$\beta^{(a)}(h) = \bar{K}_\pi S(h), \quad \sigma_{ex}^{(a)}(h) = \bar{K}_{ex} S(h), \quad (6)$$

где полидисперсные факторы рассеяния назад \bar{K}_π и ослабления \bar{K}_{ex} связаны с функцией $\varphi(r)$ соотношениями $\bar{K}_\pi(\lambda) = \int_{r_1}^{r_2} K_\pi(\lambda, r) \varphi(r) dr$,

$\bar{K}_{ex}(\lambda) = \int_{r_1}^{r_2} K_{ex}(\lambda, r) \varphi(r) dr$. С учетом (6) уравнение локации для моностатической схемы относительно функции $S(z)$ можно записать в следующем виде [2]:

$$G(h) = [\bar{K}_\pi S(h) + \beta^{(R)}(h)] \exp \left\{ -2 \int_{h_0}^h [\bar{K}_{ex} S(z) + \sigma_{ex}^{(R)}(z)] dz \right\}. \quad (7)$$

Уравнение (7) можно решить методом последовательных приближений, используя итерационный алгоритм послойного решения по h в направлении зондирования [8]. Решение уравнения (7) при известном профиле $\sigma_{ex}^{(R)}(h)$ требует знания полидисперсных факторов \bar{K}_π и \bar{K}_{ex} , которые можно оценить из решения обратной задачи (4). Поэтому, вообще говоря, для оценки микроструктуры атмосферного аэрозоля методами дистанционной оптической локации необходимо сочетание моностатической и бистатической схем. При этом последующая интерпретация должна основываться на совместном решении функциональных уравнений (4) и (7) относительно неизвестных S и $\varphi(r)$ для каждого h (тоже слой Δh). Численно реализовать это решение можно по схеме метода последовательных приближений, а именно:

- 1) Для начального приближения $S^{(0)}(h)$ определяется функция $\varphi_\alpha^{(0)}(r)$ из уравнения (4).
- 2) Соответствующие функции $\varphi_\alpha^{(0)}(r)$, полидисперсные факторы $\bar{K}_\pi^{(0)}$ и $\bar{K}_{ex}^{(0)}$ используются для определения нового приближения $S^{(1)}(h)$ из уравнения (7).

Такая процедура последовательного уточнения профиля $S(h)$ может быть повторена неоднократно.

Точность решения уравнения (7) на каждом шаге приближения зависит от точности определения факторов \bar{K}_{ex} и \bar{K}_π . С этой целью был выполнен численный анализ точностных характеристик восстановления факторов \bar{K}_{ex} и \bar{K}_π при решении обратной задачи (4). Расчеты показывают, что значения \bar{K}_{ex} и \bar{K}_π можно оценить с относительной погрешностью, не превышающей погрешность исходных данных. В качестве примера на рис. 5 представлены зависимости относительных погрешностей $\varepsilon(\bar{K}_{ex})$, $\varepsilon(\bar{K}_\pi)$ восстановления полидисперсных факторов от ошибки Δm в априорном задании показателя преломления вещества аэрозольных частиц. При этом функция $\varphi_\alpha(r)$, необходимая для расчета факторов \bar{K}_{ex} , \bar{K}_π , была получена при обращении характеристики $c_2(\theta)$, заданной с относительной погрешностью 10%.

Пример восстановления высотного профиля $S(h)$ согласно описанному алгоритму при 10-процентной ошибке в задании полидисперсных факторов \bar{K}_{ex} и \bar{K}_π приведен на рис. 6. Предварительный расчет сигнала

ла $P(h)$ в прямой задаче был выполнен для стандартных профилей характеристик аэрозольного и молекулярного светорассеяния $\sigma_{ex}^{(a)}(h)$ и $\sigma_{ex}^{(R)}(h)$, приведенных в [7]. Из рис. 6 видно, что влияние ошибок в задании факторов \bar{K}_{ex} и \bar{K}_π на точность определения профиля $S(h)$ лежит в приемлемых пределах. Детальное исследование, проведенное авторами, показывает, что эффективность предложенного алгоритма и, в частности, скорость сходимости итерационной схемы существенно зависят от оптической толщины зондируемого слоя атмосферы. Если значение оптической толщины не превышает 0,8, то интерпретация данных оптической локации согласно предложенным выше расчетным схемам обеспечивает вполне приемлемые результаты при погрешности оптических измерений не хуже 10—15%.

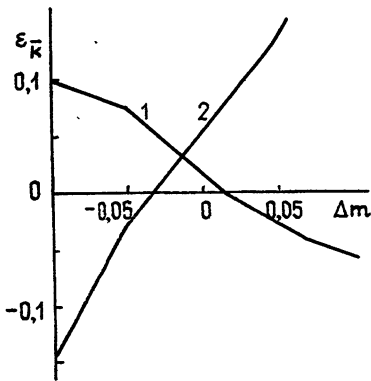


Рис. 5.

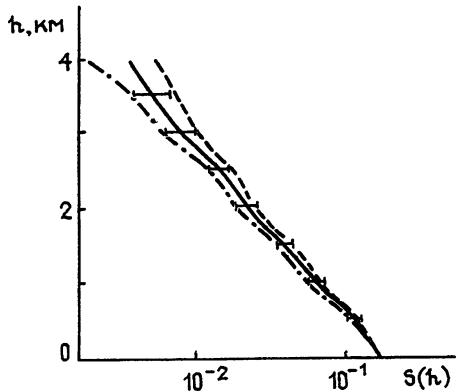


Рис. 6.

Рис. 5. Зависимость относительных погрешностей $\varepsilon_{\bar{K}}$ восстановления факторов $\bar{K}_{ex}(1)$ и \bar{K}_π (2) от ошибки Δm в задании показателя преломления.

Рис. 6. Влияние ошибок в задании полидисперсных факторов \bar{K}_{ex} и \bar{K}_π на точность восстановления высотного профиля $S(h)$.

Таким образом, предлагаемые авторами методы численного обращения оптических данных позволяют эффективно решать задачи дистанционного контроля параметров аэрозолей средствами лазерной локации. На их основе можно также дать оценку требуемых точностных характеристик конкретных систем монобистатического зондирования, применение которых позволит решать широкий круг проблем атмосферной оптики, геофизики и контроля загрязненности воздушного бассейна природным и антропогенным аэрозолем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Негман В. М., Browning S. R., Reagan J. A.—J. Atm. Sci., 1971, 28, № 5, р. 763.
2. Веретенников В. В., Наац И. Э.— В сб.: Проблемы дистанционного зондирования атмосферы, — Томск: ИОА СО АН СССР, 1976, с. 52.
3. Розенберг Г. В.— Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1976, 12 (11), с. 1159.
4. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971.
5. Креков Г. М., Крекова М. М., Макиенко Э. В., Наац И. Э. Препринт Издательской лаборатории ИОА СО АН СССР № 8. — Томск, 1975.

6. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. — М.: Наука, 1974.
7. Elterman L. Atmospheric Attenuation Model, 1964, in the Ultraviolet, Visible and Infrared Regions for Altitudes to 50 km. Environmental Research Papers, № 46, AFCRL, Mass., 1964.
8. Веретенников В. В., Наац И. Э., Самохвалов И. В., Шаманаев В. С. Определение профиля аэрозольных оптических характеристик при лидарном зондировании атмосферы. В кн.: Лазерное зондирование атмосферы. — М.: Наука, 1976.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступила в редакцию
17 сентября 1979 г.

INTERPRETATION OF POLARIZATION CHARACTERISTICS OF OPTICAL SIGNALS IN LOCATION OF DISPERSIVE MEDIA

V. V. Veretennikov, I. E. Naats

A method is suggested for the interpretation of optical location data of the atmosphere aerosole according to bistatic scheme which is based on the reversion of polarization characteristics of received optical signals and permits to define remotely the spectrum of scattering particle dimensions. General demands are formulated for an accuracy to the corresponding meters in optical location of aerosoles in the low troposphere.
